

SPIM

Thèse de Doctorat


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

N° | X | X | X |

THÈSE présentée par

Loïc BRAUN

pour obtenir le

Grade de Docteur de
l'Université de Franche-ComtéSpécialité : **Sciences pour l'ingénieur**

Composants à ondes élastiques de surface pour le filtrage à gabarits maîtrisés aux fréquences radios pour applications spatiales et professionnelles

Soutenue le 06/07/2015 devant le Jury composé de :

JEAN-MICHEL HODÉ	Rapporteur	Docteur Es-Sciences Physiques, Expert en Traitement du Signal, THALES SA, Pessac
DOMINIQUE CROS	Rapporteur	Professeur des Universités, XLIM, Limoges
ALEXANDRE REINHARDT	Examinateur	Ingénieur de Recherche, LCRF, CEA- LETI, Grenoble
BERNARD DULMET	Examinateur	Professeur des Universités, ENSMM, Besançon
PHILIPPE DE JOFFREY	Examinateur	Responsable de la filière Filtres, AR Electronique, Besançon
THOMAS BARON	Co-directeur de thèse	Ingénieur de Recherche, Institut FEMTO-ST, Besançon
SYLVAIN BALLANDRAS	Directeur de thèse	Directeur de Recherche CNRS et Président de la société freqn sys, Besançon

Table des matières

Introduction	1
1 Filtres de fréquences pour applications stratégiques	3
1.1 Définitions et fondamentaux	3
1.1.1 Notions de filtrage de fréquence	3
1.1.1.1 Les signaux et leurs représentations	3
1.1.1.2 Problématique du filtrage de fréquences	7
1.1.1.3 Les filtres vus comme des multipôles	9
1.1.1.4 Caractéristiques d'un filtre	11
1.1.1.5 Spécification d'un filtre	13
1.1.2 Eléments de synthèse de filtres	14
1.1.2.1 Méthodes analytiques	14
1.1.2.2 Méthodes semi-analytiques	20
1.1.2.3 Méthodes numériques	21
1.1.3 Intérêts et limites du filtrage numérique aux fréquences radio	22
1.1.3.1 Historique	22
1.1.3.2 Principe	23
1.1.3.3 Intérêts	24
1.1.3.4 Limites	25
1.2 Filtres analogiques passifs	26
1.2.1 Filtres à éléments discrets	26
1.2.2 Filtres planaires	27
1.2.2.1 Filtres planaires à éléments discrets	27
1.2.2.2 Filtres à lignes couplées	28
1.2.3 Filtres à cavités électromagnétiques	30
1.2.3.1 Filtres à cavités métalliques	31
1.2.3.2 Filtres diélectriques	31
1.2.4 Filtres à ondes élastiques	33
1.2.4.1 Filtres à ondes de volume	33
1.2.4.2 Filtres à ondes de surface	35
1.2.4.3 Filtres à ondes élastiques intégrés sur silicium (RF-MEMS)	37
1.3 Conclusion	40

2	Principes de mise en œuvre d'un filtre à ondes de surface	43
2.1	Méthodologie de conception	43
2.1.1	Aspects matériaux	43
2.1.2	Structures de filtres	46
2.1.2.1	Filtres à ondes propagatives (FRIF)	47
2.1.2.2	Filtres à ondes stationnaires (FRIS)	49
2.1.3	Outils de modélisation	53
2.1.3.1	Equations de base	53
2.1.3.2	Résolution des équations de propagation en ondes planes	54
2.1.3.3	Fonctions de Green et permittivité effective	57
2.1.3.4	Propagation sous réseau périodique	59
2.2	Technologies de mise en œuvre	64
2.2.1	Fabrication en environnement propre	65
2.2.1.1	Photolithographie	66
2.2.1.2	Dépôt de couches métalliques	68
2.2.1.3	Gravure	70
2.2.1.4	Procédé de « lift-off »	72
2.2.2	Assemblage et conditionnement	72
2.2.2.1	Sciage	72
2.2.2.2	Fixation du dispositif dans son boîtier	73
2.2.2.3	Connectique	73
2.2.2.4	Encapsulation	73
2.2.3	Caractérisation et utilisation	74
2.2.3.1	Caractérisation sur tranche	74
2.2.3.2	Caractérisation en boîtier	74
2.2.3.3	Caractérisation en boucle d'oscillation	75
2.3	Filtres à ondes de surface et enjeux des systèmes communicants modernes	76
2.3.1	Emetteur - récepteur radiofréquence	76
2.3.2	Systèmes communicants « grand public »	77
2.3.3	Systèmes communicants professionnels	78
2.4	Conclusion	79
3	Etude et réalisation de filtres RF à bande passante étroite	81
3.1	Modélisation standard à base de matrices mixtes	81
3.1.1	Modèle de la matrice mixte	81
3.1.2	Paramètres de propagation en surface homogène	83
3.1.3	Paramètres de propagation sous un réseau périodique	85
3.1.4	Simulation de composants à ondes de surface	86
3.1.4.1	Calcul de la contribution électroacoustique par chaînage de matrices mixtes	86
3.1.4.2	Calcul de la contribution diélectrique	87
3.2	Etude et réalisation d'un filtre à couplage acoustique longitudinal	88
3.2.1	Principe de fonctionnement	88

3.2.2	Conception	91
3.2.2.1	Spécification du filtre	91
3.2.2.2	Expérience préliminaire	91
3.2.2.3	Choix d'un matériau et d'un point de fonctionnement	93
3.2.2.4	Etude et choix des paramètres du filtre	94
3.2.3	Fabrication sur tranche	99
3.2.3.1	Photolithographie	101
3.2.3.2	Dépôts	101
3.2.3.3	Etape de lift-off	101
3.2.4	Caractérisation sur tranche	101
3.2.4.1	Concordance entre théorie et expérience	101
3.2.4.2	Effet des intervalles de propagation libre	104
3.2.4.3	Effets des différentes stratégies de neutralisation des modes trans- verses	104
3.2.5	Assemblage	105
3.2.5.1	Sciage	105
3.2.5.2	Collage et connexion	106
3.2.5.3	Fermeture	106
3.2.6	Caractérisation en boîtier et application	106
3.2.7	Discussion	108
3.3	Amélioration du modèle standard par prise en compte des effets transverses	109
3.3.1	Modélisation des effets transverses	109
3.3.1.1	Guide d'ondes multi-éléments	109
3.3.1.2	Recherche de modes transverses	111
3.3.1.3	Calcul des potentiels associés aux modes transverses	112
3.3.1.4	Intégration dans le modèle de la matrice-mixte	113
3.3.2	Application au cas des filtres à couplage acoustique longitudinal	115
3.4	Conclusion	120
4	Etude et réalisation de filtres à bande passante large	123
4.1	Filtres à éléments d'impédance	123
4.1.1	Principe et modélisation	123
4.1.1.1	Principe	123
4.1.1.2	Modélisation par chaînage de quadripôles élémentaires	126
4.1.2	Conception et fabrication d'un filtre aux alentours de 300 MHz	126
4.1.2.1	Spécification	126
4.1.2.2	Choix du matériau	129
4.1.2.3	Choix d'une configuration de résonateurs et d'une combinaison de cellules	129
4.1.3	Fabrication et caractérisation	131
4.1.4	Discussion	136
4.2	Filtres à transducteurs en éventails	138
4.2.1	Principe de fonctionnement	139

4.2.2	Modélisation par discrétisation en canaux élémentaires	139
4.2.3	Application à la réalisation d'un filtre aux alentours de 100 MHz	141
4.2.3.1	Spécification	141
4.2.3.2	Conception d'une configuration de base	141
4.2.3.3	Etude de la géométrie du filtre sur sa fonction de transfert	142
4.2.3.4	Fabrication et caractérisation	146
4.2.4	Discussion	152
4.3	Conclusion	153
5	Stratégies de montée en fréquence	155
5.1	Problématique de la montée en fréquence	155
5.2	Par augmentation de la vitesse de phase	156
5.2.1	Etude d'une structure de guide d'ondes stratifiée à base de carbone-diamant nanocristallin	156
5.2.2	Application à la génération de fréquence	157
5.2.2.1	Conception des dispositifs	157
5.2.2.2	Elaboration des substrats	159
5.2.2.3	Fabrication et caractérisation des résonateurs	162
5.2.2.4	Réalisation d'une source de fréquence	163
5.2.3	Résumé	167
5.3	Par diminution de la période des réseaux d'électrodes	169
5.3.1	Etude d'une technologie de lithographie par nano-impression	169
5.3.1.1	Principes et intérêt de la nano-impression	169
5.3.1.2	Fabrication du moule	170
5.3.1.3	Mise en œuvre du procédé dit de J-FIL	171
5.3.2	Conception des véhicules de tests	172
5.3.3	Fabrication et caractérisation	173
5.3.4	Résumé	177
5.4	Conclusion	177
	Conclusion générale et perspectives	181
	Bibliographie	183

Introduction

Avant leur mise en évidence par Lord Rayleigh en 1885, les ondes de surface étaient essentiellement connues pour les ravages qu'elles causaient lors de tremblements de terre. Il fallut attendre 1965 pour que White et Voltmer démontrent la possibilité d'exploiter ces ondes dans les monocristaux piézoélectriques par l'intermédiaire de transducteurs à peignes interdigités permettant d'exciter et de détecter efficacement des ondes guidées par une surface. La possibilité de fabriquer ces transducteurs collectivement grâce au développement des techniques de photolithographie sur tranches cristallines leur fit connaître un succès croissant. Dans les années 1970, ils furent essentiellement employés dans des applications militaires telles que la convolution de signaux, la compression d'impulsions pour le perfectionnement des radars ou encore pour la réalisation de lignes à retard dédiées à la stabilisation d'oscillateurs. La convergence de l'ensemble de ces travaux a donné naissance à une famille de filtres passe-bande à réponse impulsionnelle finie massivement utilisée dans les récepteurs des téléviseurs couleurs dès les années 1980. Les pertes d'insertion de tels filtres s'élevaient à 20 dB mais la qualité de leur réponse spectrale et la possibilité d'amplifier les signaux en aval justifiaient pleinement l'usage de cette solution.

Avec l'avènement de la téléphonie mobile au début des années 1990, où la consommation et donc la problématique des pertes d'insertion des filtres prennent une place centrale, les recherches visant à réduire ces dernières s'intensifient. Cette période se révèle féconde en termes de nouvelles structures avec notamment des filtres résonants ou à base de résonateurs (filtres à réponse impulsionnelle infinie) permettant de réduire les pertes d'insertion à moins de 5 dB. Aujourd'hui, malgré l'utilisation croissante de techniques de traitements numériques dans les systèmes communicants, les composants à ondes de surface restent la solution de filtrage privilégiée aux fréquences radio, notamment pour leur compacité, leur efficacité et la possibilité de les réaliser de façon collective avec un rendement garantissant la rentabilité de cette activité. A titre d'exemple, 80 % des filtres passifs utilisés dans les étages d'émission et de réception des téléphones mobiles exploitent les ondes élastiques de surface.

L'objet des travaux réalisés dans le cadre de cette thèse et que nous présentons dans ce mémoire concerne l'étude et la réalisation de composants à ondes élastiques de surface dédiés au filtrage de fréquence pour des applications professionnelles. Cette thèse réalisée dans le cadre d'une convention CIFRE avec la société AR Electronique a été hébergée au sein de l'équipe CoSyMA (Composants et Systèmes et pour la Micro-Acoustique) du département Temps-Fréquence de l'Institut FEMTO-ST à Besançon. AR Electronique est une entreprise bisontine spécialisée dans la réalisation de filtres et de sources de fréquence pour des applications professionnelles. Les solutions de filtrage qu'elle développe permettent de couvrir une gamme de fréquences comprise entre 20 MHz et 130 MHz avec des bandes passantes relatives inférieures à 0,1 %. Cette thèse lui permet d'envisager, d'une part,

l'amélioration des systèmes qu'elle développe en y intégrant des composants à ondes de surface et, d'autre part, l'élargissement de sa gamme de solutions de filtrage vers des fréquences supérieures à celles qu'elle propose actuellement, avec une diversification en termes de bandes passantes. L'objectif des travaux présentés ici consiste à mettre en place des ressources de conception et de réalisation de filtres à ondes de surface aux fréquences radio, de pertes minimales avec des largeurs de bande variant de 0,1 à 10 % de la fréquence centrale. Pour ce faire, nous avons développé plusieurs approches et méthodes à base de différents matériaux selon les spécifications attendues. Nous proposons une décomposition de ce mémoire en cinq chapitres.

Le premier introduit les notions relatives au filtrage de fréquence et à la synthèse de filtres. Nous y décrivons également différentes technologies de filtres analogiques couramment employées aux fréquences radio. Nous discutons de l'intérêt des composants à ondes de surface par rapport à ces différentes technologies et aux techniques de traitement numériques du signal.

Le second chapitre présente les principes de mise en œuvre d'un filtre à ondes de surface. Nous décrivons les aspects liés à leur conception, leur modélisation et leur réalisation.

Dans le troisième chapitre, nous étudions plusieurs conceptions de filtres à couplage acoustique longitudinal de bande passante relative inférieure à 0,1 % centrés aux alentours du gigahertz. Nous présentons une solution que nous avons mise en œuvre dans le but d'améliorer la pureté de leur réponse spectrale. Les résultats obtenus sont comparés avec les réponses prévues par notre modèle de matrice mixte et quelques véhicules de tests sont appliqués au filtrage du signal de sortie d'un oscillateur multiplié en fréquence. Nous nous intéressons également à l'étude des effets transverses dans les dispositifs à ondes de surface et présentons un modèle que nous avons développé pour simuler leur contribution sur la fonction de transfert d'un filtre. Nous concluons sur l'efficacité des approches ainsi mises en œuvre et sur nos capacités face à l'état de l'art.

Le quatrième chapitre aborde l'étude de structures de filtres à éléments d'impédance et à transducteurs en éventails. Pour chacune de ces structures, nous présentons un modèle que nous avons développé et mis en œuvre dans la conception de filtres de bandes passantes relatives comprises entre 1 et 15 %. La fabrication de véhicules de tests nous a permis d'apprécier la qualité des modèles développés.

Dans le chapitre cinq, nous nous proposons d'étudier deux approches différentes pour la montée en fréquence de dispositifs à ondes de surface. En effet, la fréquence de ces composants est couramment limitée aux alentours de 3 GHz. Cette limite est imputable, d'une part, aux vitesses de phase des ondes que permettent les matériaux disponibles sur le marché et, d'autre part, à la résolution des équipements de fabrication utilisés dans l'industrie des composants à ondes de surface. Les approches que nous avons étudiées font appels à des matériaux et techniques innovantes étudiées dans le cadre des projets ANR OSCCAR-2 et Eurostar NILSAW, dans lesquels AR Electronique et l'Institut FEMTO-ST ont collaboré. Nous exposons les résultats que nous avons obtenus pour des dispositifs fonctionnant à des fréquences voisines de 3 GHz et concluons sur les voies suivies et leur potentiel d'évolution.

Enfin, nous concluons ce mémoire en récapitulant les principaux résultats des travaux menés dans le cadre de cette thèse et discutons des perspectives ouvertes par ces travaux en termes de recherche et d'applications industrielles.

Chapitre 1

Filtres de fréquences pour applications stratégiques

Dans ce premier chapitre, nous introduisons les principales notions relatives au filtrage et à la synthèse de filtres de fréquence. Nous discuterons ensuite de l'intérêt et des limites de la solution du filtrage numériques dans la gamme des fréquences radio. Enfin, nous présenterons différentes technologies de filtres couramment employées dans le traitement des signaux radiofréquence.

1.1 Définitions et fondamentaux

L'objet de cette section est de définir les principales notions liées aux filtres de fréquence. Nous commençons par rappeler les notions fondamentales sur les signaux et leurs représentations, puis nous introduisons la problématique du filtrage. L'approche choisie est celle des systèmes linéaires. Nous décrivons les principales propriétés de ces systèmes et les caractéristiques essentielles à leur spécification. Nous présentons ensuite les principes de la synthèse de filtre par différentes méthodes. Enfin, nous exposons les principes du filtrage numérique et discutons des limites et intérêts de cette méthode dans le cas du traitement des signaux radiofréquence.

1.1.1 Notions de filtrage de fréquence

Définition : Le filtrage de fréquence est une opération de traitement du signal qui consiste à modifier les caractéristiques d'un signal selon des critères de fréquence. Nous nommons les composants effectuant cette opération des filtres de fréquences, ou bien, lorsqu'il n'y a pas d'ambiguïté, des filtres.

1.1.1.1 Les signaux et leurs représentations

Les filtres constituent une catégorie de composants appartenant à celle, plus vaste, des composants de traitement du signal. Avant d'étudier les propriétés et caractéristiques générales des filtres, il convient de rappeler quelques définitions à propos des signaux. Cette section a pour objet d'introduire les notions correspondantes.

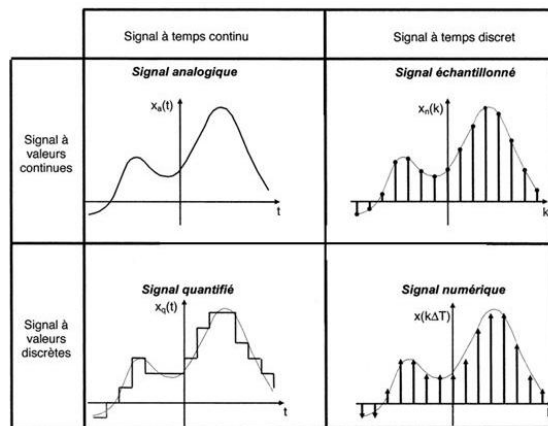


FIGURE 1.1 – Représentation des différentes morphologies de signaux

Signal : Nous désignons par « signal » tout phénomène physique susceptible de transporter une information. Si le phénomène mis en œuvre peut être décrit par une fonction mathématique, le signal qui lui est associé est qualifié de « déterministe » ou « certain ». Dans le cas où, au contraire, le phénomène mis en jeu possède un caractère imprévisible, son signal associé est dit « aléatoire ». Dans ce dernier cas, leur description fait appel à leurs propriétés statistiques. Si ces dernières sont invariantes dans le temps, le signal est dit « stationnaire ». La plupart du temps, les signaux mis en œuvre pour le transport d'informations sont de nature déterministe [1].

Bruit : La notion de signal est à opposer à celle de « bruit », qui désigne un phénomène physique susceptible de polluer ou de dégrader l'information contenue dans un signal. Un bruit peut être qualifié de déterministe ou d'aléatoire pour les mêmes raisons que celles citées pour les signaux [2].

Un signal est souvent décrit comme l'évolution d'un phénomène physique à travers le temps, comme pour le cas des systèmes de communication. Il est alors représenté sous forme d'une fonction mathématique réelle x dépendante du temps t . Cette représentation est qualifiée de « temporelle ». En général, le signal est confondu avec sa représentation et il est alors question du signal temporel $x(t)$.

Morphologies de signaux : Lorsqu'un signal est défini à chaque instant sur un intervalle de temps, il est appelé signal « à temps continu » sur cet intervalle. Inversement, un signal défini sur une suite d'instant est dit « à temps discret ». Par ailleurs, un signal est dit « à amplitude continue » si son amplitude varie de façon continue, ou « à amplitude discrète » si son amplitude prend des valeurs discrètes [1] [2].

Nous distinguons alors quatre morphologies de signaux :

- les signaux analogiques : ils sont à temps et à amplitude continus
- les signaux quantifiés : ils sont à temps continu et à amplitude discrète
- les signaux échantillonnés : ils sont à temps discret et à amplitude continue
- les signaux numériques : ils sont à temps et à amplitude discrets

La figure 1.1 illustre ces différentes morphologies.

D'une manière générale, les signaux à temps continu déterministes peuvent être modé-

lisés par une équation différentielle, contrairement aux signaux discrets déterministes qui sont modélisés par une équation aux différences.

Les signaux numériques sont des signaux analogiques qui ont préalablement été quantifiés et discrétisés. Le passage d'une morphologie à une autre est réalisée par des convertisseurs.

Une autre manière de représenter un signal consiste à le décrire dans un espace dual. Une telle représentation s'obtient par une transformation du signal temporel en une forme spectrale qui décompose les contributions qui le constitue dans un espace réciproque. Les plus couramment utilisés sont les transformations de Fourier et de Laplace qui permettent de passer de la représentation temporelle du signal à une représentation dans l'espace des fréquences.

Transformation de Fourier : Les transformations de Fourier directe et inverse sont des transformations intégrales qui permettent de passer respectivement de la représentation temporelle d'un signal vers sa représentation dans le domaine des fréquences et inversement, du domaine fréquentiel vers le domaine temporel [3]. Nous les désignerons respectivement par les symboles \mathcal{F} et $\bar{\mathcal{F}}$.

L'intérêt essentiel de l'étude des signaux dans le domaine des fréquences réside dans le fait qu'elle rend aisée l'identification des composantes de fréquences présentes dans un signal.

Un signal à temps continu $x(t)$, intégrable dans le domaine réel (on dit aussi « à énergie finie ») peut être décrit comme une combinaison linéaire de signaux sinusoïdaux de différentes fréquences :

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{x}(f) e^{j2\pi ft} df = \bar{\mathcal{F}}\{x(t)\}, \quad (1.1)$$

où $\tilde{x}(f)$ est la transformée de Fourier du signal $x(t)$ définie telle que :

$$\tilde{x}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-j2\pi ft} dt = \mathcal{F}\{x(t)\}. \quad (1.2)$$

La forme $\tilde{x}(f)$ est également appelée « spectre » du signal $x(t)$. Il traduit la répartition en fréquence des différentes composantes de fréquence de ce dernier.

Le spectre d'un signal est en général une grandeur complexe qui peut être écrite sous la forme d'un module et d'un argument :

$$\tilde{x}(f) = |\tilde{x}(f)| e^{j\theta(f)}, \quad (1.3)$$

où $|\tilde{x}(f)|$ et $\theta(f)$ sont appelés respectivement « spectre d'amplitude » et « spectre de phase » de $\tilde{x}(f)$, avec :

$$|\tilde{x}(f)| = \sqrt{\operatorname{Re}\{\tilde{x}(f)\}^2 + \operatorname{Im}\{\tilde{x}(f)\}^2}, \quad (1.4)$$

$$\theta(f) = \arctan \frac{\operatorname{Im}\{\tilde{x}(f)\}}{\operatorname{Re}\{\tilde{x}(f)\}}. \quad (1.5)$$

Transformation de Laplace : La transformation de Laplace constitue un outil particulièrement puissant dans l'étude des signaux et systèmes linéaires, notamment parce qu'elle permet de prendre en compte des conditions initiales. La différence avec la transformation

de Fourier réside dans le fait que la variable sur laquelle la transformation a lieu est une variable complexe et que l'intégration est effectuée de 0^+ à $+\infty$, excluant les termes de $-\infty$ à 0^- .

Nous appelons transformée de Laplace d'un signal à temps continu $x(t)$, la fonction de la variable complexe $p = \sigma + j\omega$ définie telle que :

$$\hat{x}(p) = \int_0^{+\infty} x(t)e^{-pt} dt = \mathcal{L}\{x(t)\}, \quad (1.6)$$

avec $\omega = 2\pi f$. Il convient de préciser que la transformée de Laplace du signal $x(t)$ existe s'il existe un nombre réel $\sigma > \sigma_0$, tel que la fonction $x \mapsto |x(t)|e^{-\sigma t}$ soit intégrable. Le nombre réel σ_0 est appelé « abscisse de convergence absolue ».

De même que pour la transformation de Fourier, la transformation de Laplace est munie d'une transformation inverse, aussi appelée transformation de Melin-Fourier, telle que

$$x(t) = \frac{1}{2\pi j} \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \int_{\sigma_0 - j\lambda}^{\sigma_0 + j\lambda} \hat{x}(p)e^{pt} dp = \mathcal{L}^{-1}\{\hat{x}(p)\}, \quad (1.7)$$

avec $p = \sigma_0 + j\omega$.

Considérations énergétiques dans les signaux : L'énergie transportée par un signal $x(t)$ peut être calculée à partir de sa représentation temporelle :

$$W_x = \int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt, \quad (1.8)$$

ou de sa représentation fréquentielle :

$$W_x = \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{x}(f)|^2 df. \quad (1.9)$$

Les formules 1.8 et 1.9 sont équivalentes. Leur équivalence découle du théorème de Plancherel-Parseval et traduit le principe de conservation de l'énergie entre les domaines temporel et fréquentiel :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{x}(f)|^2 df. \quad (1.10)$$

La puissance transportée par un signal est définie telle que :

$$P_x = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} |x(t)|^2 dt \quad (1.11)$$

A partir de ces définitions, nous déterminons deux nouvelles classes de signaux :

- Les signaux à énergie finie : leur puissance moyenne est nulle et leur énergie finie.
- Les signaux à puissance moyenne finie : leur énergie est infinie. Il s'agit de signaux physiquement irréalisables, mais d'abstraction commode, comme par exemple les signaux harmoniques à puissance moyenne non nulle.

Signaux réels causaux : Les signaux rencontrés en physique sont réels et causaux. Nous entendons par signal réel un signal dont la fonction le modélisant prend des valeurs réelles. La causalité, quant à elle, exprime le fait qu'un signal n'existe qu'après l'instant où sa

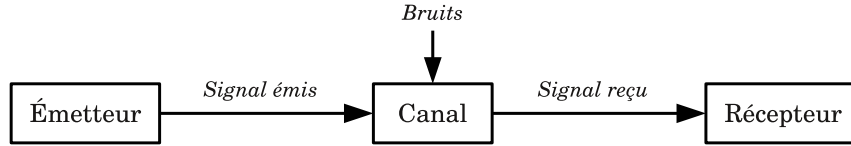


FIGURE 1.2 – Représentation simplifiée d'un système de communication

cause lui a donné naissance. Cet instant est généralement choisi comme origine des temps ; pour un tel signal, il vient $x(t) = 0$ pour $t < 0$. Les transformées de Fourier et Laplace d'un signal $x_c(t)$ réel et causal se réécrivent donc respectivement :

$$\tilde{x}_c(f) = \int_0^{+\infty} x_c(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad \text{et} \quad \hat{x}_c(p) = \int_0^{+\infty} x_c(t) e^{-pt} dt. \quad (1.12)$$

La nature réelle et causale des signaux induit plusieurs conséquences sur leurs transformées de Fourier et de Laplace. D'abord, les deux transformations coïncident (ce qui est assez souvent le cas) [4] :

$$\tilde{x}_c(f) = \hat{x}_c(j2\pi f). \quad (1.13)$$

Ensuite, elles présentent une symétrie hermitique, c'est-à-dire que leurs parties réelles sont paires et leurs parties imaginaires impaires, ce qui permet de limiter le domaine de leur étude aux fréquences positives (d'où l'intérêt de la transformée de Laplace) :

$$\tilde{x}_c(-f) = \tilde{x}_c^*(f). \quad (1.14)$$

Enfin, leurs parties réelles et imaginaires ne sont pas indépendantes et peuvent s'obtenir l'une de l'autre par une transformation de Hilbert [3] :

$$\text{Re}\{\tilde{x}_c(f)\} = \text{Im}\{\tilde{x}_c(f)\} * \frac{1}{\pi f} = \mathcal{H}\{\text{Im}\{\tilde{x}_c(f)\}\}, \quad (1.15)$$

$$\text{Im}\{\tilde{x}_c(f)\} = -\text{Re}\{\tilde{x}_c(f)\} * \frac{1}{\pi f} = -\mathcal{H}\{\text{Re}\{\tilde{x}_c(f)\}\}. \quad (1.16)$$

1.1.1.2 Problématique du filtrage de fréquences

Dans un système de communication comme représenté sur la figure 1.2, l'enjeu consiste à transmettre de l'information entre un émetteur et un récepteur. Le signal $x_u(t)$ contenant l'information transite au travers d'un milieu appelé « canal ». Le canal peut être un milieu où la propagation est libre (e. g. atmosphère, cosmos, océan) ou guidée (e. g. conducteur, fibre optique). Dans les deux cas, un signal parasite $x_p(t)$ est susceptible de se superposer au signal utile. Le résultat est un signal $x_r(t)$ dans lequel l'information est noyée dans du bruit et, par conséquent, inutilisable tel quel.

$$x_r(t) = x_u(t) + x_p(t) \quad \Leftrightarrow \quad \tilde{x}_r(f) = \tilde{x}_u(f) + \tilde{x}_p(f). \quad (1.17)$$

Le filtrage de fréquences consiste à agir sur le spectre du signal réel $x_r(t)$ pour privilégier le transfert du spectre du signal utile $x_u(t)$ et, à l'inverse, atténuer le spectre du signal parasite $x_p(t)$ si ces deux signaux ne présentent pas un recouvrement spectral parfait.

Propriétés d'un filtre théorique : Du point de vue des systèmes, un filtre de fréquences linéaire peut être décrit comme un système linéaire, continu et invariant dans le temps (LTI en anglais, pour Linear Time-Invariant). Ce système associe à un signal d'entrée $x(t)$ un signal de sortie $y(t)$ dépendant de $x(t)$ et de $h(t)$, une fonction caractéristique du système. Nous décrivons le mécanisme d'interdépendance de $x(t)$ et $y(t)$ dans les paragraphes suivants.

Linéarité : La linéarité d'un système s'exprime par le fait qu'à toute combinaison linéaire $\sum_{i=0}^{i=N} \alpha_i x_i(t)$ correspond la sortie $\sum_{i=0}^{i=N} \alpha_i y_i(t)$ où les $(y_i)_{1 \leq i \leq N}$ désignent les sorties respectives du filtre aux entrées $(x_i)_{1 \leq i \leq N}$. La conséquence immédiate de la linéarité d'un système est la possibilité d'appliquer le principe de superposition des entrées. Ceci signifie que tout signal complexe peut être décomposé en signaux élémentaires dont les réponses sont déterminées séparément et dont les effets sont ensuite sommés. Autrement dit, il n'y a pas d'interaction entre les différentes composantes de fréquences. Un filtre agit donc sur le spectre d'un signal comme un modulateur d'amplitude. Cette propriété particulièrement intéressante est incontournable pour un filtre de fréquences. Les filtres utilisés en électronique possèdent en général tous cette propriété dans la limite de fonctionnement dite « en petits signaux », c'est-à-dire n'entraînant pas l'exaltation de mécanismes non linéaires indésirables ici. De plus, la linéarité sous-entend que le système peut être décrit par une équation différentielle linéaire à coefficients constants de la forme :

$$\sum_{i=0}^N a_i \frac{d^i y(t)}{dt^i} = \sum_{j=0}^M b_j \frac{d^j x(t)}{dt^j},$$

$$\left(\frac{d^i y(t_0)}{dt^i} \right)_{0 \leq i \leq N-1} = (y_i)_{0 \leq i \leq N-1}.$$

Continuité : Un système est dit continu si pour une suite x_n d'entrées convergeant vers une limite x , correspond la limite de la suite y_n , réponse de la suite y_n [5].

Invariance temporelle (ou stationnarité) : Un système est dit invariant dans le temps (ou stationnaire) si son comportement est indépendant du temps, c'est-à-dire qu'à toute translation temporelle de l'entrée $x(t - \tau)$, correspond la même translation temporelle en sortie, c'est-à-dire $y(t - \tau)$.

Pour résumer, un filtre est équivalent à un système de convolution reliant la sortie y à son entrée par la relation :

$$y(t) = h(t) * x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t - \tau)x(\tau)d\tau, \quad (1.18)$$

où $h(t)$ représente la fonction de Green ou la réponse impulsionnelle du système linéaire [6]. La connaissance de cette fonction permet de caractériser complètement le filtre. La relation (1.18) peut être réécrite en utilisant les transformations de Fourier ou de Laplace comme suit :

$$\tilde{y}(f) = \mathcal{F}\{y(t)\} = \mathcal{F}\{h(t) * x(t)\} = \mathcal{F}\{h(t)\}\mathcal{F}\{x(t)\} = \tilde{h}(f)\tilde{x}(f), \quad (1.19)$$

$$\hat{y}(p) = \mathcal{L}\{y(t)\} = \mathcal{L}\{h(t) * x(t)\} = \mathcal{L}\{h(t)\}\mathcal{L}\{x(t)\} = \hat{h}(p)\hat{x}(p). \quad (1.20)$$

Il résulte des formules (1.19) et (1.20) que :

- $\tilde{h}(f)$ est le spectre de la réponse impulsionnelle du filtre linéaire, nommé « gain complexe » du filtre linéaire. Les signaux de la forme $e^{j2\pi ft}$ sont les fonctions propres du filtrage linéaire et le gain complexe constitue les valeurs propres associées. La réciproque est vraie également.
- $\hat{h}(p)$ est appelée « fonction de transfert » ou « transmittance » du filtre linéaire. Les signaux de la forme e^{pt} sont les fonction propres du filtrage linéaire et la fonction de transfert constitue les valeurs propres associées [1].

Propriétés d'un filtre réel : En réalité, la linéarité, la continuité et la stationnarité ne sont pas suffisantes pour définir un filtre réel. Pour qu'un filtre théorique puisse être physiquement réalisable, il doit posséder les propriétés qui suivent.

Stabilité : Un filtre est dit stable si à une entrée $x(t)$ bornée correspond une sortie $y(t)$ bornée. Une condition nécessaire et suffisante de stabilité pour un filtre impose que sa réponse impulsionnelle soit absolument intégrable, soit :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |h(t)| dt \leq M, \quad (1.21)$$

où M est un réel positif [4].

Un autre critère de stabilité peut être énoncé sur la fonction de transfert du filtre. Un filtre, et plus généralement un système, est dit stable si et seulement si tous les pôles de sa fonction de transfert sont à partie réelle strictement négative [4].

Réponse impulsionnelle réelle : Un filtre réel associe une réponse réelle à une excitation réelle. D'après la définition du produit de convolution, la réponse impulsionnelle d'un filtre réel doit donc être réelle. La conséquence est un gain complexe à symétrie hermitique :

$$\tilde{h}(-f) = \tilde{h}^*(f). \quad (1.22)$$

Causalité : Un filtre réel doit être causal ; par conséquent, sa réponse impulsionnelle doit l'être également :

$$h(t) = 0 \text{ pour } t < 0. \quad (1.23)$$

Une condition nécessaire et suffisante pour qu'un filtre soit causal tient à ce que le module de son gain complexe vérifie la relation de Paley-Wiener [7] :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\ln |\tilde{h}(f)||}{1+f^2} df \leq M, \quad (1.24)$$

où M est un réel positif.

La causalité a pour conséquence que le gain complexe du filtre et sa fonction de transfert sont confondus :

$$\tilde{h}(f) = \hat{h}(j2\pi f). \quad (1.25)$$

1.1.1.3 Les filtres vus comme des multipôles

D'un point de vue physique, un filtre est un composant à deux ports électriques, pouvant être représenté comme le quadripôle illustré sur la figure 1.3.

Il est défini ainsi à partir de ses matrices des impédances électriques $[Z]$, des admittances électriques $[Y]$, hybride $[h]$ ou encore de chaîne $[C]$.

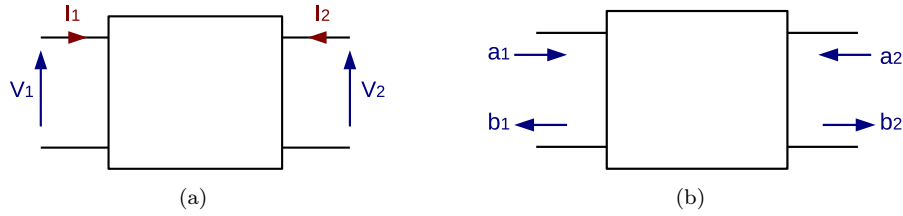


FIGURE 1.3 – Schéma d'un quadripôle représenté (a) avec ses tensions et courants (b) avec ses ondes entrantes et sortantes

Matrice des impédances électriques :

$$\begin{Bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{Bmatrix}, \quad (1.26)$$

Matrice des admittances électriques :

$$\begin{Bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{Bmatrix}, \quad (1.27)$$

Matrice hybride :

$$\begin{Bmatrix} V_1 \\ I_2 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} I_1 \\ V_2 \end{Bmatrix}, \quad (1.28)$$

Matrice de chaîne :

$$\begin{Bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{Bmatrix}. \quad (1.29)$$

Toutes ces matrices se déduisent les unes des autres à partir des relations données dans [8].

Cette formalisation présente l'avantage de fournir les relations entre les paramètres d'entrée et de sortie du filtre de façon matricielle, ce qui simplifie grandement leur étude.

Dans les systèmes radiofréquences, il est de coutume d'utiliser plutôt la matrice de diffraction, ou matrice des « paramètres S ». Cette matrice relie les « ondes » sortantes aux ondes entrantes dans le quadripôle [5].

$$\begin{Bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{Bmatrix}. \quad (1.30)$$

Réciprocité : La matrice $[S]$, comme les matrices $[Y]$ et $[Z]$, est symétrique en vertu du principe de réciprocité de Lorentz [9]. Les coefficients S_{ii} représentent les coefficients de réflexion des ondes sur le port i tandis que les coefficient S_{ji} (avec i différent de j) représentent les coefficients de transmission de l'onde du port i vers le port j du dispositif.

Conservation de l'énergie : Les ondes entrantes et sortantes sur le port k se définissent à partir des tensions et des courants et d'une impédance de référence Z_{0k} (ou impédance caractéristique de l'onde) :

$$\begin{aligned} a_k &= \frac{V_k + Z_{0k}I_k}{\sqrt{2(Z_{0k} + Z_{0k}^*)}}, \\ b_k &= \frac{V_k - Z_{0k}^*I_k}{\sqrt{2(Z_{0k} + Z_{0k}^*)}}. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Nous constatons que si l'impédance du port k du quadripôle est égale à l'impédance caractéristique Z_{0k} de l'onde, alors le coefficient de réflexion S_{kk} est nul. La matrice $[S]$ s'exprime à partir des matrices d'impédance, d'admittance, hybride et de chaîne par les formules décrites dans [8].

Pour un système non dissipatif, la conservation de l'énergie impose que les puissances entrante et sortante soient égales :

$$\sum_k |a_k|^2 = \sum_k |b_k|^2, \quad (1.32)$$

ce qui se traduit par la relation suivante :

$$[S]^{T*}[S] = [I], \quad (1.33)$$

où $[I]$ est la matrice identité [10] [11].

1.1.1.4 Caractéristiques d'un filtre

Les caractéristiques d'un filtre découlent en général des coefficients de sa matrice de diffraction. En terme de paramètres S , la fonction de transfert d'un filtre de son port i vers son port j est représenté par le terme S_{ji} de sa matrice de diffraction. Nous avons vu plus haut que la fonction de transfert $H(f)$ d'un filtre est une fonction à valeurs complexes qui peut être décomposé sous la forme d'un module et d'un argument, comme le montre la formule qui suit :

$$H(f) = G(f)e^{j\phi(f)} \quad \text{avec} \quad G(f) = |H(f)|. \quad (1.34)$$

Fonction de transmission (ou amplitude) : le module de la fonction de transfert du filtre représente la fonction d'amplitude ou de transmission, définie telle que :

$$G(f) = |H(f)| = \sqrt{\text{Re}\{H(f)\}^2 + \text{Im}\{H(f)\}^2}. \quad (1.35)$$

Elle décrit l'amplitude avec laquelle le spectre du signal entrant est modulé. Idéalement la fonction de transmission d'un filtre est égale à 1 dans la bande passante et nulle dans les bandes rejetées (absence de transmission). Les fréquences pour lesquelles la fonction de transmission est minimale (proche de zéro) correspondent aux « zéros de transmission » du filtre [12].

Par souci de commodité, cette fonction est exprimée le plus souvent en décibels (dB) à l'aide de la formule suivante :

$$G_{dB}(f) = 20 \log_{10} G(f). \quad (1.36)$$

Fonction d'affaiblissement (ou d'atténuation) : cette fonction, inverse de la fonction de transmission, est définie telle que :

$$A(f) = |H(f)|^{-1}. \quad (1.37)$$

Idéalement, cette fonction est nulle dans la bande passante du filtre (absence d'atténuation) et infinie dans les bandes rejetées.

Tout comme la fonction de transmission, elle est souvent exprimée en décibels :

$$A_{dB}(f) = 20 \log_{10} A(f) = -H_{dB}(f). \quad (1.38)$$

Les fréquences pour lesquelles la fonction d'affaiblissement est minimale (proche de zéro) correspondent aux « zéros d'affaiblissement » du filtre [12].

Phase : elle traduit le déphasage induit par le filtre sur les différentes composantes de fréquence. Mathématiquement, elle est définie comme l'argument de la fonction de transfert du filtre et s'écrit :

$$\phi(f) = \arg H(f) = \arctan \frac{\text{Im}\{H(f)\}}{\text{Re}\{H(f)\}}. \quad (1.39)$$

Temps de propagation de phase : il est défini comme suit :

$$\tau_\phi(f) = -\frac{\phi(f)}{2\pi f}. \quad (1.40)$$

Il représente le retard induit par le filtre sur la phase d'un signal à une fréquence donnée (il équivaut à l'intégrale dans le temps des fluctuations temporelles de la phase du signal).

Temps de propagation de groupe : il est défini comme suit :

$$\tau_g(f) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi(f)}{\partial f}. \quad (1.41)$$

Il caractérise le retard induit par le filtre aux différentes composantes de fréquences.

Pour comprendre la différence entre le retard de phase et le retard de groupe, considérons le signal $x(t)$ défini tel que :

$$x(t) = a(t) \cos(2\pi ft + \theta(t)). \quad (1.42)$$

Après son passage à travers un filtre de fonction de transfert $H(f)$, nous obtenons le signal $y(t)$ suivant :

$$y(t) = |H(f)| a(t - \tau_g) \cos(2\pi f(t - \tau_\phi) + \theta(t)), \quad (1.43)$$

où τ_ϕ et τ_g représentent respectivement le retard de phase et de groupe. Cette relation est valable tant que les composantes de fréquences de l'enveloppe $a(t)$ restent faibles devant la fréquence f . Pour un filtre rigoureusement linéaire, les temps de retards de phase et de groupe sont confondus.

Coefficient de réflexion : il est défini comme le rapport entre l'amplitude des ondes réfléchies et incidentes sur un port électrique donné lorsque ses autres ports électriques sont chargés sur une impédance de référence. Cette grandeur complexe est notée en général Γ_k lorsqu'il est considéré sur le port électrique k . En terme de paramètres S , le coefficient de réflexion associé au port k est le terme S_{kk} de la matrice de diffraction (cf. formule (1.30)).

Rapport d'ondes stationnaires - ROS : une représentation alternative du coefficient de réflexion consiste à définir un rapport souvent appelé rapport d'ondes stationnaires. Comme pour ce dernier, il est associé à un port électrique donné. Ainsi le ROS mesuré sur le port k est défini tel que :

$$ROS_k = \frac{1 + \rho_k}{1 - \rho_k} \quad \text{avec} \quad \rho_k = |S_{kk}|. \quad (1.44)$$

Impédances aux accès : elles représentent les impédances électriques vues par une source sur les différents ports. Par définition, l'impédance d'accès au port k est le terme Z_{kk} de la matrice des impédances électriques du filtre (cf. formule 1.26).

1.1.1.5 Spécification d'un filtre

Les caractéristiques d'un filtre s'expriment à partir de ses paramètres S et plus particulièrement de sa fonction de transfert [13].

Fréquence centrale : elle est définie comme la moyenne arithmétique de deux fréquences à niveau de transmission donné (classiquement -1 ou -3 dB). Une autre définition de la fréquence centrale est parfois rencontrée, notamment dans les manuels d'analyse et de synthèse de filtres. La fréquence centrale y est définie comme la moyenne géométrique de deux fréquences à niveau de transmission donné (classiquement -1 ou -3 dB). En pratique, la première définition, préférée à la seconde, est également celle que nous opterons dans ce mémoire, sauf indication contraire.

Gain et pertes d'insertion : le gain et les pertes d'insertion correspondent, respectivement, à la valeur maximale de la fonction de transmission et aux valeurs minimales de la fonction d'affaiblissement. Ils traduisent, respectivement, le gain et les pertes provoquées par l'insertion du filtre entre un générateur et sa charge.

Bande passante : elle définit la distance entre deux fréquences à un niveau de transmission donné (classiquement -1 ou -3 dB). Le terme de bande passante relative est employé lorsque sa largeur est rapportée à la fréquence centrale du filtre. Elle est alors souvent indiquée comme un pourcentage de ladite fréquence centrale.

Bandes de transition : la distance entre deux fréquences à deux niveaux de transmission donnés d'un même côté de la bande passante (par exemple entre -40 dB et -3 dB) définit la bande de transition. Les termes de bandes de transition basse et haute sont utilisés pour qualifier le gabarit du filtre selon les fréquences croissantes (la plupart des gabarits de filtres n'étant pas symétriques). La largeur de ces bandes est parfois exprimée sous la forme d'un pourcentage de la fréquence centrale. Nous parlons alors de bandes de transition relatives.

Bandes rejetées (ou atténuées) : il s'agit des bandes de fréquences en dehors de la bande passante du filtre et pour lesquelles un niveau de rejet est spécifié.

Niveau de rejet (ou de réjection) : exprimé en général en relatif par rapport aux pertes minimales, dans une bande rejetée, le niveau de rejet qualifie la capacité du filtre à sélectionner efficacement les signaux en bande passante par rapport aux signaux dits hors bande.

Gabarit : l'ensemble des spécifications de bande passante et de rejet minimal dans plusieurs bandes de fréquences que la fonction de transfert doit respecter constituent le gabarit du filtre. En pratique, le gabarit peut être défini sur l'amplitude, le temps de retard de groupe, ou les deux à la fois. La phase est parfois spécifiée, mais elle est généralement reportée sur la spécification de temps de propagation de groupe, image de ses variations.

Variations dans la bande (amplitude, phase, temps de retard de groupe) : la spécification inclut les variations maximales d'amplitude, de phase et de temps de groupe dans la bande passante du filtre.

Pertes à la réflexion : il est souvent spécifié que le filtre doit présenter un coefficient de réflexion faible dans sa bande passante, autrement dit des pertes à la réflexion élevées (typiquement 20 dB).

Circuit d'accord-adaptation : un filtre doit souvent être accordé et adapté de manière à minimiser les pertes d'insertion et à maximiser les pertes à la réflexion dans la bande passante. Cette adaptation est réalisée par l'adjonction d'éléments passifs (inductances, capacités). La spécification du filtre s'entend généralement avec son circuit d'accord. La topologie des circuits d'accord fait souvent partie de la spécification.

1.1.2 Éléments de synthèse de filtres

La synthèse d'un filtre consiste à dimensionner les éléments le constituant à partir de sa spécification. Cette spécification est généralement traduite sous la forme d'un gabarit à l'intérieur duquel doit s'inscrire la réponse du filtre à réaliser. Le gabarit peut être défini sur l'amplitude de la fonction de transfert du filtre, sur sa fonction d'affaiblissement, son temps de groupe ou sa phase, bien que cette dernière soit rarement spécifiée. Les figures 1.4.(a) et 1.4.(b) montrent un exemple de gabarit de filtre défini en termes d'amplitude et d'affaiblissement respectivement.

1.1.2.1 Méthodes analytiques

Les méthodes de synthèses analytiques consistent, à partir de la spécification d'un filtre, à déterminer de manière analytique une fonction de transfert approchant au mieux la réponse idéale [2] [12]. Les éléments du filtre sont alors déterminées ainsi que leurs paramètres constitutifs. Les filtres résultants de la mise en œuvre d'une méthode de synthèse analytique sont parfois appelés « filtres analytiques ».

Ces méthodes conviennent à la synthèse de filtres dont les spécifications touchent un nombre minimum de paramètres. En terme d'affaiblissement, la spécification se limite à deux valeurs A_{min} et A_{max} . Ces valeurs d'affaiblissement sont spécifiées dans des intervalles de fréquences ou de pulsations. La définition des bornes de ces intervalles dépend du type de filtre à réaliser. Pour les filtres de types passe-bas et passe-haut, la spécification se limite

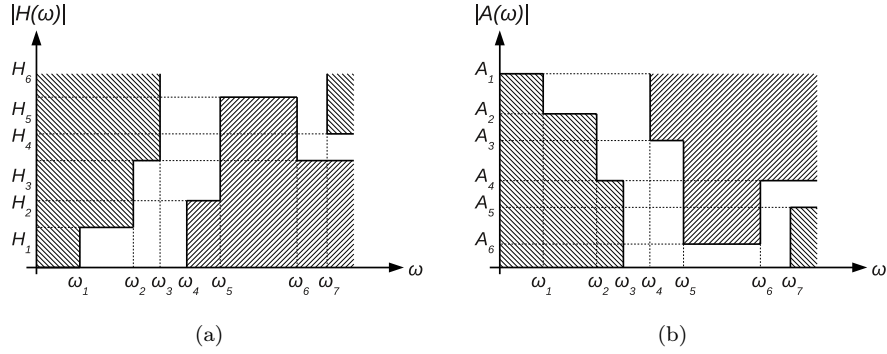


FIGURE 1.4 – Exemple de gabarit de filtre défini en termes (a) d'amplitude et (b) d'affaiblissement

	Sélectivité κ	Largeur de bande relative B
Passe-bas	$\frac{\omega_p}{\omega_s}$	-
Passe-haut	$\frac{\omega_s}{\omega_p}$	-
Passe-bande	$\frac{\omega_p^+ - \omega_p^-}{\omega_s^+ - \omega_s^-}$	$\frac{\omega_p^+ - \omega_p^-}{\omega_0}$
Coupe-bande	$\frac{\omega_s^+ - \omega_s^-}{\omega_p^+ - \omega_p^-}$	$\frac{\omega_p^+ - \omega_p^-}{\omega_0}$

TABLE 1.1 – Tableau résumant les définitions de la sélectivité et de la bande passante relative d'un filtre en fonction de son type

à la définition d'une pulsation de passage ω_p et une pulsation de coupure ω_s . Dans le cas de filtres de types passe-bande et coupe-bande, les pulsations de passage ω_p^- et ω_p^+ sont définies de part et d'autre de la fréquence centrale du filtre, tout comme les pulsations de coupure ω_s^- et ω_s^+ . Les méthodes de synthèse analytiques imposent également que les gabarits de ces deux derniers types de filtres soient symétriques au sens des formules suivantes :

$$f_0 = \sqrt{f_s^- f_s^+} = \sqrt{f_p^- f_p^+} \Leftrightarrow \omega_0 = \sqrt{\omega_s^- \omega_s^+} = \sqrt{\omega_p^- \omega_p^+}. \quad (1.45)$$

En plus de ces paramètres, nous définissons parfois la sélectivité du filtre κ dans les bandes de transition et, pour les filtres passe-bande et coupe-bande, leur bande passante relative B_p et bande coupée relative B_s , respectivement. Leurs définitions sont données dans le tableau 1.1, pour les différents types de filtre.

Les gabarits résultants de ce type de spécifications sont représentés sur la figure 1.5 en terme d'affaiblissement. Ce type de représentation est fréquemment rencontrée dans la littérature traitant de la synthèse des filtres. Néanmoins, il faut noter que l'usage de la représentation en termes de niveau de transmission est aujourd'hui tout aussi courant.

En plus de la spécification d'affaiblissement du filtre, ou au moins, une spécification sur le temps de groupe est parfois imposée. Cette dernière n'est généralement pas intégrée de manière explicite dans la définition du problème de synthèse, mais peut être prise en compte lors du choix de la fonction d'approximation.

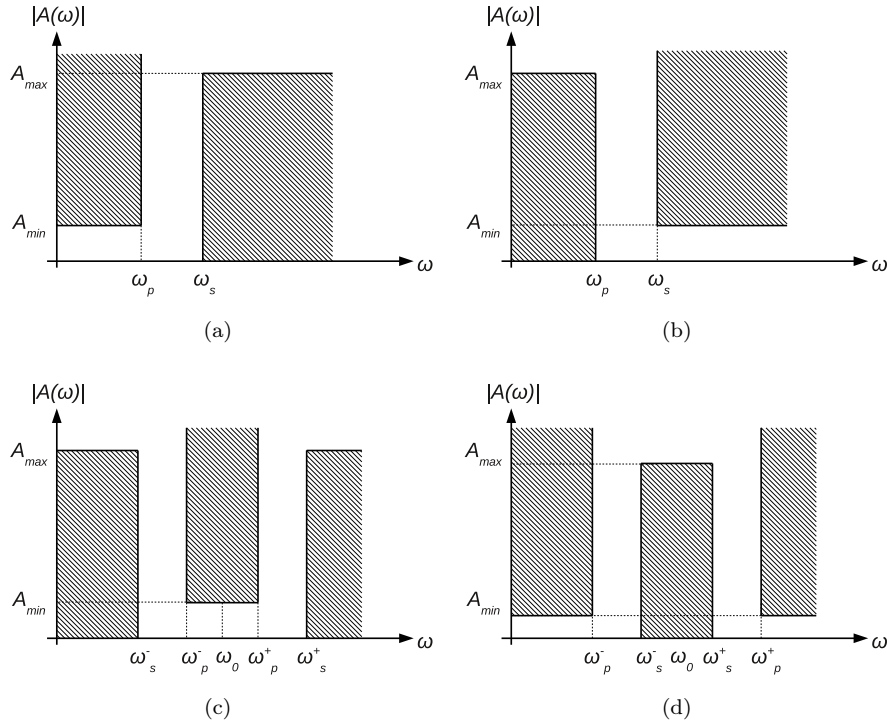


FIGURE 1.5 – Gabarits d'affaiblissement de filtres passe-bas (a), passe-haut (b), passe-bande (c) et coupe-bande (d)

Normalisation : Afin d'affranchir la méthode d'une dépendance à la fréquence, le gabarit du filtre à réaliser est normalisé par rapport à une fréquence de référence f_r ou une pulsation de référence ω_r . La fréquence normalisée F ou sa pulsation normalisée correspondante Ω , sont égales et définies de la manière suivante :

$$F = \frac{f}{f_r} = \frac{\omega}{\omega_r} = \Omega. \quad (1.46)$$

La pulsation de référence est généralement prise égale à ω_p ou ω_s pour les filtres passe-bas et passe-haut. Pour les filtres de type passe-bande et coupe-bande, la fréquence centrale f_0 est choisie comme référence de normalisation.

A partir des paramètres de fréquences normalisés, nous pouvons définir la variable de Laplace normalisée $P = j\Omega$, la fonction de transfert associée H_{norm} et le temps de propagation de groupe normalisé $T(\Omega) = \frac{\tau(\omega)}{\omega_0}$.

Les gabarits d'affaiblissement résultant de cette normalisation sont exposés sur la figure 1.6.

Nous notons que la normalisation conserve la sélectivité et la bande passante relative du filtre.

De même, les paramètres des éléments constitutifs du filtre sont normalisés à partir d'une impédance de référence Z_{ref} prise généralement égale à l'impédance caractéristique. Nous effectuons alors les opérations suivantes sur les paramètres équivalents des éléments du filtre représentés sous forme discrète :

- Résistance : $R_{norm} = Z_{ref}$ pour les résistances,
- Inductance : $L_{norm} = Z_{ref}/(2\pi f_{ref})$,

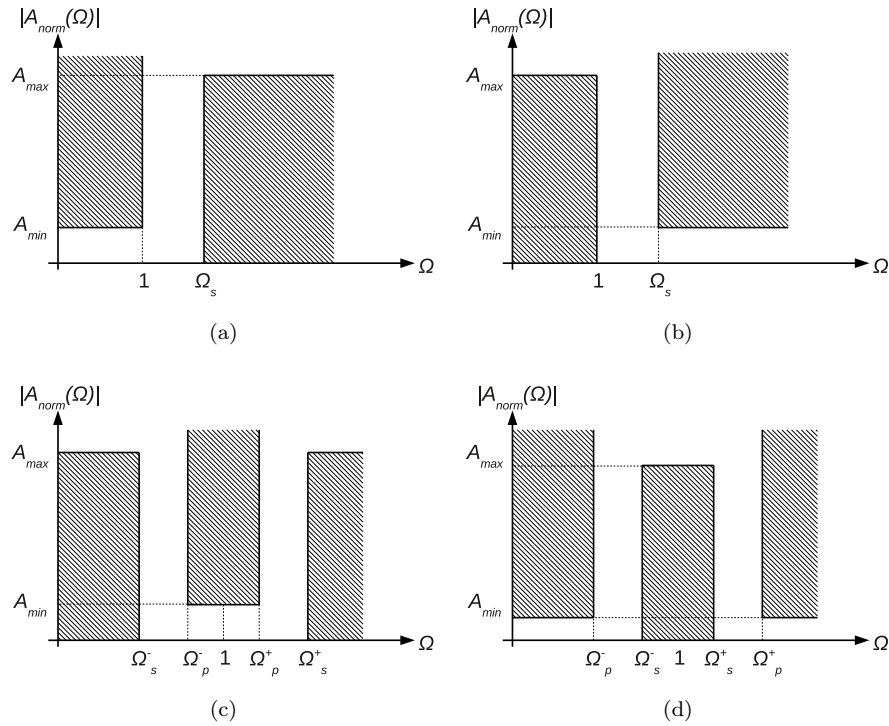


FIGURE 1.6 – Gabarits d'affaiblissement normalisés de filtres passe-bas (a), passe-haut (b), passe-bande (c) et coupe-bande (d)

– Capacité : $C_{norm} = 1/(2\pi f_{ref} Z_{ref})$.

Transposition : Une fois normalisées, les spécifications du filtre sont transposées afin de correspondre au gabarit d'un filtre passe-bas dit « prototype » (cf. figure 1.7) entièrement défini par les affaiblissements A_{min} et A_{max} , et la sélectivité κ .

La fonction de transfert du filtre passe-bas prototype est notée $H_p(\omega)$. Sa fonction d'affaiblissement correspondante est notée $A_p(\omega)$ et s'exprime de la façon suivante :

$$A_p(\omega) = \frac{1}{|H_p(\omega)|}. \quad (1.47)$$

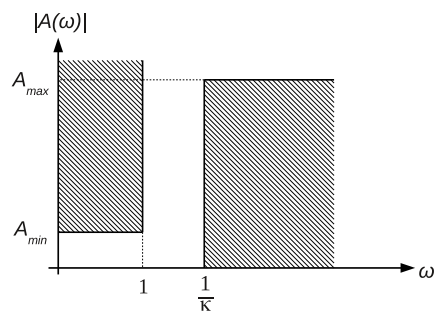


FIGURE 1.7 – Gabarit du filtre passe-bas prototype

Choix d'une fonction d'approximation : Nous cherchons à déterminer une fonction d'approximation A_p satisfaisant le gabarit d'affaiblissement du filtre passe-bas prototype. Cette fonction est définie telle que :

$$|A_p(j\Omega)|^2 = 1 + \varepsilon^2 T_n^2(j\Omega), \quad (1.48)$$

où T_n est définie comme la fonction dite « caractéristique » de l'approximation considérée et ε est une constante de valeur comprise entre 0 et 1 caractérisant les pertes maximales admissibles dans la bande passante. Elle est définie telle que :

$$\varepsilon = \begin{cases} \frac{\sqrt{A_{max}^2 - 1}}{\sqrt{10^{A_{max}/10} - 1}} & \text{si } A_{max} \text{ est sans unité,} \\ \sqrt{10^{A_{max}/10} - 1} & \text{si } A_{max} \text{ est exprimé en dB.} \end{cases} \quad (1.49)$$

La fonction caractéristique peut avoir la forme d'un polynôme ou d'une fraction rationnelle auxquels cas l'approximation est dite polynomiale ou non polynomiale respectivement. Par extension, ces filtres sont dits polynomiaux ou rationnels.

Les conditions imposées sur les fonction A_p et T_n sont les suivantes :

$$\begin{cases} |T_n(1)| = 1, \\ A_p(1) = A_{max}, \\ |T_n(\Omega)| \leq 1 \text{ pour } \Omega \leq 1, \\ A_p(\Omega) \leq A_{max} \text{ pour } \Omega < 1, \\ A_p(\Omega) \geq A_{min} \text{ pour } \Omega \geq \Omega_s. \end{cases} \quad (1.50)$$

L'ordre n du filtre est estimé soit à partir d'abaques, soit en déterminant sa valeur arrondie au nombre entier supérieur de la manière suivante :

$$|T_n(\Omega_s)| \geq \Delta, \quad (1.51)$$

avec Δ le discriminant d'amplitude défini comme suit :

$$\Delta = \begin{cases} \frac{\sqrt{A_{min}^2 - 1}}{\sqrt{A_{max}^2 - 1}} & \text{si } A_{min} \text{ et } A_{max} \text{ sont sans unité,} \\ \frac{\sqrt{10^{A_{min}/10} - 1}}{\sqrt{10^{A_{max}/10} - 1}} & \text{si } A_{min} \text{ et } A_{max} \text{ sont exprimés en dB.} \end{cases} \quad (1.52)$$

La forme générale des fonctions caractéristiques polynomiales est la suivante :

$$T_n = \begin{cases} \prod_{m=1}^{n/2} (\Omega^2 - \Omega_{0m}^2) & \text{si } n \text{ est paire,} \\ \Omega \prod_{m=1}^{(n-1)/2} (\Omega^2 - \Omega_{0m}^2) & \text{si } n \text{ est impaire.} \end{cases} \quad (1.53)$$

Les zéros de la fonction caractéristique sont les Ω_{0m} . Ils correspondent aux fréquences pour lesquelles l'affaiblissement est minimal. Les Ω_{0m} sont donc des zéros d'affaiblissement et, en conséquence, ils doivent être placés dans la bande passante du filtre. En revanche, ce type de filtre ne présente pas de zéros de transmission. Cette caractéristique rend les filtres polynomiaux particulièrement facile à réaliser par rapport à des filtres rationnels. Cependant, cette facilité de conception s'échange souvent contre un ordre de filtre plus élevé que pour un filtre rationnel et donc des dimensions et des pertes supérieures.

Les approximations polynomiales les plus classiques sont celles de Butterworth, Tchebychev, Legendre, Bessel [14].

Dans le cas d'une approximation non polynomiale, la fonction caractéristique T_n prend la forme d'une fraction rationnelle :

$$T_n = \begin{cases} \frac{\prod_{m=1}^{n/2} (\Omega^2 - \Omega_{0m}^2)}{\prod_{k=1}^{n/2} (\Omega^2 - \Omega_{\infty k}^2)} & \text{si } n \text{ est paire,} \\ \Omega \frac{\prod_{m=1}^{(n-1)/2} (\Omega^2 - \Omega_{0m}^2)}{\prod_{k=1}^{(n-1)/2} (\Omega^2 - \Omega_{\infty k}^2)} & \text{si } n \text{ est impaire.} \end{cases} \quad (1.54)$$

Cette dernière présente à la fois des zéros d'affaiblissement et des zéros de transmission ce qui rend la conception des filtres associés plus délicate. Néanmoins, pour une spécification donnée ce type de filtre est d'ordre inférieur à celui d'un filtre polynomial. Nous notons que de tels filtres sont nécessairement résonants, seule manière d'obtenir des zéros et des pôles simultanément. Les fonction d'approximation rationnelle les plus classiques sont celles de Causer, Tchebychev inverse, Lerner [14].

Outre l'ordre du filtre, qu'il est préférable de minimiser pour des raisons de coûts et de volume, les variations d'amplitude ou de temps de groupe dans la bande passante sont à prendre en compte lors de la synthèse d'un filtre. Ainsi, les fonctions d'approximation classiques citées plus haut présentent chacune des spécificités qui les rendent toutes intéressantes selon l'application visée.

Les filtres de Butterworth : leur fonction caractéristique utilise des polynômes de Butterworth. Ils se singularisent par l'absence d'ondulation d'amplitude dans la bande passante et un temps de groupe quasi-constant dans cette dernière. En revanche, pour une spécification donnée, ce type de filtre nécessite un ordre plus élevé par rapport aux autres types de filtres [15].

Les filtres de Tchebychev (ou Tchebychev de type 1) : leur fonction caractéristique utilise des polynômes du même nom. Ils présentent une ondulation constante dans la bande passante mais sont plus sélectifs que les filtres de Butterworth [16].

Les filtres de Legendre (ou de Papoulis) : leur fonction caractéristique utilise des polynômes de Legendre. Ils présentent un affaiblissement croissant avec la fréquence, comme les filtres de Butterworth, mais ils minimisent l'ordre pour y parvenir. Leur affaiblissement est moins régulier que celui des filtres de Butterworth et leur sélectivité est plus faible que celle des filtres de Tchebychev [12].

Les filtres de Bessel : leur fonction caractéristique utilise des polynômes de Bessel. Leur comportement en temps de groupe est analogue à celui d'un filtre de Butterworth.

C'est-à-dire que les n premières dérivées du temps de groupe par rapport à la fréquence, s'annulent en zéro [12].

$$\left(\frac{\partial^i \tau(\omega = 0)}{\partial \omega^i} \right)_{1 \leq i \leq n} = 0. \quad (1.55)$$

Les filtres Gaussiens : les filtres Gaussiens en amplitude utilisent une fonction caractéristique polynomiale qui n'est autre que le développement limité d'une gaussienne à l'ordre n . La régularité de leur temps de groupe approche de près celle des filtres de Bessel et leur réponse indicielle ne présente aucun dépassement [2].

Les filtres de Caer (ou elliptiques) : il s'agit d'un type de filtres non polynomial. C'est un filtre conçu de telle sorte que son ordre soit minimum. Ce type de filtre est obtenu en plaçant les zéros de transmission et d'affaiblissement de telle manière que l'affaiblissement oscille entre 0 et A_{max} dans la bande passante, et entre A_{min} et l'infini dans les bandes rejetées. Il en résulte une oscillation de l'amplitude à la fois dans la bande passante et dans les bandes atténuées. Ce type de filtre est plus complexe à calculer que les précédents en raison de la présence de zéros de transmission mais présente systématiquement l'ordre le plus faible pour une spécification donnée [15].

Les filtres de Tchebychev inverses (ou Tchebychev de type 2) : ces filtres, à l'inverse des filtres de Tchebychev de type 1, ne présentent aucun zéro d'affaiblissement et leurs zéros de transmission sont les inverses des zéros d'affaiblissement des filtres de Tchebychev de type 1. Ils allient l'absence d'ondulation des filtres de Butterworth et la raideur des flancs d'un filtre de Tchebychev. De plus, leur temps de propagation de groupe est plus régulier que celui d'un filtre de Tchebychev classique [2].

Les filtres de Lerner : ces filtres sont optimisés simultanément pour la régularité de leur amplitude et de leur temps de propagation de groupe [17].

Calcul des zéros d'atténuation et de transmission du filtre Les zéros d'atténuation et de transmission se calculent à partir de l'équation de Feldtkeller [2] :

$$D_C(P)D_C(-P) + N_C(P)N_C(-P) = D_H(P)D_H(-P), \quad (1.56)$$

où N_C et D_C sont le numérateur et le dénominateur de la fonction caractéristique, et D_H le dénominateur de la fonction de transfert du filtre.

La fonction de transfert du filtre prototype se calcule à l'aide de l'expression des fonctions caractéristiques et d'atténuation.

Le changement de variables permettant de passer de la fonction de transfert du filtre prototype à la fonction de transfert du filtre normalisé est décrit dans le tableau 1.2 pour les différents types de filtres.

Enfin, la dénormalisation s'effectue en appliquant les formules inverses de normalisation.

1.1.2.2 Méthodes semi-analytiques

Dans de nombreux cas, l'utilisation de méthodes analytiques s'avère suffisante pour construire une solution compatible avec les spécifications d'un filtre. Malheureusement, dans certains cas, le gabarit spécifiant un filtre n'est pas symétrique ou présente des bandes

Passé-bas	Passé-haut	Passé-bande	Coupe-bande
$P = p$	$P = \frac{1}{p}$	$P = \frac{1}{B} \left(p + \frac{1}{p} \right)$	$P = \frac{B}{p + \frac{1}{p}}$

TABLE 1.2 – Tableau résumant les changements de variables à effectuer pour passer de la réponse du filtre prototype à celle du filtre normalisé

de fréquences avec différents niveaux de rejet. Dans ce cas, il est difficile de trouver une solution sous forme analytique et, lorsqu'elle existe, cette dernière est rarement optimisée [12].

Cependant, il existe une méthode capable de fournir une solution optimale à un gabarit de forme quelconque, à condition que celui-ci ne présente qu'une seule valeur d'affaiblissement dans la bande passante. La procédure est similaire celle d'une méthode analytique mais nécessite une transformation de variable préliminaire, dite « en m » [18]. La transformation en m , pour un filtre passe-bande est telle que :

$$m^2 = \frac{p^2 + (\omega_p^+)^2}{p^2 + (\omega_p^-)^2} = \frac{\omega^2 - (\omega_p^+)^2}{\omega^2 - (\omega_p^-)^2}, \quad (1.57)$$

$$p^2 = \frac{(\omega_p^+)^2 - m^2(\omega_p^-)^2}{m^2 - 1} = -\omega^2. \quad (1.58)$$

De même, pour un filtre passe-bas, cette transformation s'exprime par le changement de variable suivant :

$$m^2 = 1 + \frac{1}{p^2} = 1 - \frac{1}{\omega^2}, \quad (1.59)$$

$$p^2 = \frac{1}{m^2 - 1} = -\omega^2. \quad (1.60)$$

La transformation en m conserve la forme de l'expression de la fonction d'atténuation :

$$|\check{A}_p(m)|^2 = 1 + \varepsilon^2 \check{C}^2(m) = 1 + \varepsilon^2 \frac{\check{N}_C(m)\check{N}_C(-m)}{\check{D}_C(m)\check{D}_C(-m)}, \quad (1.61)$$

$\check{C}(m)$ étant la fonction caractéristique en m du filtre, \check{N}_C son numérateur et \check{D}_C son dénominateur.

L'équation de Feldtkeller devient alors :

$$\check{D}_C(m)\check{D}_C(-m) + \check{N}_C(m)\check{N}_C(-m) = \check{D}_H(m)\check{D}_H(-m), \quad (1.62)$$

avec \check{D}_H , le dénominateur de la fonction de transfert en m du filtre.

Comme pour les méthodes analytiques, il existe un grand nombre de fonctions caractéristiques pouvant approcher le comportement d'un filtre de Tchebychev ou de Butterworth. Le calcul de la position des pôles est réalisé numériquement, à l'aide d'un algorithme de Remez par exemple. Des détails sur les étapes du calculs sont donnés dans [12].

1.1.2.3 Méthodes numériques

Les méthodes numériques ont été mises au point pour trouver une solution à n'importe quelle spécification, charge étant de pouvoir déterminer une méthode de réalisation capable

de reproduire physiquement le résultat de l'optimisation. Sous forme mathématique, une méthode de synthèse numérique peut être vue comme le problème d'optimisation suivant :

$$\min_{X \in \mathbb{R}^n} \mathcal{F}(f, X), \quad (1.63)$$

où \mathcal{F} est la fonction objectif dépendant de la fréquence f et du vecteur des paramètres X du filtre. Nous cherchons donc le vecteur $X_0 \in \mathcal{C}$ qui minimise la fonction \mathcal{F} pour tout $f \in \mathcal{D}$, où \mathcal{C} désigne un sous-ensemble non vide de \mathbb{R}^n , appelé domaine des contraintes (ou domaine des solutions admissibles), et \mathcal{D} un sous-domaine de \mathbb{R} borné.

Le vecteur X contient l'ensemble des paramètres du filtre dont nous souhaitons trouver une combinaison qui permette de satisfaire une spécification donnée. Ces paramètres peuvent être des fréquences, correspondant à des zéros d'atténuation ou de transmission, ou des paramètres directement liés au dimensionnement physique du filtre.

La fonction objectif peut être définie sur les paramètres S du filtre, ses paramètres d'impédance, ou sur n'importe quelles caractéristiques à optimiser, ce qui revient à définir un gabarit. Dans le cas général, la spécification d'un filtre définit des objectifs sur M caractéristiques du filtre dans N intervalles de fréquences. Nous avons alors à faire à un problème d'optimisation multi-objectifs dont la fonction « objectifs » peut être définie comme une somme de sous-fonctions, spécifiant chacune une caractéristique C_m à une valeur \tilde{C}_{mn} dans un intervalle de fréquence I_n . Une telle sous-fonction peut être désignée par F_{mn} et définie telle que :

$$\forall f \in I_n, \quad F_{mn} = \left\| \frac{C_m(f, X) - \tilde{C}_{mn}}{\tilde{C}_{mn}} \right\|, \quad (1.64)$$

dans le cas où la caractéristique C_m doit converger vers une valeur \tilde{C}_{mn} ou bien, dans le cas où une valeur inférieure ou supérieure à \tilde{C}_{mn} de la caractéristique C_m est suffisante, telle que :

$$\forall f \in I_n, \quad F_{mn} = \begin{cases} \alpha & \text{si } C_m(f, X) \leq \tilde{C}_{mn} \text{ (ou } C_m(f, X) \geq \tilde{C}_{mn}), \\ \beta & \text{si } C_m(f, X) \geq \tilde{C}_{mn} \text{ (ou } C_m(f, X) \leq \tilde{C}_{mn} \text{ respectivement),} \end{cases} \quad (1.65)$$

où α et β sont des poids visant respectivement à favoriser ou à pénaliser un vecteur X afin d'orienter l'algorithme vers une solution au problème.

Au final, la fonction objectif s'écrit comme suit :

$$\mathcal{F}(f, X) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N F_{mn}(f, X). \quad (1.66)$$

1.1.3 Intérêts et limites du filtrage numérique aux fréquences radio

1.1.3.1 Historique

A partir des années 80, avec le développement des circuits numériques et plus particulièrement des processeurs de signaux numériques (DSP), a émergé une nouvelle famille de filtres dits numériques. Le concept de filtre numérique est ancien et les premiers démonstrateurs sont réalisés à la fin de la décennie 1960. Déjà, leurs concepteurs en soulignaient certains avantages par rapport à des solutions de filtrage analogiques (flexibilité, reproductibilité) mais leur consommation énergétique et leurs coûts de fabrication importants les rendaient peu compétitifs par rapport aux filtres existants. Le développement

des techniques de fabrication et d'intégration collectives a grandement réduit ces défauts. Aujourd'hui, les volumes de vente annuelle des processeurs de signaux dépassent plusieurs milliards d'unités. Leur utilisation pour la mise œuvre de filtres numériques s'applique à tous les systèmes communicants.

1.1.3.2 Principe

Dans un filtre numérique, les opérations de traitement du signal sont réalisées sous formes d'opérations mathématiques sur des suites de nombres. Le traitement d'un signal numérique $x(n)$ par un filtre numérique de réponse impulsionnelle $h(n)$ donne un signal numérique $y(n)$ défini tel que :

$$y(n) = \sum_{m=0}^{N-1} x(m)h(n-m), \quad (1.67)$$

où N correspond au nombre d'échantillons de la réponse impulsionnelle, soit à l'ordre du filtre [19] et où nous reconnaissons une forme numérique tronquée du produit de convolution typique des systèmes linéaires, introduit dans la formule (1.18).

La notation $x(n)$ désigne une valeur quantifiée à l'instant t_n défini tel que $t_n = nT_e$, où T_e désigne la période d'échantillonnage du signal. Cette opération n'est autre que la convolution discrète du signal $x(n)$ par la réponse impulsionnelle $h(n)$. Si N est un nombre fini, le filtre s'apparente à une structure à réponse impulsionnelle finie, et dans le cas contraire, à réponse impulsionnelle infinie. En pratique, il est clair qu'une telle fonction ne soit pas réalisable au sens où N ne peut tendre vers l'infini. Une structure récursive est donc utilisée pour réaliser ce type de fonction en réinjectant la sortie sur l'entrée, réalisant ainsi une boucle de réaction [15].

La fonction de transfert d'un tel filtre est la transformée en z de la réponse impulsionnelle du filtre [15] :

$$H(z) = \sum_{n=0}^{N-1} h(n)z^{-n}, \quad (1.68)$$

avec $z = e^{pT_e} = e^{j\omega T_e}$ où T_e représente la période d'échantillonnage du signal et $\omega = 2\pi f$. En terme de fréquence, après substitution de z par sa définition, il vient la forme pratique suivante :

$$\tilde{H}(\omega) = \sum_{n=0}^{N-1} h(n)e^{-j\omega n T_e}. \quad (1.69)$$

La conception d'un tel filtre consiste donc à trouver la réponse impulsionnelle $h(n)$ du filtre qui permet d'obtenir une fonction de transfert satisfaisant la spécification du filtre. Le calcul de la fonction de transfert peut se faire à partir des méthodes vues dans la section 1.1.2, comme dans le cas des filtres à réponse impulsionnelle infinie. L'autre méthode consiste à élaborer une fonction de transfert de manière arbitraire, comme pour les filtres à réponse impulsionnelle finie. La réponse impulsionnelle du filtre est alors déterminée en prenant la transformée de Fourier discrète inverse de la fonction de transfert. Seul un nombre limité de valeurs de la réponse impulsionnelle sont conservées et celles-ci sont éventuellement pondérées par une fonction de fenêtrage [19].

Leur insertion dans une chaîne de traitement de signaux analogiques nécessite l'utilisation d'échantillonneurs, de convertisseurs et de bloqueurs afin de traduire l'information

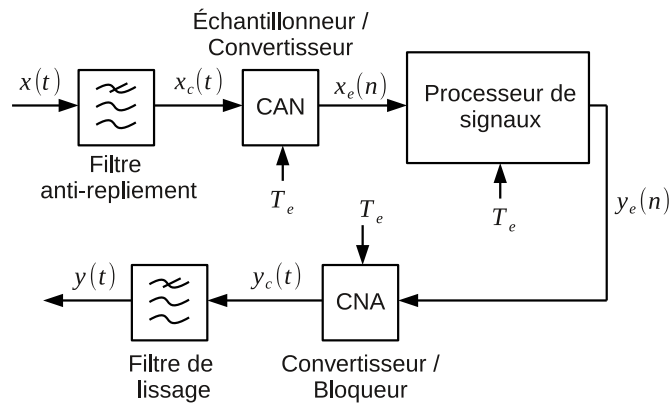


FIGURE 1.8 – Schéma simplifié d'un filtre numérique complet

analogique en information numérique et inversement. Il faut ajouter à cela l'utilisation de filtres passe-bas analogiques en amont de la tâche d'échantillonnage, afin d'éviter le phénomène de repliement de spectre. De même, à la restitution du signal en aval du filtre numérique, un filtre de lissage est pratiquement indispensable pour éliminer les composantes à hautes-fréquences induites par la quantification du signal [20]. Un filtre numérique complet peut être illustré par le schéma de la figure 1.8.

1.1.3.3 Intérêts

Les filtres numériques remplacent peu à peu les filtres analogiques actifs dans la partie inférieure du spectre de fréquence. Ils sont appréciés notamment pour les raisons qui suivent :

Diversité des fonctions de transfert réalisables : les filtres numériques permettent de reproduire les fonctions de transfert de la plupart des filtres analogiques. Ils offrent en particulier la possibilité de réaliser des filtres à phases linéaires ou des opérations de compression d'impulsions, choses que seuls des dispositifs à ondes élastiques de surface étaient capables de réaliser jusqu'alors. Il est également possible de mettre en œuvre des méthodes de filtrage adaptatif pour lesquelles les paramètres du filtre évoluent en fonction du temps ou en fonction de l'amplitude des signaux d'entrée (filtres non linéaires).

Filtres modifiables par logiciel : comme toute solution programmable par rapport à une solution câblée, les filtres numériques ont la possibilité d'être modifiés par une intervention au niveau logiciel et non matériel comme c'est le cas des filtres analogiques. Cette caractéristique flexibilise grandement le travail de conception et de développement du filtre. Cette approche logicielle permet d'offrir des réponses adaptées aussi bien à des besoins spécifiques qu'à des besoins globaux et ouvre la voie à des traitements complexes de l'information (au sens de la nature des opérations et de leur nombre).

Insensibilité aux conditions environnementales : les processeurs de traitement de signaux numériques sont, comme tous les circuits numériques, garantis sans dérive de fréquence dans leur gamme de température de fonctionnement et dans des conditions environnementales plus ou moins sévères (vibrations, pression, etc). Les filtres numériques

bénéficient donc naturellement de cet avantage par rapport aux filtres analogiques, dont les valeurs des éléments dépendent grandement des paramètres environnementaux. Ils sont par contre limités par plusieurs autres paramètres liés d'une part à la stabilité de la fréquence d'horloge du processeur et des convertisseurs, à la limite de précision numérique liée à la capacité d'échantillonnage du système (taille de la mantrisse numérique et des registres), à la vitesse de transition des informations et à l'énergie nécessaire à la numérisation de signaux haute fréquence (> 500 MHz).

Pas de dérive des composants : le vieillissement des composants dans les filtres analogiques entraîne souvent une dérive en fréquence et une dégradation de leur fonction spectrale à travers le temps. L'utilisation de composants numériques permet de s'affranchir de ce problème au vieillissement des éléments extérieurs près (horloge externe).

Reproductibilité sans réglage : un autre gros intérêt des filtres numériques réside dans la reproductibilité de leur fonction spectrale d'un composant à l'autre pour un algorithme donné. Ainsi les filtres numériques ne nécessitent pas de réglages spécifiques après fabrication, comme c'est généralement le cas des filtres analogiques (ajustement des pôles et des zéros de la fonction de transfert).

1.1.3.4 Limites

Si les filtres numériques présentent des intérêts certains, leurs limites et inconvénients sont également bien connus :

Fréquences limitées à quelques centaines de mégahertz : La fréquence de travail maximale d'un filtre numérique, f_{max} , est déterminée par la fréquence du processeur hôte f_{proc} . La fréquence d'échantillonnage f_e d'un signal doit être égale, au minimum, au double de la fréquence maximale du signal à échantillonner pour que celui-ci puisse être restitué sans perte d'information. Cette fréquence correspond à la fréquence de Shannon-Nyquist. En choisissant $f_e = f_{proc}$, nous obtenons $f_{max} = \frac{f_{proc}}{2}$. Les processeurs de signaux disponibles sur le marché depuis 2014 sont typiquement cadencés entre 500 et 600 MHz, et jusqu'à 1,5 GHz pour les dernières générations [21] [22]. En conséquence, il est possible d'imaginer des filtres numériques opérant jusqu'à 750 MHz au maximum. Le coût en énergie d'opérations de filtrage numérique quasi-continues pour les communications mobiles entre également en compte dans le choix d'une technologie de filtrage à ces fréquences.

Conversion analogique-numérique et numérique-analogique obligatoire : la conversion du signal analogique en signal numérique en entrée et l'opération inverse en sortie sont des étapes incontournables de la mise en œuvre d'une solution de filtre numérique.

Les convertisseurs analogiques-numériques et numériques-analogiques disponibles sur le marché depuis 2014 sont capables d'effectuer des conversions de signaux jusqu'à 4 giga-échantillons par seconde et 2,5 giga-échantillons respectivement. Ces fréquences de conversion laissent entrevoir la possibilité de convertir des signaux dans la gamme des fréquences radio [23] avec la restriction précédente sur le coût énergétique induit et un bruit additionnel souvent supérieurs à 25 dB. Ce dernier point constitue la principale limite à l'emploi de filtres numériques dans la chaîne de réception des systèmes radiofréquences.

Utilisation de filtres analogiques anti-repliement en amont et de lissage en aval : il faut garder à l'esprit qu'un filtre numérique est souvent associé à des filtres analogiques. Pour réduire le phénomène de repliement de spectre, un filtre passe-bas de gain unitaire atténuant les composantes de fréquence supérieure à la fréquence de Shannon-Nyquist est inséré avant l'étape de numérisation. Ce filtre est généralement analogique, limitant l'intérêt d'une solution « tout numérique » en terme d'hybridation.

Alimentation nécessaire : la nécessité pour les filtres numériques d'être alimentés en énergie est probablement la raison la plus défavorable à leur utilisation dans les systèmes radiofréquences embarqués. La consommation énergétique moyenne de chacun des systèmes de conversions de signaux se situe entre 1 et 2 watts en fonctionnement. Celle d'un processeur de signaux est plus difficile à estimer, car elle dépend à la fois de ses caractéristiques fonctionnelles et de son régime de fonctionnement. Le fabricant Analog Device parle de processeurs de signaux présentant des niveaux de consommation inférieurs à 100 mW pour une fréquence de travail de 400 MHz [24]. Il n'est donc pas envisageable d'utiliser de tels processeurs pour des applications de filtrage au-delà de cette fréquence et en pratique à des fréquences supérieures à 200 MHz pour une qualité de traitement du signal minimale (deux fois la condition de Shannon-Nyquist).

1.2 Filtres analogiques passifs

Bien qu'apportant de nombreux avantages, les solutions de filtrage numériques s'avèrent peu convaincantes quant à leur utilisation aux fréquences radio et au-delà. Ainsi dans tous les systèmes où l'information est portée par des signaux radiofréquences, le traitement numérique est précédé par des traitements analogiques dans lesquels des filtres passifs sont employés. Il existe une multitude de technologies de filtres passifs employées aux fréquences radio. L'objet de la partie qui suit est d'en présenter les plus répandues.

1.2.1 Filtres à éléments discrets

Les filtres à éléments discrets sont des filtres constitués d'éléments de base de type :

- résistances,
- bobines,
- condensateurs.

Ces éléments sont assemblés en réseaux de manière à réaliser la fonction spectrale recherchée. Sur ce principe, il est possible de réaliser des filtres passe-bas, passe-haut, passe-bande et coupe-bande. La simplicité des modèles de ces filtres se prête bien aux méthodes de synthèses analytiques.

Le champ d'application des filtres à éléments discrets s'étend sur une plage de fréquences allant de quelques kilohertz à la centaine de mégahertz. La limite en basses fréquences est principalement dictée par les dimensions des composants, en particulier des bobines. En hautes fréquences, au contraire, les valeurs des composants deviennent difficilement réalisables du fait de leur petite taille et de l'erreur relative sur la valeur des composants. Une manière de réaliser des filtres à éléments discrets travaillant à des fréquences supérieures à la centaine de mégahertz est décrite dans la section 1.2.2.1.

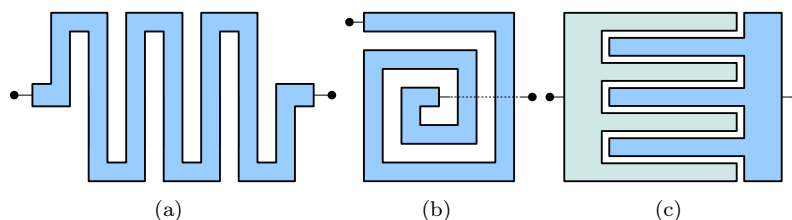


FIGURE 1.9 – Géométrie d'éléments inductifs (a)(b) et capacitif (c) réalisés en technologie planaire

La réduction des dimensions des composants, en vue d'une augmentation de la fréquence, va de pair avec une augmentation des pertes ohmiques dans les composants réactifs. Ainsi, bobines et condensateurs présentent des pertes modélisables par une résistance parasite placée dans leur branche série.

1.2.2 Filtres planaires

Les filtres planaires regroupent l'ensemble des filtres réalisés selon des techniques planaires et dont les principes se fondent exclusivement sur les lois de l'électromagnétisme. Typiquement un filtre planaire est constitué d'un substrat isolant sur lequel des motifs métalliques sont structurés.

1.2.2.1 Filtres planaires à éléments discrets

Un premier type de filtre planaire est composé d'éléments discrets de base (résistances, bobines, condensateurs) constituant une transcription directe de leur modèle équivalent à basse fréquence. Une inductance par exemple peut être réalisée par une ligne en méandre ou en spirale et une capacité sous forme d'un peigne interdigité (cf. figure 1.9).

La simplicité de réalisation de ce type de filtre est remarquable, d'autant plus qu'ils peuvent être réalisés en utilisant les mêmes méthodes de synthèse que celles utilisées pour des filtres à éléments discrets vus dans la section 1.2.1. L'utilisation de techniques planaires permet de réaliser des filtres à éléments discrets jusqu'à des fréquences de quelques dizaines de gigahertz [25].

Sur ce type de filtre, un compromis doit être trouvé sur les dimensions. D'abord, la longueur d'onde correspondant à la fréquence de travail du filtre doit être suffisamment grande devant les dimensions du dispositif pour éviter des phénomènes de résonance ou de couplage électromagnétique dans sa gamme de fréquence de fonctionnement. Ensuite, la minimisation des dimensions entraîne une augmentation des pertes ohmiques ce qui se traduit sur la fonction de transfert par une augmentation des pertes d'insertion.

Un autre type de filtres planaires exploite les phénomènes de propagation d'ondes dans des lignes de transmission. Plus précisément, l'équivalence entre un tronçon de ligne et des éléments réactifs est exploité ici. Un tronçon de ligne de transmission, d'impédance caractéristique Z_C , fermé sur une charge d'impédance Z_L , présente, à une distance x de cette dernière, une impédance $Z(x)$ définie telle que :

$$Z(x) = Z_C \frac{Z_L + jZ_C \tan \beta x}{Z_C + jZ_L \tan \beta x}, \quad (1.70)$$

avec $\beta = \frac{2\pi f}{v}$, f et v la fréquence et la vitesse de propagation de l'onde considérée.

Pour des longueurs de lignes typiquement inférieures à 5 % de la longueur d'onde ($\tan(\beta x) \approx \beta x$) la formule (1.70) peut se réécrire comme suit :

$$Z(x) = Z_C \frac{Z_L + jZ_C \beta x}{Z_C + jZ_L \beta x}. \quad (1.71)$$

En fonction des valeurs des impédances caractéristiques et de charges, il est possible d'approcher le comportement d'éléments discrets réactifs. En effet, pour $Z_L \ll Z_C \beta x$, l'impédance $Z(x)$ devient :

$$Z(x) \approx jZ_C \frac{2\pi f}{v} x, \quad (1.72)$$

où nous reconnaissons la formule de l'impédance d'une inductance $j2\pi fL$ avec $L = Z_C \frac{x}{v}$.

De même dans le cas où $Z_L \beta x \gg Z_C$, l'impédance $Z(x)$ devient :

$$Z(x) \approx \frac{Z_C v}{j2\pi f x}, \quad (1.73)$$

où nous identifions l'expression de l'impédance d'un condensateur $\frac{1}{j2\pi f C}$ avec $C = Z_C \frac{v}{x}$.

A partir de ces relations, les conditions de réalisation de tels éléments peuvent être déterminées :

- une inductance série s'obtient en insérant un tronçon de ligne d'impédance caractéristique relativement élevée par rapport aux impédances de ses lignes d'accès. Une manière directe de réaliser un tel élément consiste à insérer un tronçon de ligne relativement étroit par rapport à ses lignes d'accès.
- une inductance parallèle s'obtient en insérant un tronçon de ligne entre la ligne de transmission et la masse du circuit (court-circuit). L'impédance de ce tronçon doit être relativement grande par rapport à celle de la ligne de transmission, ce qui se traduit en pratique par un tronçon de largeur relativement faible par rapport à la ligne de transmission (cf. figure 1.10.(b))
- une capacité parallèle est un tronçon de ligne d'impédance relativement faible par rapport aux impédances de ses lignes d'accès. En pratique une capacité parallèle est réalisée en insérant un tronçon de ligne relativement large par rapport à ses lignes d'accès (cf. figure 1.10.(c)).
- une capacité en série est réalisée par une coupure de quelques fractions de longueur d'onde dans une ligne de transmission. Qualitativement, le schéma équivalent d'une telle discontinuité comprend bien une capacité série mais présente également des capacités parallèles parasites, ce qui rend ces éléments difficiles à réaliser en pratique.

En raison des difficultés de réalisation de cette dernière, les seuls circuits accordables pouvant être réalisés sont des circuits résonants et antirésonants placés en dérivation [26]. Il est cependant possible de réaliser leur circuit équivalent en série en effectuant une transformation d'impédance par l'intermédiaire d'une ligne de longueur égale au quart de la longueur d'onde.

Il devient alors possible de réaliser des filtres à éléments d'impédance en échelle. La figure 1.11 montre l'exemple d'un tel filtre.

1.2.2.2 Filtres à lignes couplées

Lorsque deux lignes sont parallèles, un phénomène de couplage électromagnétique s'établit et elles peuvent échanger de l'énergie. Un exemple typique de filtres utilisant le principe des lignes couplées est montré sur la figure 1.12.

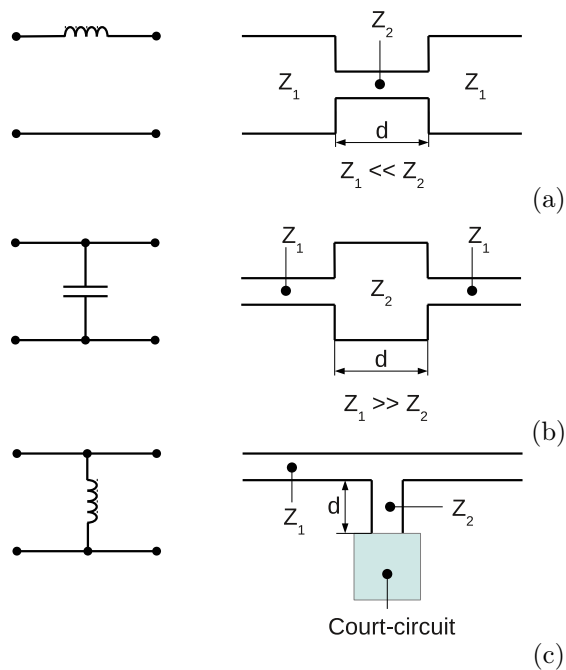


FIGURE 1.10 – Equivalence entre éléments discrets et tronçons de lignes micro-rubans

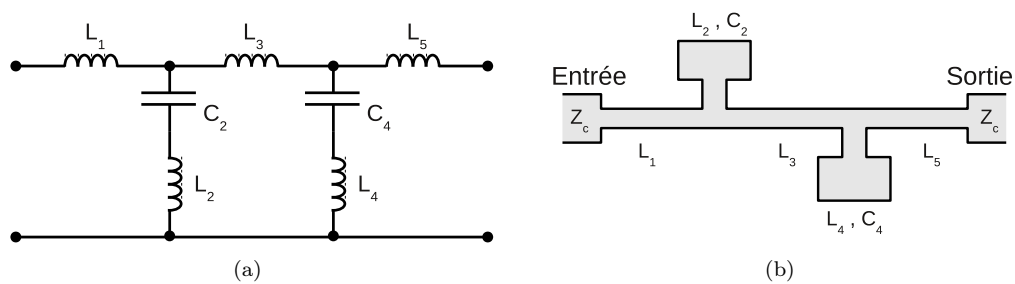


FIGURE 1.11 – Exemple d'un filtre de Caueur réalisé par des tronçons de lignes micro-rubans [26]

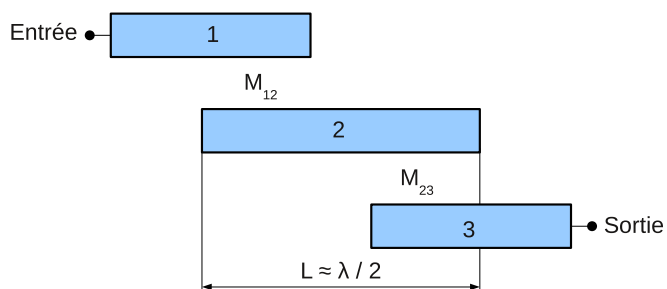


FIGURE 1.12 – Schéma de principe d'un filtre à lignes couplées

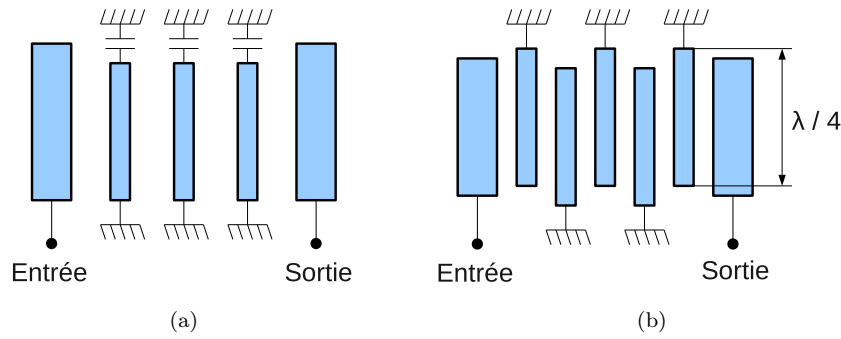


FIGURE 1.13 – Schéma de principe d'un filtre en peigne (a) et d'un filtre interdigital (b)

Les lignes 1 et 2 d'une part et 2 et 3 d'autre part sont couplées à travers leurs impédances mutuelles M_{12} et M_{23} respectivement. De l'énergie peut ainsi être transmise dans une bande de fréquence ce qui s'apparente à un filtre passe-bande. La fréquence centrale est telle que la demi-longueur d'onde correspondante soit égale à la longueur de la ligne 2.

Afin de structurer une bande passante, plusieurs lignes intermédiaires peuvent être insérées entre les lignes d'entrée et de sortie du filtre [26].

D'autres topologies de filtres à lignes couplées existent, dont les filtres en peignes et les filtres interdigitaux. Là encore les dimensions des lignes dépendent de la longueur d'onde électromagnétique à la fréquence centrale recherchée. Une vue d'ensemble de l'un et de l'autre est donnée en figure 1.13.

Globalement, les filtres à lignes couplées permettent de réaliser des bandes passantes relatives supérieures à 10 % avec des pertes d'insertion inférieures à 5 dB sur un spectre s'étendant de 1 à 100 GHz [27]. Le désavantage de ces filtres réside dans leurs dimensions aux fréquences radio (plusieurs cm^2) qui les rendent incompatibles avec les contraintes de compacité imposées par les systèmes communicants mobiles.

1.2.3 Filtres à cavités électromagnétiques

D'une manière générale, les filtres à cavités électromagnétiques exploitent la résonance et le couplage d'ondes électromagnétiques dans des cavités métalliques. Leur utilisation est appréciée dans le domaine des télécommunications et du spatial, principalement pour leur niveau de pertes (typiquement compris entre 0,5 et 2 dB) et les niveaux de puissance qu'ils supportent (jusqu'à plusieurs dizaines, voire centaines de watts) [26] [28] [29].

Les fréquences des modes d'une cavité parallélépipédique s'expriment de la manière suivante :

$$f_{mnp} = \frac{v}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2}. \quad (1.74)$$

Les coefficients m , n , p sont des nombres entiers positifs ou nuls. Ils représentent le nombre de demi-longueurs d'onde suivant les axes x , y et z .

De même, dans une cavité de forme cylindrique, des modes apparaissent avec les fréquences suivantes :

$$f_{mnp} = \frac{v}{2} \sqrt{\left(\frac{x_{mn}}{\pi R}\right)^2 + \left(\frac{p}{h}\right)^2}. \quad (1.75)$$

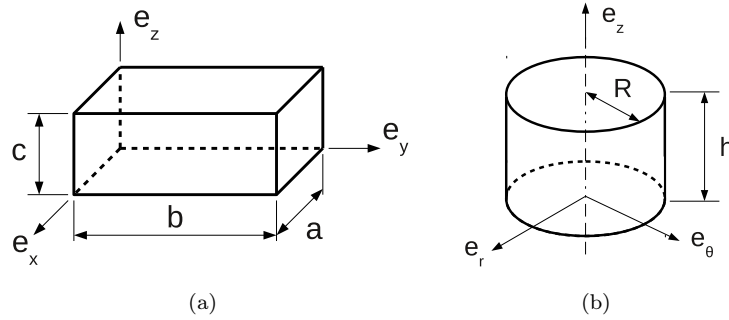


FIGURE 1.14 – Schéma de cavités parallélépipédique (a) et cylindrique (b)

De même que pour l'expression des modes dans une cavité parallélépipédique, m , n et p sont des nombres entiers positifs ou nuls. Ils représentent le nombre de demi-longueurs d'ondes dans les directions e_r , e_θ et e_z . R et h sont le rayon et la hauteur du cylindre respectivement. Enfin, les nombres x_{mn} correspondent aux zéros d'ordre m des fonctions de Bessel de première espèce d'ordre n .

La vitesse des ondes dans la cavité dépend de la permittivité du milieu de celle-ci :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}, \quad (1.76)$$

avec c la vitesse de propagation de la lumière dans le vide et ϵ_r la permittivité relative du milieu contenu dans la cavité.

Il faut différencier deux types de filtres à cavités électromagnétiques : les filtres à cavités métalliques et les filtres diélectriques. Leurs différences sont expliquées dans les sections 1.2.3.1 et 1.2.3.2 qui suivent.

1.2.3.1 Filtres à cavités métalliques

Dans un filtre à cavités métalliques, les parois des cavités sont constituées d'un matériau conducteur. Le milieu contenu dans la cavité est typiquement du vide ou de l'air. Sa permittivité relative avoisine donc l'unité. Dans ces conditions, les ondes électromagnétiques se propagent à une vitesse proche de celle de la lumière dans le vide. Aux fréquences radio, la longueur de ces ondes est comprise entre quelques mètres et plusieurs centimètres. Les dimensions d'un filtre fonctionnant sur ce principe aux fréquences radio sont donc du même ordre de grandeur. Il s'agit là du principal inconvénient de ce type de filtre à ces fréquences-là, c'est pourquoi ils sont généralement réservés aux stations de base où les contraintes sur les dimensions sont moins forte [26].

Afin de réduire la taille des cavités, et donc des filtres, des matériaux de permittivité notablement plus forte que celle du vide (typiquement $\epsilon_r = 50$) sont utilisés comme milieu de propagation des ondes. Des filtres exploitant ce principe sont appelés filtres diélectriques.

1.2.3.2 Filtres diélectriques

Les filtres diélectriques exploitent le piégeage et la résonance d'ondes électromagnétiques au sein d'un milieu à forte permittivité diélectrique. En effet, un milieu diélectrique guide d'autant mieux les ondes électromagnétiques que sa permittivité relative est élevée, comme

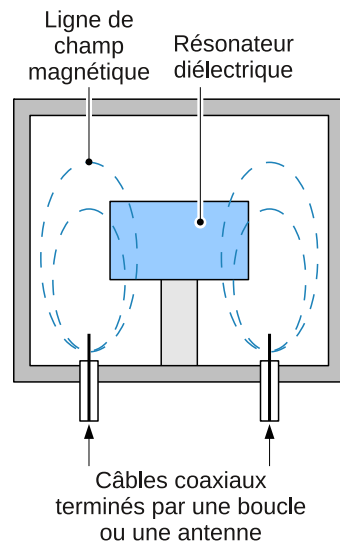


FIGURE 1.15 – Schéma type d'un résonateur à modes diélectriques

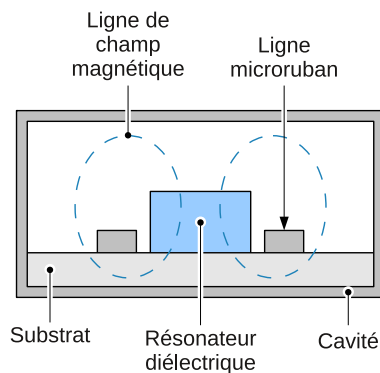


FIGURE 1.16 – Schéma type d'un résonateur à modes diélectriques et ses lignes micro-rubans d'accès

c'est le cas notamment dans les fibres optiques. Dans le cas où celui-ci est plongé dans un milieu de permittivité plusieurs fois inférieure à la sienne, il se comporte comme un piège pour ces mêmes ondes. Les modes qui sont excités suivant ce principe sont qualifiés de diélectriques. Ce phénomène est exploité dans les résonateurs qui constituent les éléments de base des filtres diélectriques [28]. En général, un résonateur diélectrique est constitué d'une cavité métallique dans laquelle est inséré un matériau dont la permittivité relative ϵ_r est comprise typiquement entre 10 et 100. Les matériaux en question peuvent être des céramiques polycristallines (TiO_2 , Ta_2O_5) ou des monocristaux (Al_2O_3) [30]. La figure 1.15 montre le schéma d'ensemble d'un résonateur type.

Le couplage avec l'extérieur s'effectue par l'intermédiaire d'antennes ou de boucles situées à l'intérieur de la cavité au sein duquel est placé le milieu de guidage. Néanmoins, il n'est pas rare que ces dernières soient remplacées par des lignes micro-rubans (cf. figure 1.16) [28].

L'utilisation de cette technique permet de réaliser des filtres de dimensions centimétriques sur une plage de fréquences allant de quelques dizaines de mégahertz à quelques

dizaines de gigahertz (typiquement 25 mm à 1,8 GHz) [30]. Le principal inconvénient de ce type de filtres réside dans l'augmentation quasi-linéaire des pertes diélectriques avec la fréquence et la température.

1.2.4 Filtres à ondes élastiques

Une autre manière de réduire la taille des filtres de plusieurs ordres de grandeur consiste à transformer les signaux électriques en signaux mécaniques avant leur traitement, puis de convertir le signal traité en signal électrique. Une telle transformation réduit la longueur des ondes d'un facteur 10^5 environ, ce qui, aux fréquences radio, permet de passer d'ondes de dimensions centimétriques à des ondes micrométriques, voire submicrométriques. Nous comprenons alors tout l'intérêt de construire des filtres fondés sur ce principe. D'une manière générale, ces filtres sont dits à ondes élastiques.

La transformation de signaux électriques en signaux mécaniques (ou acoustiques), ainsi que l'opération inverse, est effectuée par des transducteurs. Les transducteurs utilisés dans les filtres à ondes élastiques sont généralement de deux types : soit piézoélectriques, soit électrostatiques. Les premiers exploitent la linéarité au premier ordre des effets direct et inverse de la piézoélectricité [31] [32] [33]. Les seconds utilisent l'effet des forces électrostatiques linéarisées [34].

En pratique, l'excitation de tels transducteurs se fait par l'intermédiaire d'électrodes. Le support des ondes mécaniques peut être le volume d'un matériau, sa surface, des plaques ou encore des poutres. Les paragraphes qui suivent présentent les différents types de filtres dont le principe se fonde sur l'exploitation d'ondes élastiques.

1.2.4.1 Filtres à ondes de volume

Les filtres à ondes élastiques de volume sont des composants exploitant l'excitation d'ondes élastiques dans un volume de matière. L'excitation est effectuée par un transducteur piézoélectrique. Dans le principe, un tel transducteur est constitué d'une électrode reliée à la source électrique d'excitation, d'une tranche de matériau piézoélectrique et d'une électrode liée à un potentiel de référence. Les matériaux utilisés dans ce type de filtre sont principalement le quartz et le tantalate de lithium.

L'idée d'exploiter la piézoélectricité pour générer des ondes élastiques de volume remonte au début du XX^{ème} siècle et a permis notamment la mise au point du SONAR (SOUND Navigation And Ranging) par Langevin [31].

A partir de ces principes de base, il est possible de réaliser des résonateurs à ondes de volumes, éléments de base des filtres à éléments d'impédance à ondes de volume, ou des filtres monolithiques à ondes de volume [32].

Les fréquences couvertes par les filtres à ondes de volume se situant typiquement entre 1 et 100 MHz, correspondent respectivement à des épaisseurs de l'ordre du centimètre à la centaine de micromètres. La limite en basses fréquences est principalement due à l'encombrement, dont l'évolution est inversement proportionnelle à la fréquence. La limite en hautes fréquences, quant à elle, est due à la difficulté d'amincir des lames de matériaux en dessous de la centaine de micromètres avec des outils de fabrication conventionnels.

Les filtres à ondes de volume sont essentiellement utilisés dans les systèmes de communication professionnels et militaires, et touchent des secteurs tels que l'aéronautique et le spatial. Ils permettent de réaliser des bandes passantes relatives inférieures à 500 ppm avec

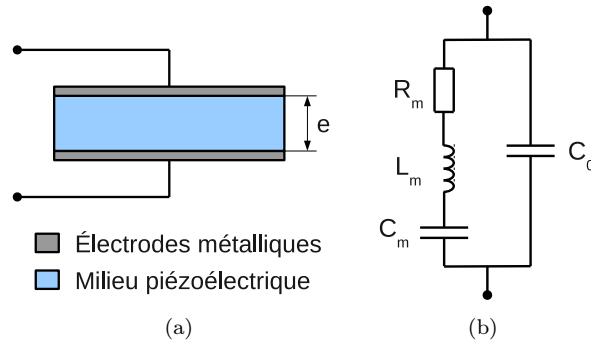


FIGURE 1.17 – Schéma de principe d'un résonateur monoport à ondes de volumes (a) et son schéma électrique équivalent (b)

des bandes de transition relative inférieures à 0,1 % et des pertes d'insertion de moins de 3 dB.

Filtres à éléments d'impédance à ondes de volume : un tel filtre se présente comme un ensemble de résonateurs monoports assemblés en série ou en parallèle selon la fonction de transfert à réaliser. Typiquement, un résonateur monoport à ondes de volume est constitué d'une électrode d'excitation, une électrode de référence et d'une tranche de matériau piézoélectrique. Il s'agit en fait d'un transducteur à ondes de volume, non chargé acoustiquement. Les électrodes peuvent être solidaires ou non de la tranche en question.

La figure 1.17 montre un schéma de principe d'un résonateur à ondes de volume et son schéma électrique équivalent. Ce dernier est constitué d'une branche motionnelle (R_m , L_m et C_m) décrivant le mode exploité, et d'une branche statique (C_0) exprimant la capacité statique formée par les deux électrodes en regard.

Les fréquences d'antirésonance f_a et de résonance f_r de tels résonateurs sont définies tels que :

$$f_a = \frac{V_\phi}{2e} \quad \text{et} \quad K^2 = \frac{\pi f_r}{2 f_a} \tan \left(\frac{\pi f_a - f_r}{f_a} \right)^2, \quad (1.77)$$

où e représente l'épaisseur de la tranche, V_ϕ la vitesse de phase de l'onde considérée et K^2 le coefficient de couplage électromécanique de l'onde [32] [35] [36]. Ce dernier traduit l'aptitude d'un matériau piézoélectrique à transformer successivement l'énergie électrique en énergie mécanique, puis l'énergie mécanique en énergie électrique. Le coefficient de couplage électromécanique est une caractéristique essentielle des ondes exploitées dans les filtres à ondes élastiques en général. Sa définition étant liée aux fréquences de résonance et d'antirésonance d'un résonateur, sa valeur détermine la largeur de bande passante que peut réaliser un filtre à ondes élastiques avec un minimum de pertes d'insertion.

Tout comme la vitesse de phase, sa valeur dépend du matériau, de l'orientation cristalline choisi pour l'excitation et du type d'ondes excitées.

Un filtre à éléments d'impédance à ondes de volume peut être réalisé à partir de tels résonateurs. Une manière relativement simple de mettre en œuvre un tel filtre consiste à placer des résonateurs tantôt en série, tantôt en parallèle, en s'arrangeant pour placer la fréquence de résonance des premiers sur l'antirésonance des seconds. Une autre manière de faire consiste à appliquer des méthodes de synthèse telles que celles présentées dans la

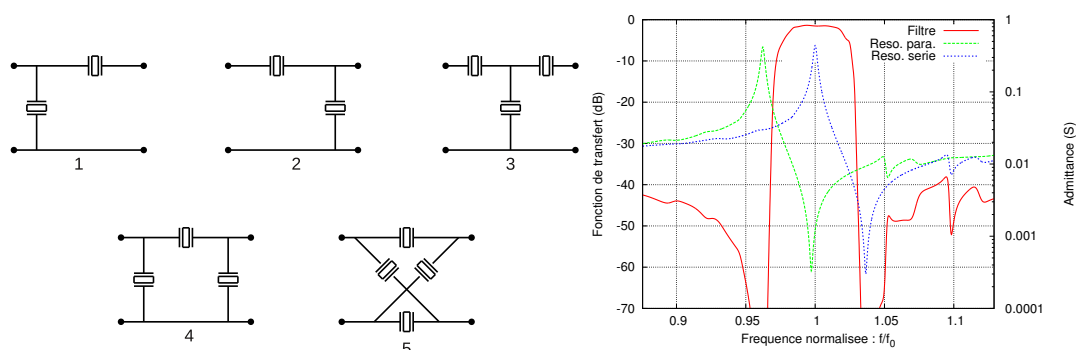


FIGURE 1.18 – Arrangement élémentaires typiques, utilisés dans les filtres à éléments d'impédance : 1 cellule en «L» (1), cellule en «L inversé» (2), cellule en «T» (3), cellule en « Π » (4), cellule en «pont» ou «treillis» (5) et exemple de fonction de transfert d'un filtre à éléments d'impédance composé de quatre cellules en « Π » chaînées

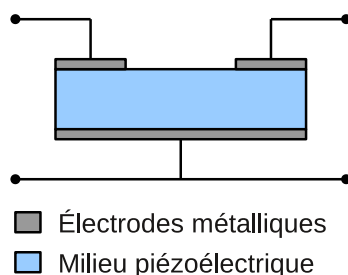


FIGURE 1.19 – Schéma de principe d'un filtre monolithique à ondes de volumes

section 1.1.2.

Filtres monolithiques à ondes de volume : Les filtres monolithiques à ondes de volume sont réalisés à partir d'un bloc unique, d'où leur nom. Ils sont constitués d'une tranche de matériau piézoélectrique, de deux électrodes correspondantes aux transducteurs d'entrée et de sortie du filtre, et d'une électrode de référence. Leur principe se fonde sur l'échange d'énergie acoustique entre les transducteurs d'entrée et de sortie, à travers la tranche de matériau. Un schéma de principe d'un tel filtre est donné en figure 1.19.

Le couplage acoustique entre les transducteurs d'entrée et de sortie dépend de la distance qui les sépare. Une bande passante est obtenue lorsque le couplage acoustique entre les deux transducteurs devient proche du couplage électromécanique de l'onde exploitée [35] [36].

1.2.4.2 Filtres à ondes de surface

Les filtres à ondes élastiques de surface sont des dispositifs qui exploitent la génération et la détection d'ondes élastiques guidées par la surface d'un matériau piézoélectrique. Ils sont particulièrement appréciés dans les applications de filtrage dans les bandes VHF et UHF, notamment pour leur compacité, leurs pertes d'insertion (< 3 dB) et la qualité de la fonction spectrale qu'ils réalisent. Leur nature planaire et leur taille (typiquement de 1 à 100 mm²) rendent ces dispositifs facilement réalisables par des procédés de fabrica-

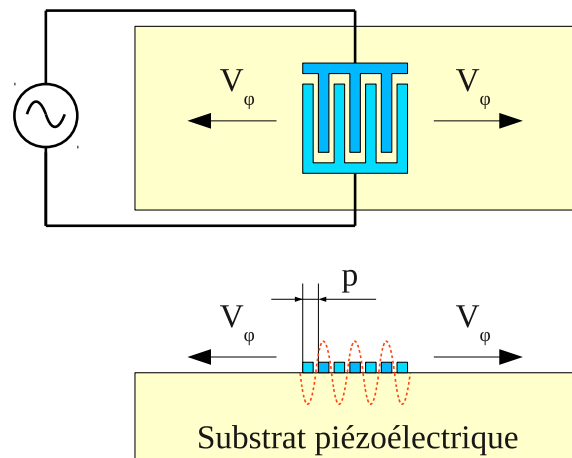


FIGURE 1.20 – Vue de dessus et de côté d'un transducteur à ondes de surface

tion collectifs impliquant des étapes de photolithographie, ce qui les rend compétitifs en termes de coût par rapport à d'autres solutions de filtrage [37]. Leur utilisation touche des domaines professionnels comme la défense, l'aéronautique, le spatial, mais également des domaines « grand public » dont le meilleur exemple est la téléphonie mobile, où les filtres à ondes de surface représentent plus de 75 % des filtres utilisés. L'ensemble de ces domaines d'application représentent un volume annuel de plusieurs milliards d'unités [13] [38].

Les substrats les plus couramment employés dans la fabrication de composants à ondes de surface sont des monocristaux piézoélectriques tels que le quartz (SiO_2), le niobate de lithium (LiNbO_3) ou le tantalate de lithium (LiTaO_3). De manière standard, ces matériaux sont disponibles sous forme de plaquettes de diamètres 100 mm et, depuis peu, 150 mm pour le niobate et le tantalate de lithium.

Un filtre à ondes de surface est généralement composé d'au moins deux transducteurs (un pour la conversion électroacoustique, l'autre pour la conversion acoustoélectrique). Ceux-ci sont généralement réalisés par des peignes d'électrodes interdigitées déposés à la surface d'un substrat piézoélectrique (cf. figure 1.20).

L'application d'une impulsion électrique entre les peignes permet de générer un train d'ondes élastiques par effet piézoélectrique inverse. En assimilant ce train d'ondes à une sinusoïde de durée proportionnelle à la longueur du peigne, son spectre prend la forme caractéristique d'un sinus cardinal centré à la fréquence f_s dite de synchronisme. Celle-ci est définie au premier ordre de la manière suivante :

$$f_s = \frac{V_\phi}{2p}, \quad (1.78)$$

où V_ϕ représente la vitesse de phase de l'onde exploitée et p la période du peigne d'électrodes. La résolution des matériels couramment employés dans l'industrie des composants à ondes de surface limite actuellement la période de tels transducteurs aux alentours de $0,6 \mu\text{m}$ [39], ce qui correspond à une fréquence de 3 GHz environ (ondes STW). Néanmoins l'amélioration constante des techniques de fabrication et la mise en œuvre de nouveaux matériaux (diamant, saphir) permet d'entrevoir la possibilité de repousser cette limite.

Pour un filtre constitué au minimum de deux transducteurs identiques séparés par un interstice de longueur d (cf. figure 1.21), la fonction de transfert est obtenue en réalisant le produit des réponses en fréquence des deux transducteurs et d'un facteur de phase induit

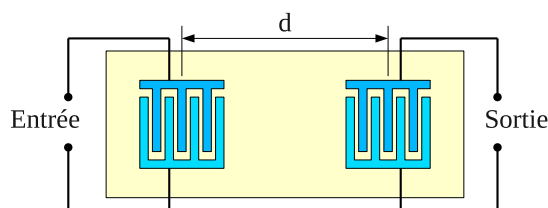


FIGURE 1.21 – Schéma d'un filtre à ondes de surface typique

par la distance qui les sépare. La fonction de transfert d'un tel filtre est alors décrite par à un sinus cardinal élevé au carré.

Ce type de filtre, appelé filtre transverse, est historiquement l'un des premiers filtres à ondes de surface à avoir été développé. Il s'agit d'un filtre à réponse impulsionnelle finie. Les avantages de ces filtres résident dans les largeurs de bandes passantes relatives réalisables (typiquement de 2 à 30 %), leurs bandes de transition relatives parfois inférieures à 1 % et leurs niveaux de rejet qui peuvent atteindre 50 dB, lorsqu'au moins un de leurs transducteurs est apodisé de manière à restituer une réponse impulsionnelle en sinus cardinal [40]. En revanche, ces structures présentent souvent des pertes d'insertion comprises entre 15 dB et 20 dB en pratique, les rendant incompatibles avec les spécifications « grand public » actuelles. Nous reviendrons plus en détail sur ce type de structure dans la section 2.1.2.

D'autres structures de filtres fondées sur des résonateurs ou au moins des structures résonantes ont été développées massivement depuis le début des années 90. En effet il est possible, tout comme pour les filtres à ondes de volume, de confiner l'énergie à l'intérieur d'un dispositif à ondes de surface.

Le premier moyen consiste à utiliser des transducteurs émettant dans une direction privilégiée voire dans une seule direction. Il est possible dans ce cas de réduire les pertes d'insertion sous la barre des 10 dB, tout en conservant des niveaux de rejet de l'ordre de 30 à 50 dB. Toutefois, leurs bandes passantes sont généralement plus étroites que sur les filtres transverses.

Le second moyen mis en œuvre pour confiner l'énergie au sein du filtre consiste à utiliser des réflecteurs de Bragg. Il est alors possible de réaliser des éléments résonnants à partir desquels un filtre à réponse impulsionnelle infinie est réalisable [32] [37] [41]. Dans ce type de filtre, les pertes d'insertion sont typiquement inférieures à 3 dB.

D'une manière générale, pour les filtres à ondes de surface comme pour les filtres à ondes de volume, la largeur de la bande passante du filtre et les pertes d'insertions sont déterminées par le couplage électromécanique de l'onde exploitée. A ce titre, l'ensemble « matériaux-orientation-cristalline-direction de propagation-type d'onde-structure de filtre » offre une très large palette de paramètres d'optimisation. Cette caractéristique permet aux filtres à ondes de surface de réaliser des bandes passantes de largeurs très diverses (de quelques centaines de ppm à plus d'une dizaine de pourcents de bande passante relative).

1.2.4.3 Filtres à ondes élastiques intégrés sur silicium (RF-MEMS)

La réalisation de filtres à ondes élastiques sur substrats de silicium offre la perspective d'intégrer de tels composants dans des systèmes microélectroniques. Cette intégration est

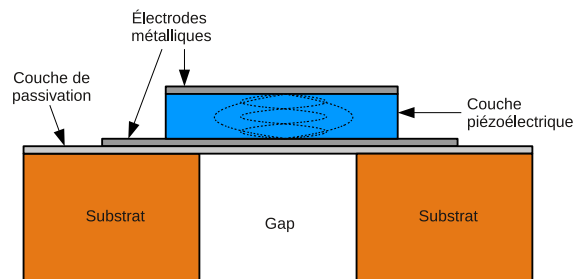


FIGURE 1.22 – Schéma de principe d'un résonateur à ondes de volume en couches minces

rendue possible notamment grâce à l'amélioration des techniques de dépôts de couches minces, de report et d'amincissement de matériaux piézoélectriques [42] [43].

Filtres à ondes de volume en couches minces : ils constituent la solution de filtrage à ondes élastiques la plus aboutie au-delà de 3 GHz. Dans la littérature, ils sont désignés le plus souvent par leur acronyme anglais FBAR, pour Film Bulk Acoustic Resonator. Dans leur principe, ces filtres sont identiques aux filtres à ondes de volume décrits dans la section 1.2.4.1. La principale différence avec ces derniers porte sur les méthodes de fabrication utilisées et les épaisseurs de la couche piézoélectrique. La figure 1.22 donne un schéma de principe d'un résonateur FBAR. La tranche de matériau piézoélectrique est généralement déposée par pulvérisation cathodique, sur des épaisseurs de quelques centaines de nanomètres à quelques micromètres. Cette technique permet, outre les avantages que confère une fabrication collective, d'atteindre des fréquences de fonctionnement plus élevées que celles couramment atteignables avec les filtres à ondes de volume classiques ou les filtres à ondes élastiques de surface [44] [45].

Le principal bémol de ce type de filtres est la faible diversité de matériaux et d'orientations cristallines pouvant être déposées de manière à constituer une couche dense de matériau piézoélectrique. De ce fait, le nombre de paramètres d'optimisation est réduit par rapport à un filtre à ondes de surface, ce qui réduit grandement le champ d'application de ce type de filtre en termes de largeur de bande passante [36].

Filtres résonants à modes harmoniques élevés : le report de tranches de matériaux piézoélectriques sur silicium et la possibilité d'amincir des couches jusqu'à quelques dizaines de micromètres, voire moins, permet la réalisation de résonateurs à modes harmoniques élevés. Le principe de tels résonateurs est similaire à celui d'une cavité laser où une couche de matériau piézoélectrique joue le rôle de pompe, excitant une multitude de modes dans l'empilement (le mode fondamental et tous ses harmoniques). La figure 1.23 montre un schéma de principe d'un résonateur HBAR. Il est naturel d'imaginer des filtres utilisant ce type de résonateurs comme dans un filtre à éléments d'impédance, ou un filtre monolithique. Quelques filtres se fondant sur ce principe ont été réalisés et sont actuellement en développement dans quelques équipes de recherche, démontrant ainsi la possibilité de réaliser des filtres résonants à modes harmoniques élevés [46] [47].

La principale difficulté de ce type de composants réside dans la densité importante de résonances par unité de fréquence que présente leur fonction spectrale. Malgré cette difficulté, des résonateurs HBAR peuvent être employés dans la stabilisation d'oscillateurs [48].

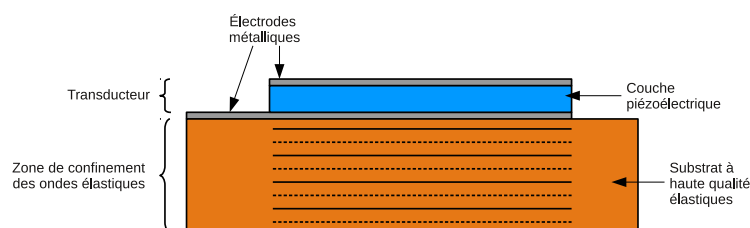


FIGURE 1.23 – Schéma de principe d'un résonateur à modes harmoniques élevés

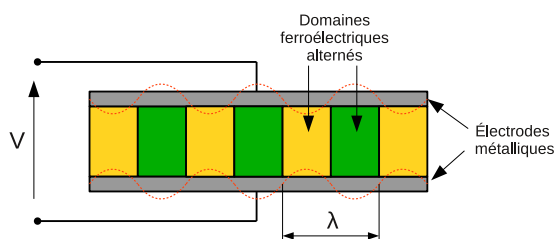


FIGURE 1.24 – Schéma de principe d'un résonateur à domaines ferroélectriques alternés

Filtres résonants à domaines ferroélectriques alternés : le niveau d'exigence croissant sur la tenue en puissance des filtres radiofréquences a poussé les équipes de recherche à imaginer de nouveaux types de transducteurs exploitant les propriétés de la ferroélectricité. La ferroélectricité est une propriété selon laquelle un matériau admet une polarisation de son réseau cristallin de manière spontanée. Un exemple d'un tel matériau est le niobate de lithium (LiNbO_3) qui est à la fois piézoélectrique et ferroélectrique. Il est possible d'alterner périodiquement la polarité du réseau de ce type de matériau. Il est possible d'exciter des ondes acoustique dans une telle structure en appliquant un champ électrique alternatif entre deux surfaces en regard. La figure 1.24 donne un aperçu d'une telle structure et de son principe de fonctionnement. Il a été démontré [49] [50] que des résonateurs peuvent être réalisés sur ce principe. La possibilité de réaliser un filtre à éléments d'impédance utilisant des résonateurs à domaines ferroélectriques alternés a également été démontrée dans [51], ainsi qu'un filtre à couplage longitudinal.

Les points forts de cette technologie résident dans l'isolation électrique entre les électrodes en regard et la possibilité d'exciter des modes acoustiques pouvant se propager jusqu'à 20 km.s^{-1} . Il en résulte des composants pouvant supporter de fortes tensions d'entrée et pouvant potentiellement atteindre des fréquences supérieures à celles des actuels composants à ondes de surface.

Filtres MEMS : nous entendons par filtres MEMS (Micro Electro-Mechanical System) l'ensemble des filtres dont les principes se fondent sur l'excitation de poutres ou de plaques.

Selon le type de composants l'excitation s'effectue soit par effet piézoélectrique, soit par effet électrostatique comme c'est généralement le cas. La transduction électrostatique s'effectue généralement par le biais d'une différence de potentiel appliquée entre deux surfaces en regard, l'une appartenant à un élément fixe (substrat), l'autre à un élément mobile (poutre, plaque), comme le montre la figure 1.25. Un tel système s'apparente à un conden-

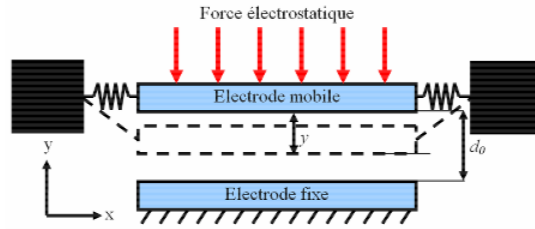


FIGURE 1.25 – Schéma de principe de la transduction électrostatique

sateur dont la capacité C_0 est définie comme suit :

$$C_0 = \frac{\varepsilon S}{d_0}, \quad (1.79)$$

où ε est la permittivité du milieu inter-électrodes.

Lors de l'application d'une différence de potentiels, l'électrode mobile se rapproche de l'électrode fixe sous l'effet d'une force électrostatique F_e attractive :

$$F_e = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon S V^2}{(d_0 - y)^2}, \quad (1.80)$$

où V représente la tension électrique appliquée entre les électrodes et y le déplacement verticale de l'électrode par rapport à sa position d'équilibre. De cette manière, il est possible d'exciter une structure à sa fréquence de résonance [34].

La détection du mouvement, quant à elle, se déduit de la variation de capacité induite par le mouvement de l'électrode mobile.

Il est ainsi possible, sur ce principe, de réaliser des résonateurs électromécaniques dans un très faible espace ($< 1 \text{ mm}^2$), et donc des filtres compacts, et intégrables. Un autre avantage des structures MEMS réside dans les tensions importantes qu'elles supportent (plusieurs dizaines, voire centaines de volts), grâce à l'isolation procurée par le milieu (interélectrode).

1.3 Conclusion

Le traitement numérique du signal est devenu une fonction indispensable à tout système communicant moderne et il présente des avantages certains par rapport aux solutions entièrement analogiques. Cependant, l'utilisation de circuits numériques reste mal adaptée au traitement des signaux radiofréquences, comme ceux utilisés pour le transport de l'information entre un terminal et une station de base. En pratique, les organes assurant le traitement de l'information numérique sont toujours associés à une chaîne de composants analogiques pour le traitement des signaux radiofréquences issus des ports d'entrée du système.

A ce titre, les filtres à cavités électromagnétiques sont adaptés à la sélection de la bande de fréquence utile des signaux d'entrée et ce sur un large spectre, pour des niveaux de puissance de plusieurs watts. Néanmoins, leur taille conséquente, liée à la longueur d'onde électromagnétique, rend leur utilisation envisageable uniquement sur les stations de base et non dans les terminaux mobiles. L'utilisation de matériaux diélectriques à forte permittivité

a permis de réduire cette lacune et d'apporter des solutions pour le filtrage des signaux d'antennes dans les téléphones portables, mais cette approche a été supplantée par des solutions encore plus compactes et capables de garantir des niveaux de pertes d'insertion inférieur à 3 dB pour des gammes de fréquence couvrant l'ensemble des bandes VHF et UHF.

D'abord utilisés dans les téléviseurs couleurs, les filtres à ondes de surface ne tardent pas à s'emparer du marché de la téléphonie mobile et remplacent désormais avantageusement les filtres diélectriques dans les téléphones portables. Les filtres à ondes de surface occupent aujourd'hui plus de 75 % du marché des filtres pour la téléphonie mobile, l'autre partie étant majoritairement occupée par des filtres à ondes de volumes sur films minces, notamment pour les étages de filtrage à l'émission compte tenu de leur robustesse aux signaux de fortes puissance (ici 30 à 33 dBm).

D'autres technologies de filtres, comme les filtres micro-usinés MEMS, s'accordent avec les nouveaux besoins du marché de la téléphonie mobile et pourraient venir contester la suprématie des filtres à ondes de surface d'ici quelques années.

En attendant, bien qu'étant arrivés à maturité depuis plus de vingt ans, les filtres à ondes de surface restent une solution séduisante pour le filtrage de signaux radiofréquences au sein d'appareils mobiles. En effet, ils constituent la seule solution permettant aujourd'hui de traiter les signaux en bande UHF avec moins de 3 dB de pertes d'insertion et plus de 40 dB de rejet dans des dimensions comprises entre le cm^2 et le mm^2 et la mise au point de nouvelles architectures de filtre repousse régulièrement les limites pratiques de ces solutions. De plus, l'amélioration des techniques de fabrication et la mise en œuvre de nouveaux matériaux ouvrent de nouvelles perspectives de marché (largeur de bande et fréquence en croissance, stabilité thermique). Enfin, plusieurs milliards de composants à ondes de surface sont produits chaque année ce qui en fait une solution à bas-coût très répandue et facile à mettre en œuvre.

Tout cela justifie les travaux engagés dans cette thèse pour mettre au point les technologies du futur et des solutions innovantes pour repousser les limites connues de ces composants et les faire entrer dans les produits de la société AR Electronique.

Chapitre 2

Principes de mise en œuvre d'un filtre à ondes de surface

Cette partie expose les principales étapes de la mise en œuvre d'un composant à ondes de surface. Nous y abordons dans un premier temps les aspects liés à la conception de filtres, à savoir les critères de choix d'un matériau et d'une structure de filtrage. En seconde partie nous décrivons un modèle d'ondes élastiques dans les solides piézoélectriques que nous appliquons pour décrire la propagation d'ondes guidées par une surface sous différentes conditions aux limites. Les trois sections suivant cette partie sont consacrées à la présentation des techniques employées dans la fabrication, l'assemblage et la caractérisation de composants à ondes de surface. Enfin, dans la dernière partie nous discutons de la place des filtres à ondes de surface et de leur application dans les objets communicants modernes.

2.1 Méthodologie de conception

Les filtres à ondes élastiques de surface sont des objets complexes dont les caractéristiques dépendent d'un grand nombre de paramètres. L'objet de cette partie est d'exposer les principaux aspects dont il convient de tenir compte lors de la conception d'un tel filtre. Nous définissons d'abord les principales notions liées au choix d'un matériau, puis nous présentons les structures de filtres les plus couramment rencontrées.

2.1.1 Aspects matériaux

Les composants à ondes élastiques de surface utilisent l'effet piézoélectrique pour générer et détecter des ondes guidées par une surface. Les matériaux utilisés pour leur réalisation sont des monocristaux piézoélectriques, une façon particulièrement efficace d'exciter et détecter des ondes de surface pour des pertes d'insertion minimales aux volumes correspondants (quelques mm^3). Le choix d'un matériau est dicté par les caractéristiques du filtre à réaliser. En réalité, le choix ne porte pas uniquement sur un matériau mais également sur une orientation cristalline (coupe d'un matériau), une direction de propagation et un type d'onde.

Les matériaux couramment utilisés comme substrats piézoélectriques dans l'industrie des composants à ondes de surface sont le quartz (SiO_2), le niobate de lithium (LiNbO_3) et le tantalate de lithium (LiTaO_3). Ils se présentent sous forme de tranches ou plaquettes, également appelées « wafers », le plus souvent de diamètre 100 mm, dont le réseau cristallin est orienté suivant des directions bien définies [31].

Les critères menant au choix d'un matériau, d'une coupe, d'une direction de propagation et d'un type d'onde sont décrits dans la section qui suit.

Les coefficients de sensibilité aux effets thermiques : ils traduisent la variation de la fréquence d'une onde, induite par une variation de température [52]. Cette sensibilité de la fréquence d'une onde à la température est due à la dilatation thermique du matériau, ainsi qu'aux variations de la vitesse de phase avec la température. D'une manière rigoureuse, dans l'hypothèse du régime statique, cette dépendance à la température T se traduit par une loi polynomiale :

$$\frac{\Delta f}{f_0}(T) = \alpha_1(T - T_0) + \alpha_2(T - T_0)^2, \quad (2.1)$$

où T_0 est la température de référence à laquelle sont définies les constantes physiques du matériau et α_1 et α_2 les coefficients de température de la fréquence. Pour des matériaux comme le niobate de lithium ou le tantalate de lithium, les variations de fréquence sont quasiment proportionnelles à celles de la température et α_2 est considéré comme négligeable pour la plupart des orientations. Sur le quartz au contraire, la contribution au premier ordre peut s'avérer négligeable devant la contribution au second ordre ($\alpha_1 = 0$). Les variations de fréquence évoluent donc de manière quadratique avec la température. Pour cette raison, le quartz est dit compensé des effets de température pour des couples orientation cristalline/nature d'ondes spécifiques. Cette situation provient du fait que les variations induites sur la vitesse de phase compensent celles dues à la dilatation thermique [53] [54]. Cette spécificité fait du quartz un matériau de choix pour la réalisation de composants à variations thermiques de fréquence maîtrisées. Il est possible de compenser les effets thermiques sur le niobate de lithium ou le tantalate de lithium par l'ajout d'une couche de silice par exemple [55] ou en jugulant les effets de dilatation par un report de matériaux adéquat [56].

Le coefficient de couplage électromécanique : le coefficient de couplage électromécanique d'une onde traduit l'efficacité de transformation d'un signal électrique en entrée en un signal électrique de sortie via des effets de couplages électroacoustiques et acousto-électrique séquentiels. K représente l'efficacité (ou le taux) de conversion du signal incident en $\text{Pa} \cdot \text{V}^{-1}$ mais aussi, par réversibilité, la conversion en $\text{V} \cdot \text{Pa}^{-1}$. Dans le domaine de Fourier, nous considérons le produit $K \cdot K$ comme représentatif d'une fonction de transfert en $\text{V} \cdot \text{V}^{-1}$. Pour un mode isolé, c'est-à-dire sans interaction avec d'autres modes, il est défini par rapport aux fréquences de résonance f_r et d'antirésonance f_a du mode tel que [57] :

$$K^2 = \frac{\pi f_r}{2 f_a} \tan \left(\frac{\pi f_a - f_r}{2 f_a} \right)^2. \quad (2.2)$$

En pratique, nous lui préférons l'approximation suivante [58] :

$$K^2 = \frac{f_a^2 - f_r^2}{f_a^2} = \frac{v_0^2 - v_m^2}{v_0^2}, \quad (2.3)$$

où v_0 et v_m sont respectivement les vitesses de propagation du mode en surfaces libre et métallisée. La connaissance du coefficient de couplage électromécanique d'une onde, pour un matériau, une coupe et une direction de propagation données, est fondamentale car il permet d'estimer la largeur de la bande de fréquence dans laquelle un couplage entre énergies électrique et acoustique peut exister, c'est-à-dire, la largeur de la bande de fréquence dans laquelle il est possible de transférer un signal, comme c'est le cas dans un filtre passe-bande. A titre d'exemple, le quartz présente des coefficients de couplage électromécaniques de l'ordre de 0,1 % pour les ondes de Rayleigh et de 0,2 % au maximum pour les ondes de cisaillement transverse (STW). Cette valeur fait du quartz un matériau bien adapté pour la réalisation de filtres à bandes étroites (0,2 % au maximum). Le tantalate et le niobate de lithium offrent des coefficients allant de 1 à 20 % selon la coupe, la direction de propagation et le type d'onde choisis. Ceci explique pourquoi ces matériaux sont appréciés dans les applications de filtrage à bandes passantes larges (de 1 à 10 %).

Le coefficient de réflexion par électrode : comme son nom l'indique, il représente la part d'énergie d'une onde qui se réfléchit sur une électrode unitaire. Il est proportionnel à la largeur relative de la bande d'arrêt d'un réflecteur de Bragg [37] :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{2r}{\pi}, \quad (2.4)$$

où r est le coefficient de réflexion par électrode, Δf la largeur de la bande d'arrêt d'un réflecteur de Bragg et f_0 la fréquence centrale de la fonction de réflexion.

La vitesse de phase : elle correspond à la vitesse à laquelle évolue la phase de l'onde considérée. Elle intervient dans le calcul de la fréquence de synchronisme d'un transducteur telle que :

$$f_s = \frac{V_\phi}{2p}. \quad (2.5)$$

Pour une fréquence donnée, le choix d'une vitesse influence également la taille du filtre. Ainsi, une manière de contenir les dimensions d'un filtre passe par le choix d'un matériau présentant une vitesse de propagation la plus faible possible.

La directivité : la directivité est représentative de la différence de phase entre centres d'émission et de réflexion au sein d'une cellule périodique. En pratique, elle se traduit par la présence d'une résonance en sortie de bande d'arrêt des miroirs. La directivité δ peut être évaluée comme le rapport d'amplitude de ces deux contributions :

$$\cos(2\delta) = \frac{Y_s - Y_e}{Y_s + Y_e}, \quad (2.6)$$

où Y_e et Y_s représentent l'admittance d'un transducteur travaillant aux conditions de Bragg mesurée respectivement en entrée et en sortie de bande d'arrêt. La directivité est spécifique de l'excitation d'ondes sous réseau périodique aux conditions de Bragg.

L'angle de flux d'énergie : il s'agit de l'angle compris entre la direction de propagation de l'onde et de son vecteur de Poynting. L'angle de flux d'énergie (ou « beam steering » en anglais) est nul lorsque ces deux vecteurs sont alignés, ce qui est le cas pour toutes les coupes où le gradient de vitesse de phase par rapport à la direction de propagation s'annule [59]. La figure 2.1 illustre la définition de cet angle.

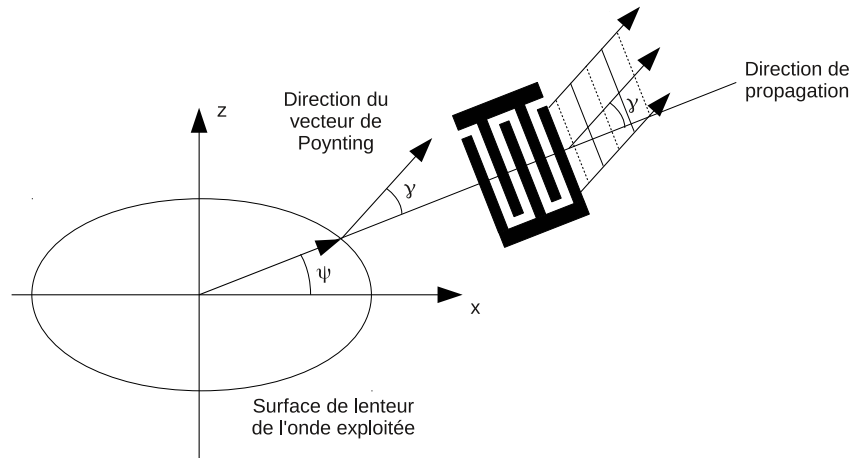


FIGURE 2.1 – Illustration de l'angle de flux d'énergie γ pour une direction de propagation orientée par l'angle ψ

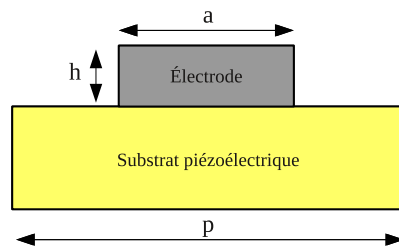


FIGURE 2.2 – Schéma d'une électrode représentée avec ses dimensions caractéristiques idéalisées

Le coefficient de diffraction : il est défini comme la dérivée de l'angle de flux d'énergie par rapport à la direction de propagation privilégié [60] [59] : $\frac{d\gamma}{d\psi}$. Dans le cas d'un matériau isotrope, ce coefficient de diffraction vaut 1. L'anisotropie des monocristaux employés dans la mise en œuvre des composants à ondes de surface tend à réduire ou à augmenter cette valeur. Il existe des coupes et directions de propagation pour lesquelles la diffraction est minimale ($\frac{d\gamma}{d\psi} = -1$). Dans ce cas l'énergie reste parallèle à l'axe de propagation choisi.

La plupart de ces caractéristiques dépendent de l'ensemble matériau, coupe, direction de propagation et type d'onde, ainsi que des dimensions des électrodes a et h comme définies sur la figure 2.4. Les électrodes servant à appliquer le champ électrique à la surface sont généralement constituées d'aluminium allié à un faible pourcentage de cuivre (typiquement de 0,5 à 2 %). Ce choix se justifie pour la conductivité électrique de l'aluminium, pour sa disponibilité, son coût ainsi que pour sa tendance à ne pas s'oxyder en profondeur. Le cuivre permet d'améliorer la tenue en puissance et de minimiser les pertes dans l'électrode.

2.1.2 Structures de filtres

Il existe une multitude de structures de filtres à ondes de surface. Nous en présentons quelques unes parmi les plus courantes et décrivons leurs principales caractéristiques.

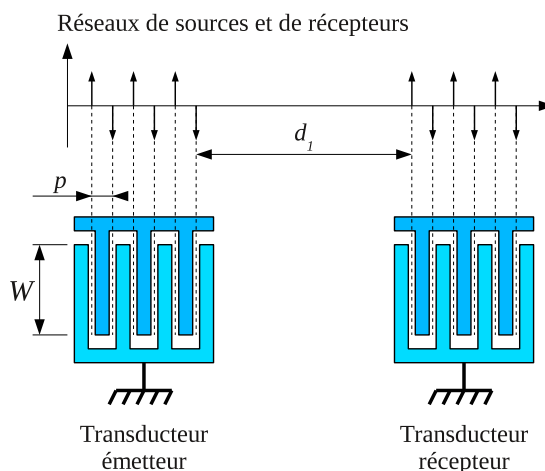


FIGURE 2.3 – Schémas d'un filtre classique représenté avec sa distribution de sources et de récepteurs discrets (modèle des sources discrètes)

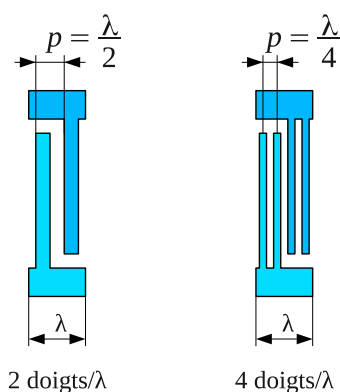


FIGURE 2.4 – Schémas de cellules élémentaires de transducteurs à 2 et 4 doigts par longueur d'onde

2.1.2.1 Filtres à ondes propagatives (FRIF)

Les filtres à ondes propagatives sont des filtres qui exploitent la génération, la propagation et la réception d'ondes de surface pour produire une fonction spectrale. Par définition, ces filtres sont à réponse impulsionnelle finie (FRIF). Ils sont généralement désignés sous le vocable « filtres transverses » car ils impliquent le plus souvent une modulation de l'interpénétration des électrodes le long des transducteurs.

Filtres classiques : (ou filtres transverses) ce type de filtres fonctionne comme un ensemble constitué d'un réseau de sources, d'une surface où la propagation est libre et d'un réseau de réception [61] (cf. figure 2.3). Un tel filtre n'exploite pas les phénomènes de réflexion sur les électrodes et tente même de les minimiser par l'emploi de transducteurs à 3 ou 4 doigts par longueur d'ondes (cf. figure 2.4). De cette manière, l'intervalle de fréquences dans lequel se produit la transduction ne chevauche pas la bande d'arrêt des transducteurs.

La fonction de transfert d'un tel filtre peut être déterminée à partir d'un modèle simplifié

de transducteur supposant que chaque paire d'électrodes se comporte comme une source ou un récepteur. Supposons un transducteur émetteur constitué d'une seule source et un transducteur récepteur constitué d'un seul récepteur. Tous deux sont séparés d'une distance d_1 . Le potentiel $\phi_{(1,1)}$ reçu par le transducteur récepteur est de la forme suivante :

$$\phi_{(1,1)} = \alpha_e \alpha_r \phi_0 e^{-jkd_1}, \quad (2.7)$$

où α_e et α_r représentent les coefficients de transduction à l'émission et à la réception, ϕ_0 le potentiel appliqué au transducteur émetteur et k le nombre d'onde correspondant à l'onde exploitée.

En remplaçant le transducteur émetteur par un réseau à N sources (soit $N+1$ électrodes) de signe alternativement opposé et régulièrement espacées d'une période p tel que $d_n = d_1 + (n-1)p$, le potentiel $\phi_{N,1}$ du signal reçu par le récepteur devient alors :

$$\phi_{N,1} = \alpha_e \alpha_r \phi_0 e^{-jkd_1} \sum_{n=0}^{N-1} (-1)^n e^{-jkn p}. \quad (2.8)$$

A la fréquence de synchronisme f_s du transducteur, l'ensemble des sources est en phase et la période entre toutes les sources égale à $\frac{\lambda}{2}$. En exprimant le potentiel $\phi_{N,1}$ en fonction de l'écart relatif à la fréquence f_s , nous obtenons :

$$\phi_{N,1} = \alpha_e \alpha_r \phi_0 j^{N-1} e^{-jk[d_1 + (N-1)\frac{p}{2}]} \frac{\sin(NX)}{\sin(X)}, \quad (2.9)$$

avec $X = \frac{\pi}{2} \frac{f-f_s}{f_s}$.

Dans le cas où le transducteur de réception est composé de M récepteurs distribués avec une période p , la mise en parallèle des différents récepteurs donne le potentiel $\phi_{N,M}$ reçu suivant :

$$\phi_{N,M} = \alpha_e \alpha_r \phi_0 e^{-jkd_1} \sum_{m=0}^{M-1} (-1)^m e^{-jkm p} \left\{ \sum_{n=0}^{N-1} (-1)^n e^{-jkn p} \right\}. \quad (2.10)$$

En effectuant le même traitement que précédemment, le potentiel $\phi_{N,M}$ se réécrit :

$$\phi_{N,M} = \alpha_e \alpha_r \phi_0 j^{N+M-2} \exp\left(-jk \left\{ d_1 + (N+M-2)\frac{p}{2} \right\}\right) \frac{\sin(NX)}{\sin(X)} \frac{\sin(MX)}{\sin(X)}. \quad (2.11)$$

Cette formule montre que le signal se met sous la forme d'un produit de deux fonctions sinus cardinal et d'un facteur de phase dépendant de la longueur des transducteurs et de l'interstice séparant ces derniers.

En pratique, il est possible de modifier la forme de ces fonctions en pondérant l'amplitude des sources en faisant varier la distance d'interpénétration des peignes suivant la longueur du transducteur. Il devient alors possible de réaliser des filtres dont la fonction de transfert approche la forme d'un rectangle. Cette approche est semblable à celle employée dans la réalisation de filtres numériques à réponse impulsionnelle finie [13].

Un inconvénient majeur de ce filtre réside dans ses pertes d'insertion comprise entre 20 et 40 dB en pratique [32]. En effet, un transducteur émet deux ondes d'égales amplitudes dans deux directions opposées. La moitié de l'énergie est donc perdue lors de la phase d'émission ainsi que lors de la phase de réception. De ce fait, un tel filtre présentera toujours des pertes d'insertion de 6 dB au minimum. D'autre part, ce type de filtre est sujet à des

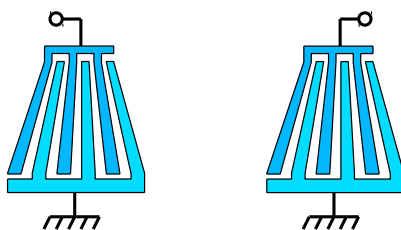


FIGURE 2.5 – Schéma d'un filtre à transducteurs en éventails

effets parasites induits par des réflexions multiples entre les transducteurs. Ce phénomène est connu sous le nom de triple-transit [62]. Afin de limiter son impact sur la réponse spectrale, ce genre de filtre est souvent utilisé hors accord d'impédance, ce qui implique des pertes supplémentaires.

Ce type de filtre est principalement mis en œuvre dans les stations de base pour lesquelles l'amplification ne pose pas de problème et où la fonction se révèle critique en termes de rejet (> 40 dB) et de pureté spectrale. Ils ne sont pas utilisés dans les applications « grand public » mais il existe des filtres RF qualifiés pour le spatial fondés sur ce principe.

Plusieurs variantes d'un tel filtre ont été développées, à commencer par les filtres à transducteurs en éventails, dont il est question dans le paragraphe qui suit.

Filtres à transducteurs en éventails : ce type de filtre, également connu sous le nom de « fan-shaped », tire son nom de la forme de ses transducteurs qui rappelle celle d'un éventail [63] [64]. Dans les filtres classiques, la bande passante est construite en modulant l'ouverture du transducteur par une fonction approchant un sinus cardinal. Le principe d'un filtre à transducteurs en éventails consiste à placer en parallèle un grand nombre de filtres élémentaires de périodes régulièrement croissantes. La matrice d'admittance d'un tel filtre est alors la somme des matrices d'admittance des filtres élémentaires. La fonction de transfert obtenue admet une bande passante dont les fréquences d'entrée et de sortie correspondent respectivement aux fréquences des canaux dont la période est la plus grande et la plus petite. Ce type de filtre présente l'avantage de pouvoir réaliser des bandes passantes très larges (jusqu'à 50 % dans certaines applications). Tout comme les filtres classiques, les filtres « fan-shaped » appartiennent à la famille des filtres à réponse impulsionnelle finie et de ce fait, présentent des pertes d'insertion élevées. De plus, ils présentent une ondulation dans la bande passante représentative de la largeur de modulation de la période. Il s'agit là d'un paramètre d'optimisation qui sera discuté dans la section 4.2. Ce défaut peut néanmoins être réduit en structurant les électrodes afin de privilégier une direction de propagation. Il est alors théoriquement possible de réduire le niveau des pertes d'insertion à 6 dB. Des filtres exploitant ce principes sont décrits dans le paragraphe qui suit.

2.1.2.2 Filtres à ondes stationnaires (FRII)

Dans les filtres à ondes propagatives, les phénomènes de réflexion sur les électrodes sont considérés comme indésirables et tout est mis en œuvre pour en minimiser les effets. Dans les filtres à ondes stationnaires, ces phénomènes sont mis à profit pour confiner des ondes à l'intérieur du dispositif dans le but de réduire ses pertes d'insertion et d'allonger la durée de sa réponse impulsionnelle. En pratique, ce confinement peut être assuré par l'utilisation

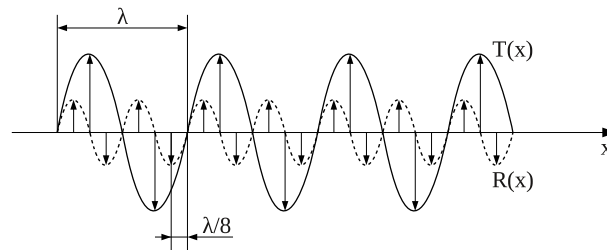


FIGURE 2.6 – Positionnement relatif des centres de transduction et de réflexion à l'intérieur d'un transducteur à directionnalité privilégiée (en supposant $\delta = 0^\circ$ ou 90°)

de transducteurs à directionnalité privilégiée ou par la disposition de réseaux d'électrodes, ou de sillons, de part et d'autre du dispositif. La période de ces réseaux est choisie pour que leur comportement à la fréquence de fonctionnement du dispositif en question soit celui d'un miroir de Bragg.

Les niveaux de pertes de ces filtres sont minimisés grâce au confinement des ondes dans le dispositif. La stationnarité des ondes dans cette famille de structures en font des filtres à réponse impulsionnelle infinie (FRII). Dans les paragraphes qui suivent, nous présentons les filtres à ondes stationnaires les plus couramment mise en œuvre.

Filtres à transducteurs unidirectionnels : Dans le but de réduire les pertes des filtres à ondes propagatives, de nouveaux types de transducteurs ont été développés. Ces derniers présentent la particularité d'émettre de l'énergie dans une direction privilégiée [65] [66] [67]. Dans les transducteurs des filtres classiques, les centres de réflexion et de transduction sont confondus, ou bien seul les centres de transduction existent dans la bande passante du filtre. Dans le cas des transducteurs unidirectionnels, les centres de réflexion et de transduction sont décalés d'une longueur d'onde. La composante $T(x)$ de la figure 2.6 représente la composante fondamentale de la transformée de Fourier spatiale du potentiel électrique dans le transducteur. Les extrémums de potentiel représentent les centres de transduction.

Pour illustrer comment des réflecteurs internes peuvent être inclus dans le transducteur pour lui donner une propriété de directionnalité privilégiée, considérons la sinusoïde $R(x)$ de la figure 2.6. Dans cette structure, les centres de réflexion sont déplacés d'une distance $\lambda/8$ par rapport aux centres de transduction. De cette manière, l'énergie émise par les centres de transduction interfère de manière constructive dans un sens, et destructive dans l'autre. Donc dans un réseau suffisamment long, il est loisible de favoriser l'émission d'onde dans une seule direction grâce à ce mécanisme et donc récupérer 3 dB par principe. Par conséquent, la réponse impulsionnelle d'un tel transducteur tend à une durée très supérieure à celle d'un transducteur classique dû aux effets de réflexion multiple sur les électrodes à la condition de Bragg.

Résonateurs à ondes de surface : il s'agit de dispositifs à un ou deux ports électriques dont la réponse spectrale est centrée autour d'une fréquence dite de résonance [68]. Classiquement, ils sont composés d'un ou deux transducteurs, selon le nombre de ports électriques et de miroirs de Bragg situés de part et d'autre de la structure, comme le montre la figure 2.8. Un tel dispositif se comporte comme un filtre à bande très étroite ($\frac{\Delta f}{f_0} \ll 1\%$).

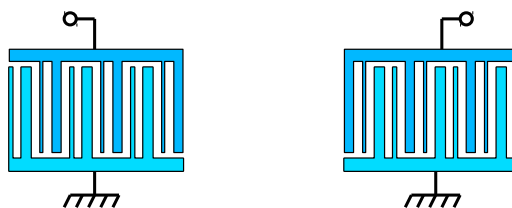


FIGURE 2.7 – Schéma d'un filtre à transducteurs unidirectionnels

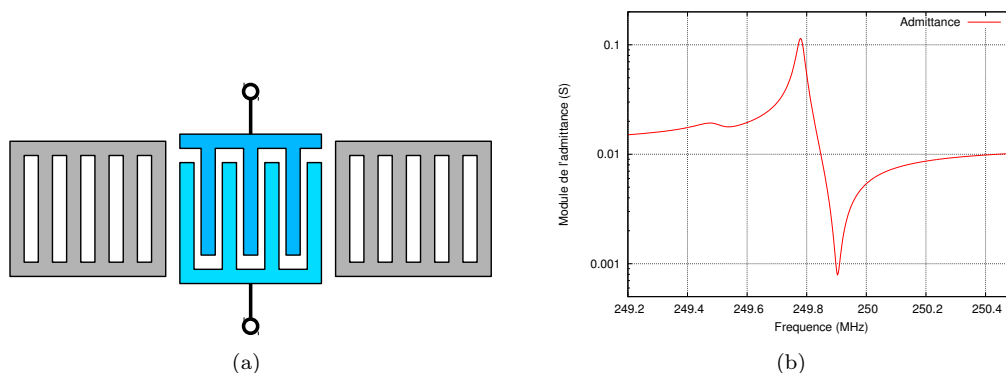


FIGURE 2.8 – Schéma d'un résonateur monoport à ondes de surface exploitant le mode de Rayleigh d'une coupe (YXl)/36° de quartz (a) et sa réponse en fréquence typique (b)

Filtres à éléments d'impédance : ce type de filtres est constitué d'un ensemble de résonateurs monoports à ondes de surface couplés électriquement et arrangés de manière à créer la fonction spectrale souhaitée [69] [70]. Le procédé de mise en œuvre d'un tel filtre est semblable à celui employé pour les filtres à éléments d'impédance à ondes de volume décrit dans la section 1.2.4.1.

L'avantage de tels filtres réside dans leur niveau de pertes (< 3 dB) qui s'explique par l'utilisation de miroirs de Bragg pour confiner les ondes à l'intérieur des éléments résonants et par le couplage entre ces derniers qui est réalisé de manière électrique.

La largeur de la bande passante d'un tel filtre dépend essentiellement du coefficient de couplage électromécanique de l'onde considérée à niveau de pertes donné. Le niveau de rejet dépend principalement du nombre et du type de cellules qu'il comporte. Enfin, le cintrage de leur réponse spectrale est principalement conditionné par le coefficient de qualité des résonateurs qui le composent.

Trois morphologies de fonction de transfert peuvent être identifiées, en fonction des types de cellules utilisés :

- Un filtre composé exclusivement de cellules en échelle présente généralement une sélectivité maximale mais un niveau de rejet de l'ordre de 5 à 10 dB par cellule. A titre d'exemple, quatre cellules de filtres en « II » sont généralement nécessaires pour réaliser un niveau de rejet supérieur à 40 dB.
- Un filtre composé exclusivement de cellules différentielles présentera un niveau de rejet plus fort mais une sélectivité plus modeste que la configuration précédente.
- Un ensemble composé de ces deux types de cellules permet d'allier un fort niveau de rejet à une sélectivité optimale.

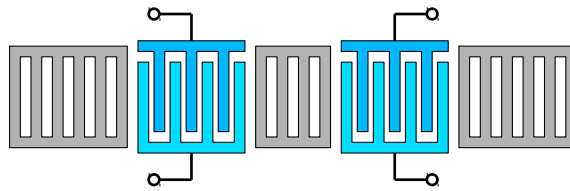


FIGURE 2.9 – Schéma d'un filtre à résonant à couplage longitudinal

Leur seul bémol est leur encombrement qui peut devenir conséquent lorsque des niveaux de rejet de plus de 40 dB sont spécifiés.

Filtres résonants à couplage longitudinal : désignés en anglais sous le vocable LCRF pour Longitudinally Coupled Resonator Filter, il s'agit d'une structure fondée sur le couplage d'énergie acoustique par champ évanescent entre les transducteurs d'entrée et de sortie. Des réflecteurs de Bragg situés de part et d'autre de la structure réfléchissent les ondes vers la cavité centrale du dispositif. Un réseau de Bragg inséré dans cette dernière permet de moduler la quantité d'énergie acoustique échangée par champ évanescent entre les transducteurs d'entrée et de sortie. Lorsque le couplage acoustique entre les deux cavités s'approche du couplage électromécanique de l'onde, il devient possible de structurer une bande passante.

Si le réseau de couplage intertransducteur est trop court, les pertes au centre de la bande passante augmentent. Si il est allongé, il est possible de réaliser des bandes passantes plus étroites que l'optimum mais les pertes tendent alors à croître. En limite, il existe également un optimum en termes de pertes et de largeur de bande minimale.

Ce type de filtre est particulièrement bien adapté au filtrage en bande passante étroite, typiquement inférieure à 500 ppm de bande relative lorsqu'ils sont réalisés sur quartz. Cette spécificité provient de sa réponse impulsionnelle dont la durée est rendue infinie grâce à la présence de miroirs de Bragg situés aux deux extrémités du filtre. Le filtre se comporte ainsi comme un filtre classique dont les transducteurs seraient de longueur infinie, ce qui est impossible à réaliser en pratique.

Un autre intérêt majeur de ce type de filtre réside dans les faibles niveaux de pertes atteignables. En revanche, les niveaux de rejet d'un tel filtre sont plus modestes, avec le niveau d'un sinus cardinal élevé au carré au mieux.

D'autres structures de filtres résonants, exploitant des principes similaires, existent et permettent d'améliorer sensiblement cette caractéristique. Il s'agit des filtres résonants à couplage acoustique transverse.

Filtres résonants à couplage transverse : souvent rencontrés sous l'acronyme anglais TCRF pour Transversally Coupled Resonator Filters, ces filtres exploitent, comme les LCRF, le couplage d'ondes entre deux cavités résonantes [71] [72]. Contrairement à ces derniers, le couplage acoustique entre cavités s'effectue transversalement à la direction de propagation par le biais d'ondes évanescentes. Une telle structure peut être vue comme la réunion de deux résonateurs monoports placés en parallèle.

La conception de ce type de structure nécessite le développement d'un modèle spécifique comme nous le montrerons plus loin.

Comme les LCRF, les TCRF offrent la possibilité de réaliser des bandes passantes

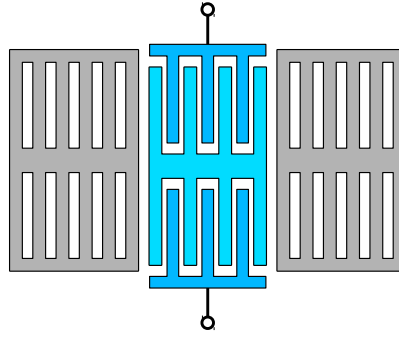


FIGURE 2.10 – Schéma d'un filtre résonant à couplage transverse

relative inférieures à 500 ppm. Le rejet de ces filtres est inférieur à celui de filtres LCRF jusqu'à environ 10 % de la fréquence centrale. Au-delà, le rejet d'un TCRF devient supérieur à celui d'un LCRF et peut atteindre jusqu'à 70 dB lorsque les effets dus à la diffraction sont maîtrisés [73] [72]. L'avantage de ce type de filtre par rapport au LCRF tient à la minimisation de la surface utile pour des caractéristiques spectrales équivalentes.

2.1.3 Outils de modélisation

La détermination des caractéristiques sur lesquelles reposent les choix du concepteur demande souvent une phase d'analyse préliminaire. Celle-ci s'effectue par l'intermédiaire d'outils simulant la propagation d'ondes à la surface d'un matériau ou d'un empilement de matériaux, perturbée ou non par la présence d'un réseau d'électrodes.

Les modèles utilisés dans ces outils de simulation reposent sur la théorie de l'élasticité linéaire, compliquée par l'anisotropie des matériaux, la piézoélectricité et l'inhomogénéité des milieux de propagation.

L'objet de cette partie vise à présenter un modèle exact de propagation d'ondes, comme celui utilisé au sein de notre équipe de recherche.

2.1.3.1 Equations de base

D'une manière générale, les guides d'ondes utilisés dans les composants à ondes de surface sont constitués d'un empilement de couches, dans lequel au moins l'une d'entre elles au moins possède des propriétés piézoélectriques. Cet empilement peut être modélisé comme une suite de milieux suivant l'épaisseur x_2 et infiniment étendu dans les directions x_1 et x_3 . La figure 2.11 illustre une telle géométrie avec son système d'axes.

Dans chacune des couches supposées piézoélectriques, le tenseur des contraintes T_{ij} et le tenseur des déplacements électriques D_i s'écrivent :

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + e_{kij} \frac{\partial \phi}{\partial x_k}, \quad (2.12)$$

$$D_i = e_{ikl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} - \varepsilon_{ik}^S \frac{\partial \phi}{\partial x_k}. \quad (2.13)$$

Nous faisons le choix d'utiliser les constantes élastiques à champ électrique constant c_{ijkl}^E , les constantes piézoélectriques e_{kij} et les constantes diélectriques à déformations constantes ε_{ik}^S pour accéder directement aux déplacements u_i et potentiel électrique ϕ .

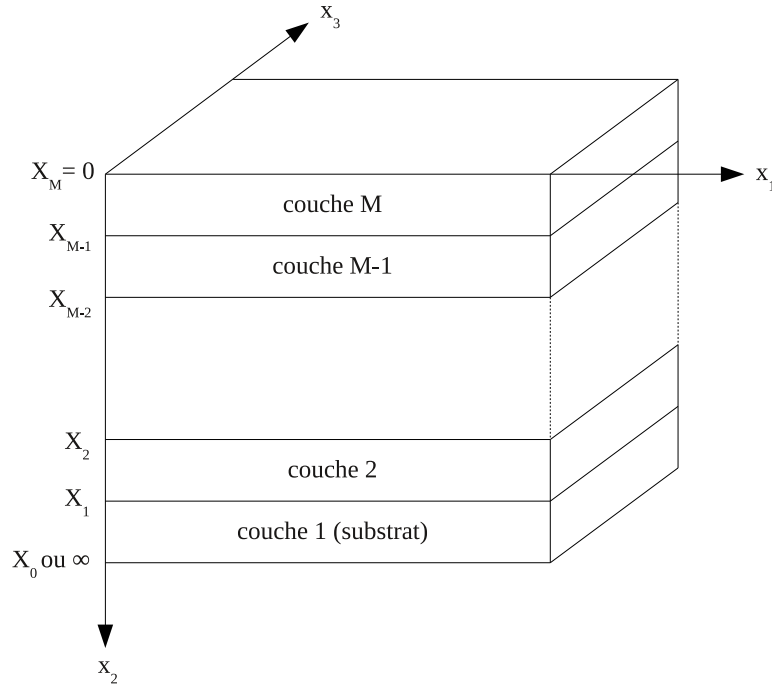


FIGURE 2.11 – Illustration d'un guide d'ondes stratifié

Il convient de préciser que les lois de comportement (2.12) et (2.13) sont écrites dans le cadre d'une approximation électromagnétique quasi-statique. Cette hypothèse se justifie par le rapport entre la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques et celle des ondes élastiques (de l'ordre de 10^5 environ). Dans ce cas, le champ électrique dérive simplement du potentiel tel que :

$$E_i = -\frac{\partial\phi}{\partial x_i}. \quad (2.14)$$

Les phénomènes de propagation se décrivent à partir de l'équation de Newton, traduisant l'équilibre dynamique entre énergies cinétique et potentielle, et l'équation de Poisson, traduisant l'absence de charges libres pour un corps électriquement isolant :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial D_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.16)$$

où ρ désigne la masse volumique du matériau considéré.

2.1.3.2 Résolution des équations de propagation en ondes planes

Une méthode de résolution efficace de ces équations consiste à développer les équations d'équilibres à partir des relations (2.12) et (2.13), puis de résoudre un système linéaire à quatre équations. Cette approche, dite de Christoffel, est parfaitement décrite dans [31]. Bien qu'efficace, cette méthode n'est pas la plus pratique, ni la plus élégante. Nous lui préférons l'approche proposée par Fahmy et Adler [74], qui consiste à reformuler les équations sous la forme d'un véritable problème aux valeurs propres.

Nous introduisons pour cela le vecteur d'état $\{h\}$, défini de la manière suivante :

$$\{h\} = \left\{ \frac{T_{21}}{-j\omega} \quad \frac{T_{22}}{-j\omega} \quad \frac{T_{23}}{-j\omega} \quad \frac{T_{D_2}}{-j\omega} \quad u_1 \quad u_2 \quad u_3 \quad \phi \right\}^T, \quad (2.17)$$

où la normalisation par $-j\omega$ permet d'affranchir les composantes de contrainte suivant x_2 de leur dépendance à la fréquence. Par la suite, nous utiliserons les notations normalisées suivantes :

$$\tau_{ij} = \frac{T_{ij}}{-j\omega} \quad \text{et} \quad \delta_i = \frac{D_i}{-j\omega}. \quad (2.18)$$

L'écriture du problème dans le domaine spectral permet de remplacer les dérivées partielles par leurs lenteurs correspondantes s_i (s pour slowness). En utilisant les notations introduites dans (2.18), il est possible de contracter les équations (2.15) et (2.16) sous la forme d'un système matriciel :

$$\rho \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \phi \end{Bmatrix} = s_1 \begin{Bmatrix} \tau_{11} \\ \tau_{12} \\ \tau_{13} \\ \delta_1 \end{Bmatrix} + s_2 \begin{Bmatrix} \tau_{21} \\ \tau_{22} \\ \tau_{23} \\ \delta_2 \end{Bmatrix} + s_3 \begin{Bmatrix} \tau_{31} \\ \tau_{32} \\ \tau_{33} \\ \delta_3 \end{Bmatrix}. \quad (2.19)$$

Afin de simplifier les notations, nous introduisons les vecteurs $\{\tau_i\}$ et $\{u\}$ correspondants respectivement aux contraintes et aux déplacements généralisés (incluant les termes électriques) :

$$\{\tau_i\} = \{\tau_{i1} \quad \tau_{i2} \quad \tau_{i3} \quad \delta_i\}^T \quad \text{et} \quad \{u\} = \{u_1 \quad u_2 \quad u_3 \quad \phi\}^T. \quad (2.20)$$

De plus, nous noterons $[\rho]$ le produit de la masse volumique par la matrice de dimension 4×4 du membre de gauche de l'équation (2.19).

Cette notation nous permet de réécrire les équations de comportement et d'équilibre sous la forme :

$$\{\tau_i\} = (s_1[A_{i1}] + s_2[A_{i2}] + s_3[A_{i3}])\{u\}, \quad (2.21)$$

$$s_2\{\tau_2\} = [\rho]\{u\} - s_1\{\tau_1\} - s_3\{\tau_3\}, \quad (2.22)$$

où les $[A_{il}]$ sont des matrices communément appelées « matrices matériau ». Elles s'obtiennent à partir des constantes physiques du matériau, telles que :

$$\begin{cases} [A_{il}]_{jk} = c_{ijkl} & \text{pour } j, k = 1, 2, 3 \\ [A_{il}]_{j4} = e_{lij} & \text{pour } j = 1, 2, 3 \\ [A_{il}]_{4k} = e_{ikl} & \text{pour } k = 1, 2, 3 \\ [A_{il}]_{44} = -\varepsilon_{il} \end{cases} \quad (2.23)$$

Ainsi les matrices $[A_{il}]$ sont symétriques et de la forme suivante :

$$[A_{il}] = \begin{bmatrix} [c] & [e]^T \\ [e] & [\varepsilon] \end{bmatrix}. \quad (2.24)$$

A partir de l'équation (2.21), il est possible de trouver la relation donnant $\{u\}$ en fonction de $\{\tau_2\}$, il vient alors :

$$s_2\{u\} = [A_{22}]^{-1} (\tau_2 - s_1[A_{12}]^T\{u\} - s_3[A_{23}]\{u\}) \quad (2.25)$$

De même, nous écrivons les vecteurs $\{\tau_1\}$ et $\{\tau_3\}$ en fonction de $\{u\}$ et $\{\tau_2\}$, afin de réécrire l'équation (2.22) :

$$\{\tau_1\} = s_1[A_{11}]\{u\} + [A_{12}][A_{22}]^{-1} (\{\tau_2\} - s_1[A_{12}]^T\{u\} - s_3[A_{23}]\{u\}) + s_3[A_{13}]\{u\} \quad (2.26)$$

$$\{\tau_3\} = s_1[A_{13}]^T\{u\} + [A_{23}]^T[A_{22}]^{-1} (\{\tau_2\} - s_1[A_{12}]^T\{u\} - s_3[A_{23}]\{u\}) + s_3[A_{33}]\{u\} \quad (2.27)$$

En arrangeant les équations (2.21) et (2.22), il devient alors possible de construire le système aux valeurs propres suivant :

$$s_2\{h\} = [M]\{h\}, \quad (2.28)$$

où $[M]$ est une matrice de dimension 8×8 qui peut être décomposée en 4 sous-matrices de dimensions 4×4 , telle que :

$$[M] = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}, \quad (2.29)$$

avec

$$\begin{aligned} M_{11} &= -s_1[A_{22}]^{-1}[A_{21}] - s_3[A_{22}]^{-1}[A_{23}], \\ M_{12} &= [A_{22}]^{-1}, \\ M_{21} &= [\rho] - s_1^2([A_{11}] - [A_{12}][A_{22}]^{-1}[A_{21}]) \\ &\quad - s_3^2([A_{33}] - [A_{32}][A_{22}]^{-1}[A_{23}]) \\ &\quad - s_1s_3([A_{13}] + [A_{31}] - [A_{12}][A_{22}]^{-1}[A_{23}] - [A_{32}][A_{22}]^{-1}[A_{21}]), \\ M_{22} &= -s_1[A_{12}][A_{22}]^{-1} - s_3[A_{32}][A_{22}]^{-1}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Pour un couple de lenteurs (s_1, s_3) , la résolution du système (2.28) conduit à 8 vecteurs propres et 8 valeurs propres associées $s_2^{(i)}$. Leur ensemble constitue la base des modes partiels du matériau, sur laquelle le vecteur d'état $\{h\}$ peut être décomposé :

$$\{h\}(x_2) = [F][\Delta]\{a\}e^{j\omega(t-s_1x_1-s_3x_3)}. \quad (2.31)$$

La matrice $[F]$, communément appelée « matrice de Fahmy », est construite à partir de l'ensemble des vecteurs propres de la matrice $[M]$. La matrice $[\Delta]$ est une matrice diagonale construite à partir des valeurs propres de $[M]$ telles que :

$$[\Delta]_{ii} = e^{-j\omega s_2^{(i)} x_2}. \quad (2.32)$$

Le vecteur $\{a\}$ est le vecteur des amplitudes des modes partiels. A ce stade, elles constituent les seules inconnues du problème. Leurs valeurs s'obtiennent à partir des conditions aux limites imposées.

La symétrie de l'opérateur, intrinsèquement liée à celle des matériaux, permet de montrer que les valeurs propres de $[M]$ sont complexes conjuguées pour des couples de lenteurs (s_1, s_3) réels donnés [75] [76].

Le signe de la partie imaginaire des valeurs propres permet de déterminer si le mode partiel associé est croissant ou évanescant suivant x_2 . Dans ces deux cas, le mode est qualifié d'inhomogène. Dans le cas où la partie imaginaire de la lenteur est nulle, le mode associé est propagatif. Il convient alors de déterminer la composante normale P_2 du vecteur de Poynting qui nous renseigne sur le sens de propagation du mode :

$$P_2 = -\frac{\partial u_i}{\partial t} T_{2i} + \phi \frac{\partial D_2}{\partial t} = \frac{\omega^2}{2} \text{Re} [\{u\}^{*T} \{\tau_2\}]. \quad (2.33)$$

Modes partiels	Propagatif	Inhomogène
Réfléchis (+)	$\text{Im}(s_2^{(i)}) = 0$ et $P_2^{(i)} > 0$	$\text{Im}(s_2^{(i)}) < 0$
Incident (-)	$\text{Im}(s_2^{(i)}) = 0$ et $P_2^{(i)} < 0$	$\text{Im}(s_2^{(i)}) > 0$

TABLE 2.1 – Classification des modes partiels en fonction du signe de la partie imaginaire et de la composante normale du vecteur de Poynting

Ainsi, l'onde se propage vers les x_2 croissants si $P_2 > 0$ ou inversement, vers les x_2 décroissants si $P_2 < 0$. Les modes associés sont alors qualifiés respectivement de réfléchis ou d'incidents. Le tableau 2.1 donne un résumé de la nature des modes en fonction du signe de la partie imaginaire et de la composante normale du vecteur de Poynting.

Dans le cas où le matériau est semi-infini, l'amplitude des modes incidents tend vers l'infini dans la profondeur du matériau, ce qui physiquement n'est pas acceptable. En pratique l'amplitude de ces modes est supposée nulle pour respecter la condition d'annulation du champ à l'infini de Rayleigh-Sommerfeld.

La résolution d'un problème de propagation d'ondes de surface en milieu homogène implique la définition de conditions aux limites. Celles-ci portent généralement sur les parties mécaniques et électriques du problème. Les conditions aux limites mécaniques traduisent l'absence de contraintes mécaniques à la surface d'un matériau supposé semi-infini, ou d'un empilement de couches, qui s'écrit :

$$T_{i2}(x_2 = 0) = 0. \quad (2.34)$$

A cela s'ajoute une condition aux limites électrique traduisant l'état électrique de la surface. Celle-ci peut être électriquement libre, auquel cas nous vérifions la continuité du déplacement électrique à la surface, entre le matériau et le milieu extérieur, comme suit :

$$D_2^{matériau}(x_2 = 0) - D_2^{extérieur}(x_2 = 0) = 0, \quad (2.35)$$

ou bien elle est supposée en court-circuit et portée à un potentiel V potentiellement choisi. Dans ce cas, la condition porte à la fois sur la charge et le potentiel à la surface :

$$\int_S Q dS = 0 \quad \text{et} \quad \phi(x_2 = 0) = V. \quad (2.36)$$

2.1.3.3 Fonctions de Green et permittivité effective

La fonction de Green constitue un outil particulièrement puissant et élégant pour rendre compte de la réponse impulsionnelle en déplacements et potentiel à une sollicitation en contraintes ou en charge électrique. Elle est définie sous forme matricielle dans l'hypothèse d'un réseau d'électrodes quelconque décrit dans le plan sagittal en surface $x_2 = 0$ (x_2 normal au plan de propagation), comme exposé sur la figure 2.11 :

$$\begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \phi \end{Bmatrix} = \int_{-\infty}^{+\infty} [G_{ij}](x - x', t) \begin{Bmatrix} T_{21} \\ T_{22} \\ T_{23} \\ \Delta D_2 \end{Bmatrix} dx', \quad (2.37)$$

où ΔD_2 représente la densité surfacique de charge.

La fonction de Green est une grandeur dépendant des variables d'espace et de temps. Cependant, il est fréquent que celle-ci soit exprimée dans l'espace réciproque des fréquences et des nombres d'ondes. Il faut alors parler de fonction de Green spectrale.

La méthode de la matrice de diffusion décrite dans [77] permet de calculer la fonction de Green de façon stable. Elle consiste à introduire un vecteur $\{g^{(m)}\}$ divisé en deux parties, décrivant respectivement les ondes incidentes $\{g^{(m-)}\}$ et réfléchies $\{g^{(m+)}\}$ de la manière suivante :

$$\{g^{(m-)}(x_{m-1})\} = R^{(m)}\{g^{(m+)}(x_{m-1})\}, \quad (2.38)$$

où m est le numéro de la couche considérée et $R^{(m)}$ la matrice de réflexion liant les ondes partielles incidentes et réfléchies.

En introduisant les deux sous-matrices $[K]$ et $[L]$ respectivement associées aux ondes réfléchies et incidentes, il devient possible de calculer la matrice de réflexion à chaque interface (cf. figure 2.11) :

$$[F^{(m+1)}]^{-1} [F^{(m)}] \begin{bmatrix} [I_4] \\ [\Delta^{(m-)}] [R^{(m)}] [\Delta^{(m+)}] \end{bmatrix} = \begin{Bmatrix} [K] \\ [L] \end{Bmatrix}, \quad (2.39)$$

avec e_m l'épaisseur du milieu m et $[F^{(m)}]$ et $[\Delta^{(m)}]$ respectivement les matrices de Fahmy et des valeurs propres du milieu m .

De cette manière, il vient [78] :

$$[R^{(m+1)}] = [L][K]^{-1}. \quad (2.40)$$

En appliquant ce schéma récursif de la couche inférieure à la couche supérieure, il devient possible de calculer la fonction de Green de l'empilement. L'écriture du vecteur d'état $\{h\}$ à la surface permet de faire apparaître les matrices $[N]$ et $[P]$, associées aux champs de déplacements et de contraintes respectivement :

$$\begin{aligned} \{h\}(0) &= [F]^{(M)}\{g^{(M)}\}(0) \\ &= [F]^{(M)} \begin{bmatrix} [I_4] \\ [\Delta^{(M-)}] [R^{(M)}] [\Delta^{(M+)}] \end{bmatrix} \{g^{(M+)}\}(0) \\ &= \begin{Bmatrix} [N] \\ [P] \end{Bmatrix} \{g^{(M+)}\}(0). \end{aligned} \quad (2.41)$$

La fonction de Green reliant le champs des déplacements généralisés aux champs des contraintes généralisées s'obtient alors tel que :

$$[G] = [N][P]^{-1}. \quad (2.42)$$

Le coefficient G_{44} de la matrice $[G]$ est particulièrement intéressant, ou plus précisément, sa représentation dans l'espace des nombres d'ondes noté \tilde{G}_{44} , car il se rapporte à la permittivité effective de surface de la manière suivante :

$$\tilde{\varepsilon}_{eff}(|k|) = \frac{\Delta \tilde{D}_2}{|k| \tilde{\phi}} = \frac{1}{|k| \tilde{G}_{44}}. \quad (2.43)$$

La permittivité effective de surface est une grandeur qui permet de mettre en évidence l'existence de modes et de les caractériser :

- un zéro sur la permittivité effective correspond à une charge nulle à l'interface, soit une condition de circuit ouvert telle que la condition (2.35). La lenteur correspondante communément appelée lenteur libre de l'onde est notée s_0 .

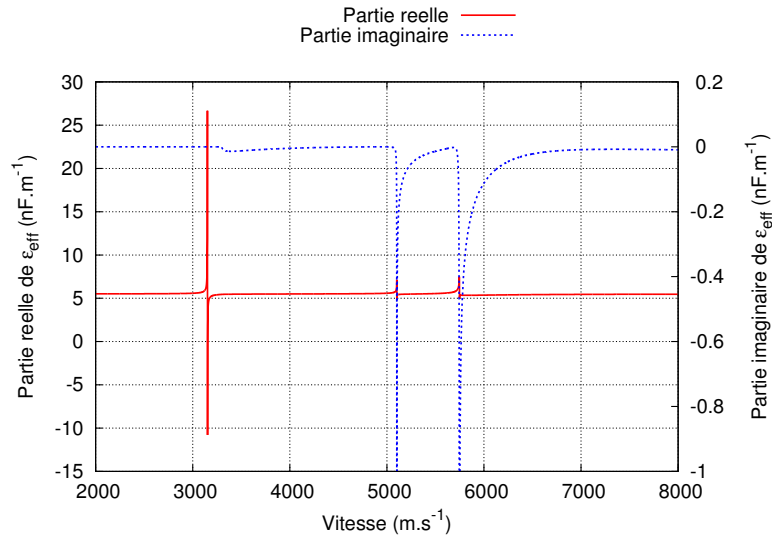


FIGURE 2.12 – Permittivité effective d’une coupe (YXl/36°) de quartz montrant un vrai pôle correspondant à l’onde de Rayleigh (à 3150 m.s⁻¹) et deux pseudo pôles indiquant respectivement le guidage partiel d’ondes de polarisation de cisaillement (à 5100 m.s⁻¹) et de compression longitudinal (5700 m.s⁻¹)

- un pôle sur la permittivité effective correspond à un potentiel électrique uniformément nul sur l’interface, soit une condition de court-circuit telle que la condition (2.36). La lenteur correspondante appelée lenteur métallisée de l’onde se note s_m .

La connaissance des lenteurs libre et métallisée permet d’estimer le couplage électromécanique K^2 de l’onde par la formule :

$$K^2 = \frac{s_m^2 - s_0^2}{s_m^2}. \quad (2.44)$$

En outre, la lenteur du pôle renseigne sur la nature de l’onde :

- si la lenteur du pôle est réelle, l’onde correspondante est parfaitement guidée par la surface et ne rayonne pas d’énergie dans le cœur du matériau. Il s’agit alors d’une vraie onde de surface.
- si la lenteur du pôle est définie dans le plan complexe, alors une partie de l’énergie de l’onde est rayonnée dans le volume du matériau. Il s’agit alors d’une pseudo-onde de surface.

La figure 2.12 montre la permittivité effective de surface de la coupe (YXl)/36° de quartz.

2.1.3.4 Propagation sous réseau périodique

Jusqu’à présent, seules des conditions aux limites homogènes ont été considérées. En pratique, les ondes de surface sont générées et détectées par l’intermédiaire d’électrodes en forme de peignes interdigités. La présence d’électrodes constitue une condition aux limites hétérogène. Il convient alors de tenir compte de leurs caractéristiques électriques et mécaniques afin de considérer leurs effets sur la propagation des ondes de surface.

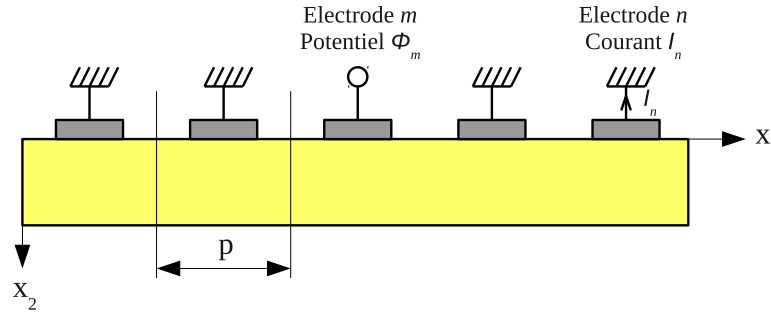


FIGURE 2.13 – Excitation élémentaire du réseau périodique d'électrodes

La méthode décrite dans cette section est largement inspiré des travaux réalisés par Ventura [79] [80]. Elle est fondée sur le concept d'admittance harmonique [81] [82] et fait un appel systématique à la fonction de Green de surface.

Considérons un réseau périodique constitué d'une infinité d'électrodes dont la largeur (ouverture acoustique) est supposée suffisamment grande devant la période du réseau pour être considérée comme infinie (hypothèse de déformations planes). Le problème peut être traité en une seule dimension, comme exposé sur le schéma de la figure 2.13. Notons ϕ_m le potentiel de l'électrode m et I_n le courant circulant dans l'électrode n . Toutes les autres électrodes sont supposées reliées à un potentiel de référence, de telle sorte que l'on puisse appliquer le principe de superposition. L'admittance mutuelle entre les électrodes m et n notée Y_{mn} s'exprime telle que :

$$Y_{mn} = \frac{I_n}{\phi_m}. \quad (2.45)$$

En étendant ce principe à chaque électrode du réseau et en appliquant le théorème de superposition, il est possible de déterminer le courant dans l'électrode n induit par l'ensemble des potentiels ϕ_m :

$$I_n = \sum_{m=-\infty}^{n=+\infty} Y_{mn} \phi_m. \quad (2.46)$$

De cette manière, le comportement électrique du réseau est entièrement décrit par les admittances mutuelles entre chaque électrode. Cependant, le calcul des admittances mutuelles est difficile en raison de la géométrie des électrodes et de la nature non homogène du problème. Dans le but de simplifier le calcul des admittances mutuelles, une seule période du réseau est considérée dans un premier temps. Le milieu de propagation des ondes étant périodique, leurs champs doivent respecter le théorème de Floquet [83], ce qui impose d'introduire la fonction d'onde de Bloch pour tenir compte des effets propagatifs dans le réseau. Les différents champs dans la région n s'expriment alors sous la forme suivante :

$$f(x_1 + np) = f(x_1) e^{-j2\pi n \gamma} \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{p}{\lambda} = \frac{fp}{V_0}, \quad (2.47)$$

où p est la période du réseau, γ le nombre d'onde normalisé et V_0 la vitesse de propagation de l'onde. Cette propriété est exploitée afin de déterminer la réponse électrique du réseau à une excitation harmonique du type :

$$\phi_n(\gamma) = \phi_0 e^{-j2\pi n \gamma}. \quad (2.48)$$

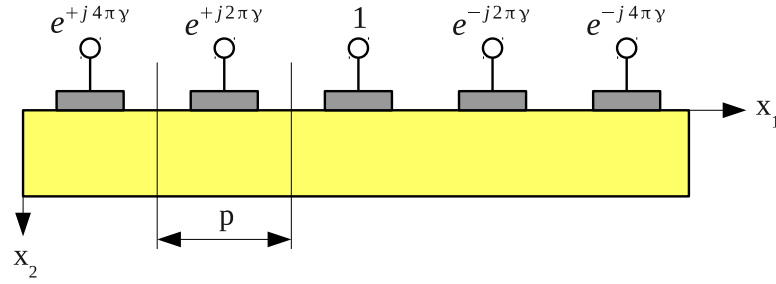


FIGURE 2.14 – Excitation harmonique du réseau périodique d'électrodes

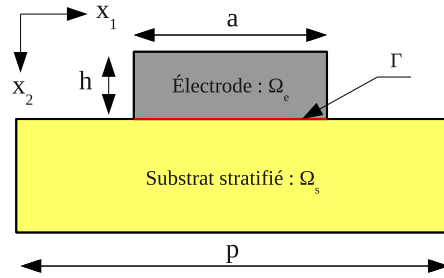


FIGURE 2.15 – Géométrie du problème FEM/BIM pour une électrode élémentaire

Comme le montre la figure 2.14, la périodicité du réseau impose aux courants d'évoluer en suivant une loi similaire [84] :

$$I_n(\gamma) = I_0 e^{-j2\pi n\gamma}. \quad (2.49)$$

De cette manière le courant et le potentiel évoluent de façon cohérente et le rapport I_n/ϕ_n est indépendant de la position de l'électrode dans le réseau. Ce rapport noté $\tilde{Y}(\gamma)$ et appelé admittance harmonique est défini tel que :

$$\tilde{Y}(\gamma) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} Y_m e^{-j2\pi m\gamma} \quad \text{et réciproquement} \quad Y_m = \int_0^1 \tilde{Y}(\gamma) e^{j2\pi m\gamma} d\gamma. \quad (2.50)$$

L'information contenue dans l'admittance harmonique permet donc de caractériser entièrement le réseau d'électrodes.

La méthode utilisée pour calculer l'admittance harmonique, en tenant compte de la masse des électrodes, met en œuvre un modèle dit FEM/BIM (« Finite Element Method/-Boundary Integral Method ») [79]. Il s'agit d'une approche mixte combinant une méthode de moment avec une analyse par éléments finis du comportement mécanique de l'électrode. L'étude se limite à une seule période du réseau. La géométrie du problème est définie en figure 2.15 dans laquelle interviennent la hauteur de l'électrode h et sa largeur a .

Le comportement électroacoustique de la structure est pris en compte par une formulation intégrale de surface sur la période en question et utilise le concept de fonction de Green périodique harmonique [80].

D'un point de vue électrique, l'électrode est supposée infiniment fine et le saut de D_2 est appliqué à la surface d'excitation en négligeant l'épaisseur de métal. Les charges électriques ne peuvent s'accumuler que sous la surface de l'électrode (Γ) isopotentielle en contact avec

le substrat, le potentiel électrique étant laissé libre ailleurs :

$$\phi(x_1) = V_0 \quad \text{pour} \quad |x_1| < \frac{a}{2}. \quad (2.51)$$

Le problème élastique dans l'électrode, traité par la méthode des éléments finis, doit permettre de relier les champs de contraintes et de déplacement entre eux à l'interface (Γ) par l'opérateur intégral L_{ij} tel que :

$$\begin{cases} u_i = L_{ij}T_{2j} & \text{pour} \quad |x_1| < \frac{a}{2}, \\ T_{2j} = 0 & \text{pour} \quad \frac{a}{2} < |x_1| < \frac{p}{2}, \end{cases} \quad \text{en } x_2 = 0. \quad (2.52)$$

Comportement électromécanique du substrat : La méthode BIM repose sur l'utilisation de la fonction de Green de surface du substrat, qui caractérise complètement son comportement. Celle-ci est déterminée dans l'espace des lenteurs et des fréquences :

$$\{\tilde{u}\} = [\tilde{G}](s_1, s_3 = 0, f)\{\tilde{\tau}_2\}. \quad (2.53)$$

Cette relation qui peut s'écrire également sous la forme d'un produit de convolution en effectuant une transformation de Fourier inverse est ramenée à un problème périodique en faisant intervenir un développement de Floquet modulé par la fonction de Bloch. L'étude peut ainsi se restreindre à une seule période comme suit :

$$u_i(x_1) = \int_{-p/2}^{+p/2} G_{ij}^{(p)}(x_1 - x', f)T_{2j}(x')dx', \quad (2.54)$$

avec

$$G_{ij}^{(p)}(x_1, f) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{ij}(x_1 - np, f)e^{j2\pi n\gamma}. \quad (2.55)$$

La fonction $G_{ij}^{(p)}$ est la fonction de Green périodique harmonique. Elle s'écrit comme une série de Fourier dont les coefficients, appelés harmoniques spatiales, sont définis à partir de la fonction de Green spectrale comme suit [79] :

$$G_{ij}^{(p)}(x_1, f) = \frac{1}{p} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{ij}(s_1 = \frac{2\pi}{p}(\gamma + n), f)e^{-j\frac{2\pi}{p}(\gamma+n)x_1}. \quad (2.56)$$

L'équation (2.54) n'admet pas de solution analytique évidente. Il est donc nécessaire pour la résoudre d'utiliser une méthode d'intégration discrète. La méthode choisie consiste à exprimer les champs de déplacement et de contraintes généralisés comme une combinaison linéaire de fonctions de bases. La base des polynômes de Tchebyshev de première espèce convient bien à ce type de problème. Associés à la fonction génératrice de la base $1/\sqrt{1-x^2}$, ils décrivent précisément le comportement singulier des distributions de charges et de contraintes sous les électrodes [85]. Nous aboutissons donc aux expressions suivantes de T_{2j} et de u_i sous l'électrode considérée :

$$\begin{cases} T_{2j}(x_1) = \frac{\sum_{n=1}^{+\infty} \alpha_{jn}C_n(\bar{x}_1)}{\sqrt{1-\bar{x}_1^2}} \\ u_i(x_1) = \sum_{m=0}^{+\infty} \beta_{im}C_m(\bar{x}_1) \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \bar{x}_1 = \frac{2x_1}{a} \\ |x_1| < \frac{a}{2} \end{cases} \quad (2.57)$$

et

$$\begin{cases} \alpha_{jn} = \int_{-1}^{+1} T_{2j}(\bar{x}_1)C_n(\bar{x}_1)d\bar{x}_1 \\ \beta_{im} = \int_{-1}^{+1} \frac{u_i(\bar{x}_1)C_m(\bar{x}_1)}{\sqrt{1-\bar{x}_1^2}}d\bar{x}_1 \end{cases} \quad (2.58)$$

où les polynômes de Tchebyshev sont notés C_n , alors que α_{jn} et β_{im} sont les projections des champs électromécaniques sur la base de polynôme, également appelés coefficients ou poids des développements. A ce stade, ils représentent les seules inconnues du problème. Les relations entre les poids des développement sont obtenues en reportant l'équation (2.57) dans l'équation (2.58). Il vient alors :

$$\beta_{im} = A_{imjn}\alpha_{jn} \quad (2.59)$$

avec

$$A_{imjn} = \nu_n \frac{\pi^2}{p} j^{m-n} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{ij}(s_1 = \gamma + l, f) J_m\left(\frac{\pi a}{p}(\gamma + l)\right) J_n\left(\frac{\pi a}{p}(\gamma + l)\right), \quad (2.60)$$

où J_m sont les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre m et ν_n est un coefficient rendant compte de l'orthogonalité entre les polynômes de Tchebyshev résultant du produit scalaire associé au développement sur la base orthogonale.

Prise en compte du comportement mécanique de l'électrode : Le comportement mécanique de l'électrode est analysé par la méthode des éléments finis. Le matériau constituant l'électrode est supposé homogène et isotrope, de masse volumique ρ , et les forces volumiques, telle que la pesanteur, sont négligées. Le problème est défini dans le plan (x_1, x_2) . Les inconnues du problème sont les déplacements dans les trois directions de l'espace.

L'équation d'équilibre, combinée à la loi de comportement d'un matériau homogène et isotrope, s'écrit :

$$c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_l \partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}. \quad (2.61)$$

Les contraintes sont imposées au niveau de l'interface (Γ) entre l'électrode et le substrat. La relation entre les contraintes et les déplacements à cette interface se traduit par le principe variationnel suivant :

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial \delta u_i}{\partial x_j} c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \rho \omega^2 \delta u_i \right) dV = \int_{\Gamma} \delta u_i T_{ij} n_j dS. \quad (2.62)$$

Les contraintes et les déformations sont développées sur la base des fonctions d'interpolation des éléments utilisés. En introduisant $[M]$ la matrice de masse et $[K]$ la matrice de raideur après assemblage, le problème d'élasticité peut s'écrire sous la forme du système suivant :

$$([K] - \omega^2 [M])\{U\} = \{F\}, \quad (2.63)$$

avec les vecteurs $\{U\}$ et $\{F\}$, respectivement les déplacements mécaniques et les contraintes mécaniques aux nœuds du maillage. A l'interface (Γ), il est possible de relier les grandeurs mécaniques entre elles. La projection de ces relations sur la base des polynômes de Tchebyshev conduit à un système analogue au système (2.59) :

$$\beta_{im} = D_{imjn}\alpha_{jn} \quad \text{avec} \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (2.64)$$

Détermination de l'admittance harmonique : En regroupant les coefficients reliant les grandeurs mécaniques d'une part et électriques d'autre part, l'équation (2.59) peut se réécrire sous la forme suivante :

$$\begin{Bmatrix} \beta_M \\ \beta_E \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{ut} & M_{uq} \\ M_{\phi t} & M_{\phi q} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \alpha_M \\ \alpha_E \end{Bmatrix}, \quad (2.65)$$

où les vecteurs α_M et β_M traduisent les champs mécaniques, et α_E et β_E les champs électriques. Leurs dimensions dépendent du nombre de polynômes de Tchebyshev utilisés pour le développement des différents champs. Ainsi, pour un développement sur une base composée de N polynômes, la dimension de α_M et β_M est $3N$, et celle de α_E et β_E est N .

De même que dans le cas du substrat, la relation (2.64) peut être réécrite sous la forme :

$$\beta_M = Y_{ut}\alpha_M. \quad (2.66)$$

Cette relation permet de réduire le nombre d'inconnues indépendantes dans la relation (2.65) afin d'obtenir le système suivant :

$$\begin{Bmatrix} 0 \\ \beta_E \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{ut} - Y_{ut} & M_{uq} \\ M_{\phi t} & M_{\phi q} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \alpha_M \\ \alpha_E \end{Bmatrix}. \quad (2.67)$$

Ainsi tous les champs peuvent s'exprimer en fonction du vecteur relatif à la densité de charge surfacique α_E :

$$\begin{cases} \text{Les contraintes mécaniques : } \alpha_M = -(M_{ut} - Y_{ut})^{-1}M_{uq}\alpha_E \\ \text{Le potentiel électrique : } \beta_E = (M_{\phi q} - M_{\phi t}(M_{ut} - Y_{ut})^{-1})\alpha_E \\ \text{Les déplacements mécaniques : } \beta_M = -Y_{ut}(M_{ut} - Y_{ut})^{-1}M_{uq}\alpha_E \end{cases} \quad (2.68)$$

Le potentiel électrique est constant sous l'électrode puisque celle-ci constitue une ligne isopotentielle. Cette condition permet d'identifier tous les poids des développements. De plus, grâce aux propriétés d'orthogonalité de la base des polynômes de Tchebyshev, le vecteur β_E est connu et prend pour valeur :

$$\beta_{4m} = \begin{cases} \phi_0 & \text{pour } m = 0, \\ 0 & \text{pour } m \neq 0. \end{cases} \quad (2.69)$$

La résolution du système (2.68) permet de déterminer le vecteur α_E et de ce fait, la charge sous l'électrode :

$$Q_{total} = \int_{-a/2}^{+a/2} Q(x_1)dx_1 = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \alpha_{4n} \int_{-a/2}^{+a/2} \frac{T_n(\bar{x}_1)}{\sqrt{1-\bar{x}_1^2}} dx_1 = \frac{\pi a}{2} \alpha_{40}. \quad (2.70)$$

L'admittance harmonique se calcule à partir de la charge électrique pour une ouverture acoustique normalisée par rapport à deux périodes [78]. Son expression est la suivante :

$$Y_H(\gamma, fp) = 2pY(\gamma, fp) = j \frac{2p\omega Q_{total}}{\phi_0} = j2\pi fp\pi a \frac{\alpha_{40}}{\phi_0}. \quad (2.71)$$

La figure 2.16 montre l'admittance harmonique calculée pour une coupe $(YXt)/90^\circ$ de niobate de lithium (période $p=5 \mu\text{m}$), pour différentes épaisseurs de métal. L'admittance harmonique est un outil puissant permettant d'extraire les caractéristiques d'une onde se propageant sous un réseau périodique d'électrodes (vitesse de phase, couplage électromécanique, coefficient de réflexion, directivité). Elle permet en outre de déterminer les dimensions des électrodes qui offriront les conditions de guidage optimales de l'onde.

2.2 Technologies de mise en œuvre

La réalisation de composants à ondes de surface est généralement divisée en deux grandes étapes : la fonderie (front-end en anglais) et l'encapsulation (back-end en anglais). Cette partie expose les principales étapes.

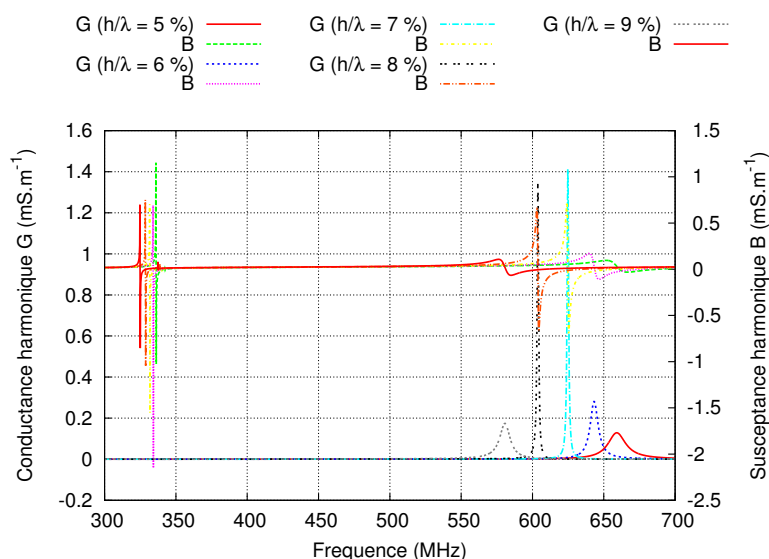


FIGURE 2.16 – Admittance harmonique calculée pour une coupe (YXt)/90° de niobate de lithium (période $p=5\ \mu\text{m}$), à différentes épaisseurs de métal. Nous notons la signature de l'onde de Rayleigh, vrai pôle de l'admittance en l'absence de pertes (viscoélastiques, ohmiques) et celle d'une onde vers 600 MHz de polarisation longitudinale sous la forme d'un pseudo-pôle

2.2.1 Fabrication en environnement propre

Du fait de leur nature planaire et de leurs dimensions particulières, les composants à ondes élastiques de surface sont généralement réalisés sur des tranches de matériaux piézoélectriques massifs, à l'aide de techniques empruntées à la microélectronique. Une telle mise en œuvre présente certains avantages comme la possibilité de fabriquer des dispositifs de manière collective. D'abord, le coût de fabrication unitaire est d'autant plus faible qu'il y a de dispositifs dans un lot, ce qui rend les composants à ondes de surface compétitifs en termes de coût, par rapport à d'autres solutions. Ensuite, la fabrication collective sur tranche permet d'obtenir des lots de composants présentant des caractéristiques relativement identiques.

L'ensemble des étapes de fabrication effectuées sur tranches constitue le domaine de la fonderie. Du fait des dimensions des dispositifs et afin de minimiser les taux de rebuts, l'environnement de fabrication doit être le plus exempt de particules que possible. Par conséquent, l'ensemble des étapes nécessaires à cette fin est réalisé en salle blanche. En pratique, l'application de cette précaution permet d'atteindre des rendements proches voire égaux à 100 %.

La fonderie peut être réalisée en suivant soit un procédé dit de « gravure », ou un procédé dit de « lift-off ».

Dans un procédé de « gravure », l'enchaînement des étapes de fabrication s'effectue de la manière suivante :

- dépôt d'une couche métallique,
- réalisation d'un masque par photolithographie,
- gravure de la couche métallique.

Dans une filère « lift-off », l'étape de réalisation du masque précède le dépôt métallique.

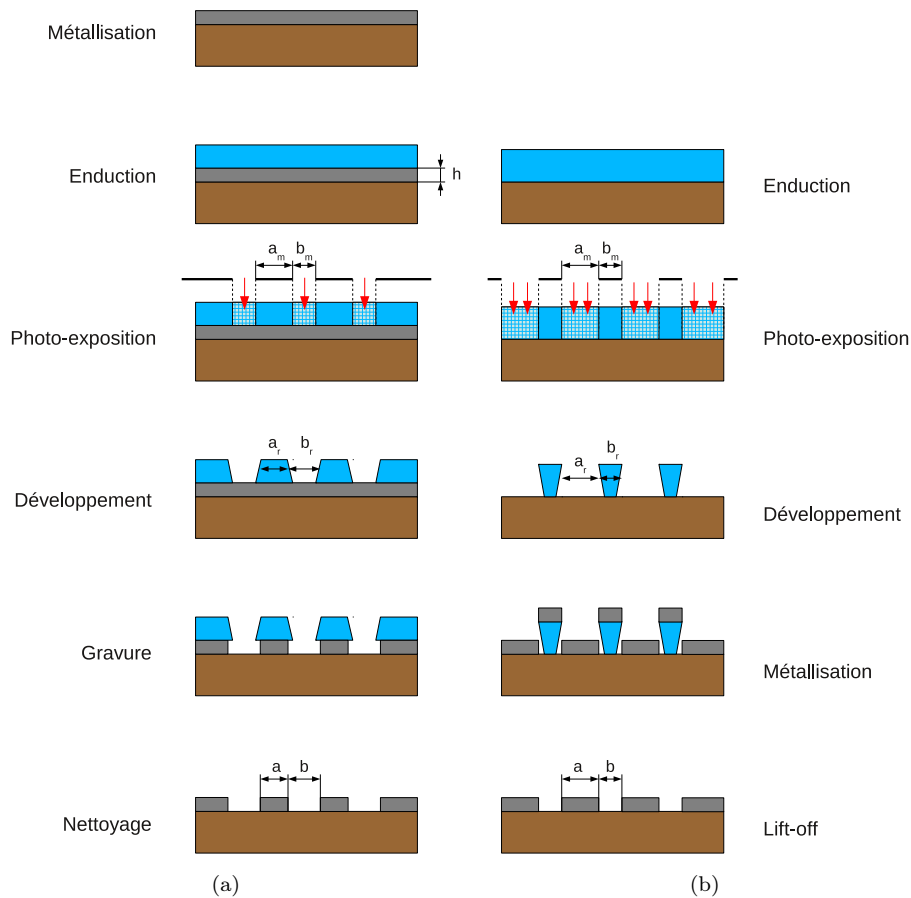


FIGURE 2.17 – Schéma résumant les différentes étapes de fabrication de réseaux d'électrodes : (a) filière gravure (b) filière « lift-off »

Les différentes étapes de ces deux filières sont résumées sur la figure 2.19.

2.2.1.1 Photolithographie

La photolithographie est une opération qui consiste à transférer des motifs présents sur un masque en exploitant la sensibilité de certaines résines au rayonnement ultra-violet (UV). Elle constitue une étape critique de la fabrication des dispositifs à ondes de surface puisqu'utilisée pour structurer un masque de gravure ou de dépôt en vue de la définition des électrodes.

Les résines mises en œuvre à cet effet sont de différentes natures et peuvent être classées en trois catégories [86] :

Les résines positives : ces résines sont constituées d'un polymère, d'un solvant et d'un composé sensible à la lumière UV. L'application d'un champ lumineux provoque la réaction du composé photo-sensible avec le solvant, produisant de l'acide carboxylique (on parle aussi de photofragmentation). Ce dernier étant sensible à une solution alcaline, celle-ci est utilisée pour dissoudre les parties de la résine ayant été exposées. Les motifs ainsi répliqués dans cette résine sont de même polarité que les motifs présents sur le masque, d'où son

nom.

Les résines négatives : les résines négatives exploitent la réticulation de certains polymères soumis à un champ de lumière UV. Un solvant organique permet d'éliminer les parties non exposées. Il est alors possible de reproduire l'image contraire d'un objet, d'où la désignation de résine négative.

Les résines positives inversibles : il s'agit d'une résine positive incorporant un additif. Ce dernier permet de dégrader l'acide carboxylique en lui appliquant un recuit thermique (appelé recuit d'inversion). L'acide carboxylique se transforme alors en un composé insoluble. Les parties ayant été exposées au préalable ne sont donc plus photosensibles. Une exposition globale et l'application d'un développeur alcalin permet d'éliminer les parties non exposées lors de la première insolation. Les motifs obtenus correspondent à l'inverse des motifs présents sur le masque. L'intérêt de ce type de résine par rapport à une résine négative est discuté plus bas. Son inconvénient majeur réside dans la difficulté de conserver la résine sur une durée garantissant ses propriétés.

Le choix d'une résine se fait en considérant les dimensions des motifs à réaliser et la filière utilisée pour la fabrication des dispositifs. Dans le cas d'une filière « gravure », des résines des deux polarités peuvent être employées.

La filière « lift-off », quant à elle, fait un usage intensif de résines inversibles. Cette préférence se justifie par la nécessité d'obtenir des motifs avec des flancs rentrants, ou négatifs, pour faciliter l'enlèvement de la couche d'aluminium interélectrode (cf. figure 2.19.(b)). Des résultats semblables sont obtenus en utilisant des résines positives dans des procédés bicouches. Dans ce cas, le profil rentrant est obtenu en utilisant un couple de résines ayant des vitesses de dissolution différentes (vitesse de dissolution de la couche inférieure plus grande que celle de la couche supérieure). Ainsi, pour un temps de développement donné, la couche supérieure présente un léger porte-à-faux, produisant un effet semblable à celui de flancs rentrants.

A l'instar du profil des flancs, l'épaisseur de résine détermine grandement l'efficacité d'un procédé « lift-off ». Basiquement, sa valeur est choisie comme trois fois celle de l'épaisseur de la couche de métal à déposer.

Avant l'étape de photolithographie, la résine est étalée sur une plaquette, généralement à l'aide d'une centrifugeuse dont les paramètres d'accélération et de vitesse sont programmables.

Le transfert des motifs du masque dans la résine se fait par l'intermédiaire d'un système optique composé d'un illuminateur, d'une optique de formation d'image et d'une mécanique d'alignement du substrat. Selon les dimensions des motifs à réaliser, ce transfert est réalisé de différentes manières :

Par proximité : selon cette technique, la surface de la plaquette à exposer est située à proximité d'un masque à l'échelle 1 : 1, comme illustré sur la figure 2.18.(a). Dans certains cas, il y a contact entre le masque et la surface à exposer. Nous parlons alors de lithographie de contact. Les sources de rayonnement UV utilisées dans ces matériels exploitent généralement la raie g du mercure, soit une longueur d'onde de 436 nm. La résolution que permet d'atteindre de tels équipements est typiquement de l'ordre du micromètre. L'avantage de la photolithographie par proximité réside essentiellement dans la simplicité et les

coûts relativement faibles des équipements qui permettent sa mise œuvre. En revanche, la reproductibilité et l'uniformité des caractéristiques des dispositifs fabriqués ne sont pas garanties avec ce type d'équipement. Dans le cas d'un contact entre la surface à exposer et le masque, ce dernier peut subir une détérioration. Dans le cas contraire, il faut compter avec les effets de diffraction, qui élargissent les zones d'exposition d'une largeur dont il faut tenir compte lors de la réalisation du masque.

Par projection : dans le cas d'une lithographie par projection, le transfert des motifs se fait à partir d'un masque placé au foyer objet d'un système optique de grossissement $\times 1$. Le champ lumineux est projeté sur la plaquette placée au foyer image du système optique (cf. figure 2.18.(b)). L'avantage de cette approche repose sur l'absence de contact mécanique entre la surface exposée et le masque, évitant donc la détérioration du masque ou de la surface à exposer. La résolution des motifs obtenus par cette technique est du même ordre de grandeur que celle obtenue par photolithographie de proximité. La reproductibilité des motifs est en revanche grandement améliorée. L'inconvénient majeur de cette technique réside dans la complexité et la taille du système de projection qui rend ce type d'équipement relativement onéreux. En pratique cette technique s'avère bien adaptée à la production de masse de composants à ondes de surface de fréquences allant jusqu'à 300 MHz.

Par photoréduction : la lithographie par photoréduction consiste, à partir d'un masque à l'échelle 5 : 1, à reproduire un motif sur une portion de plaquette par l'intermédiaire d'un système optique de réduction $\times 5$ (cf. figure 2.18.(c)). Un système de déplacement de la plaquette permet de répéter la projection sur toute sa surface. La taille de la plaquette à exposer est donc indépendante de la taille du masque. Les plaquettes utilisées dans l'industrie des composants à ondes de surface présentent un diamètre typique de 100 mm qui évolue actuellement vers les 150 mm. L'utilisation d'une optique de réduction $\times 5$ permet de réduire les dimensions de tout défaut présent sur le masque et profite à la qualité de la lithographie. De plus, la répétition d'un motif identique permet d'obtenir des séries de composants avec une fidélité avérée. L'utilisation d'une lampe d'illumination exploitant la raie i du mercure (365 nm) permet d'atteindre des résolutions inférieures à 350 nm. Cette technique est particulièrement adaptée pour la fabrication de dispositifs de fréquences comprises entre 0,5 et 2 GHz [39].

Après exposition, les motifs sont révélés à l'aide d'un développeur spécifique.

2.2.1.2 Dépôt de couches métalliques

Le matériau traditionnellement employé dans la réalisation des électrodes dans les composants à ondes de surface est l'aluminium. Il est généralement allié à un faible pourcentage de cuivre ou de titane compris entre 0,5 et 2 %.

La spécification d'un dépôt de couche métallique pour la réalisation d'électrodes porte principalement sur l'uniformité de la couche en épaisseur. Typiquement, une uniformité relative de 1 % est demandée sur l'ensemble d'une tranche afin de minimiser les effets de variation d'épaisseur sur la fréquence.

Le dépôt de matériaux en couches minces est généralement réalisé dans des enceintes sous vide secondaire. Deux techniques sont couramment employées pour déposer ces couches,

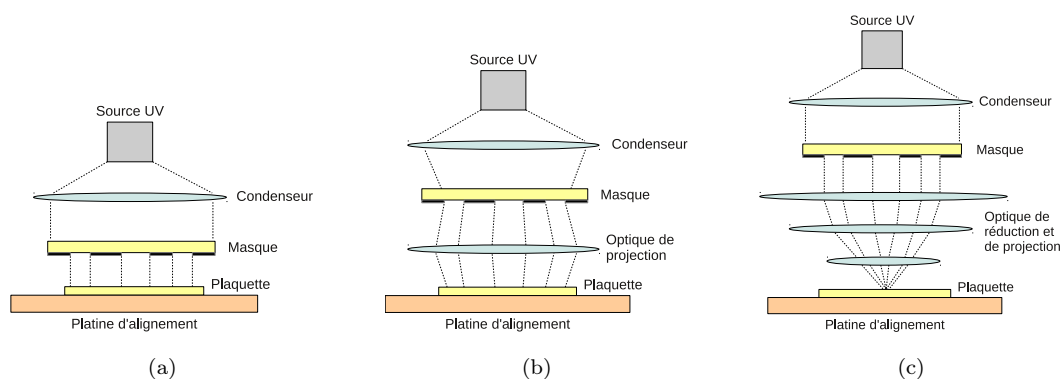


FIGURE 2.18 – Schéma de principe des différentes méthodes de transfert de motifs en lithographie UV : par proximité (a), par projection (b) et par photoréduction (c)

soit la pulvérisation cathodique et l'évaporation thermique [86]. La description de ces techniques fait l'objet des deux paragraphes qui suivent.

Dépôt par pulvérisation cathodique : un système de dépôt par pulvérisation met en œuvre un système à plaques parallèles dont l'une fait office d'anode, l'autre de cathode. Le substrat à recouvrir de métal et la cible de matériau à déposer sont placés respectivement sur l'anode et la cathode du système. L'enceinte, initialement sous vide secondaire, est généralement remplie d'argon et stabilisée à une pression de 10 à 100 μbar .

L'application d'une différence de potentiel de quelques centaines de volts entre l'anode et la cathode permet d'amorcer un plasma stable, composé d'électrons et d'ions Ar^+ . Les ions positifs d'argon accélérés par le champ électrique sont projetés sur la cible de matériau et arrachent par réaction les atomes dont elle est constituée. Ces atomes munis d'une énergie cinétique proportionnelle à l'énergie d'accélération des ions incidents se déposent alors sur le substrat. Ce principe est illustré sur la figure 2.19.

Comme toutes les techniques de dépôt sous vide, la pulvérisation cathodique est un procédé efficace et maîtrisé. Son principal intérêt réside dans l'énergie cinétique des atomes éjectés de la cible, bien plus élevée que dans un procédé de dépôt par évaporation. Cette caractéristique confère aux couches déposées une densité élevée et une excellente adhérence au substrat. De plus, ce procédé permet des vitesses de dépôt élevées par rapport à l'évaporation thermique.

Le principal inconvénient de ce procédé découle de la faible directivité de son dépôt qui le rend mal adapté à la réalisation des électrodes dans le cas d'un procédé de « lift-off ».

L'objectif d'uniformité de 1 % en épaisseur peut être atteint à condition d'utiliser une cible dont les dimensions sont grandes devant celles du substrat (150 mm minimum pour des substrats de 100 mm, 200 mm préférables).

Dépôt par évaporation thermique : cette technique consiste à exploiter la transformation solide \rightarrow liquide \rightarrow vapeur d'un matériau à déposer en le portant à sa température de fusion. La vapeur ainsi libérée se condense sur le substrat à recouvrir. La figure 2.20 illustre ce principe.

En pratique, le matériau à déposer, placé dans un creuset, est chauffé soit par effet Joule, soit par application d'un faisceau d'électrons. L'émission des particules de matière

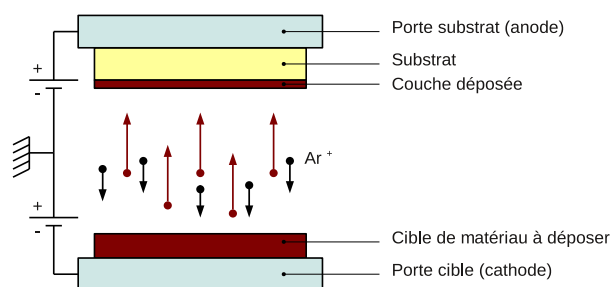


FIGURE 2.19 – Schéma de principe d'un dépôt métallique par pulvérisation

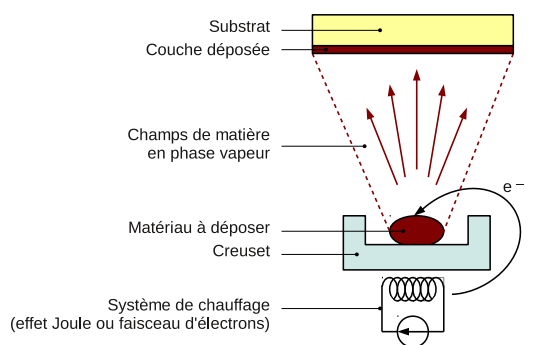


FIGURE 2.20 – Schéma de principe d'un dépôt métallique par évaporation

se fait de manière isotrope en vitesse. Pour assurer une uniformité de dépôt inférieure au pourcent, les substrats sont généralement placés loin de la source d'émission et sur un porte substrat rotatif épousant le profil du front de particules émises. Un mécanisme peut être inséré dans le bâti pour homogénéiser le dépôt, le support des plaquettes étant animé d'un mouvement de rotation.

Cette technique de dépôt convient particulièrement bien à une filière de « lift-off ». Le rayon du front de particules étant grand par rapport au substrat, le front de matière est pratiquement parallèle à la surface de la plaquette, empêchant le dépôt de matière sur les flancs de la résine.

L'adhérence des couches déposées par évaporation est souvent moins élevée que celle obtenue par pulvérisation cathodique. Il est alors nécessaire de déposer au préalable une couche d'accroche, généralement de titane. Un recuit s'avère souvent utile pour relaxer les contraintes et homogénéiser la couche ainsi obtenue.

2.2.1.3 Gravure

L'opération de gravure, c'est-à-dire la gravure de la couche de métal à travers le masque de résine réalisé lors de l'étape de lithographie postérieure, est caractérisé par une vitesse de gravure mais également par son aptitude à respecter les dimensions imposées par le masque de résine, à préserver son intégrité et celle du substrat. Ces aptitudes sont évaluées à partir des grandeurs suivantes :

- l'anisotropie de gravure : rapport entre les vitesses de gravure verticale et latérale,
- la sélectivité de la gravure du métal par rapport à celle du masque : rapport entre les vitesses de gravure du métal et du masque,

- la sélectivité de la gravure du métal par rapport à celle du substrat : rapport entre les vitesses de gravure du métal et du substrat.

Théoriquement, une reproduction parfaite des motifs du masque dans la couche d'aluminium requiert une anisotropie de gravure nulle et des sélectivités infinies.

Deux voies peuvent être envisagées pour la gravure de la couche métallique : la gravure humide ou la gravure sèche. Ces deux méthodes sont expliquées dans les deux paragraphes qui suivent.

Gravure par voie humide : la gravure par voie humide consiste en une gravure chimique. Dans le cas de l'aluminium, celle-ci est généralement réalisée dans un bain d'acide orthophosphorique (80 % d'acide phosphorique, 5 % d'acide nitrique, 5 % d'acide acétique et 10 % d'eau). Les vitesses de gravure dépendent de la concentration et de la température du bain. Une vitesse de gravure typique, donnée à 20 °C est comprise entre 60 et 100 nm/min. Ces procédés présentent généralement une sélectivité élevée (de l'ordre de 1000) mais la gravure est généralement isotrope (vitesse de gravure du métal identique dans toutes les directions). Cette isotropie de gravure se manifeste généralement par une perte de cotes sensiblement proche de l'épaisseur de la couche de métal. En pratique, cette valeur est connue à l'avance. Les effets de l'isotropie de la gravure peuvent donc être anticipés lors de la réalisation du masque en surdimensionnant les motifs d'une valeur égale à la hauteur de métal.

Bien qu'elle constitue une méthode efficace, la gravure humide demande une maîtrise effective des vitesses et des temps de gravure. Les incertitudes de ces dernières rendent l'application d'une telle gravure difficile pour des motifs de dimensions inférieures au micromètre et le procédé de « lift-off » ou une méthode de gravure sèche est préconisée dans ces conditions.

Gravure par voie sèche : la gravure par voie sèche des métaux repose sur un procédé assisté par plasma. Dans ce cas, la gravure provient d'une part de la réaction chimique entre les gaz et le métal, et d'autre part de la collision des ions avec la matière. La composante chimique de la gravure est plutôt isotrope et très sélective, tandis que la composante mécanique de la gravure est plutôt anisotrope et peu sélective. La combinaison de ces deux composantes offre un large champ pour la détermination d'un couple anisotropie/sélectivité. Le choix d'une telle combinaison est plutôt complexe en pratique et doit tenir compte d'effets annexes, souvent indésirables (corrosion, dépôt de polymères).

Les gaz employés pour la gravure de l'aluminium sont généralement à base de chlore ou de brome. Ceux-ci réagissent avec l'aluminium pour former des composés volatiles évacués du réacteur par pompage. Certaines combinaisons de ces gaz, comme $\text{BCl}_3 + \text{Cl}_2 + \text{CHCl}_3$, permettent d'atteindre des coefficients d'anisotropie avoisinant 0,1, pour des vitesses de gravure comprises entre 0,5 et 1 $\mu\text{m}/\text{min}$.

En pratique, la gravure par voie sèche offre de meilleures résolutions que par voie humide, avec des largeurs d'électrodes pouvant descendre jusqu'à 350 nm, voire moins. De plus, la définition des bords des électrodes est plus lisse qu'avec celle obtenue par un procédé de « lift-off ». Ceci en fait une technique particulièrement adaptée à la réalisation de composants à ondes de surface dans une large gamme de fréquence.

Il faut toutefois noter que cette technique est onéreuse à mettre en œuvre et que l'utilisation de gaz chlorés pose des problèmes de sécurité [38].

2.2.1.4 Procédé de « lift-off »

Le procédé de « lift-off » (littéralement soulever-enlever) consiste à dissoudre un masque de résine photosensible en entraînant avec lui toutes les surcouches métalliques. Cette étape s'exécute par immersion de la plaque dans un bain d'acétone ou de N-méthylpyrrolidone. Sa réussite dépend de la qualité de réalisation des étapes antérieures (motifs aux bords négatifs, épaisseur de métal trois fois plus faible que l'épaisseur du masque de résine). Contrairement à une gravure, le procédé de « lift-off » respecte fidèlement les cotes du masque de résine. Globalement, le procédé de lift-off est bien adapté à la réalisation de motifs submicrométriques, comme c'est le cas pour les filtres à ondes de surface de fréquences supérieures à 500 MHz. La simplicité de son principe et son faible coût de mise en œuvre fait qu'il est souvent préféré à une gravure sèche plus onéreuse à mettre en œuvre.

2.2.2 Assemblage et conditionnement

L'étape d'assemblage constitue un ensemble d'opérations dont la finalité vise à permettre l'insertion des dispositifs dans un circuit électronique en garantissant sa fiabilité.

Ceci implique de tenir compte des caractéristiques du dispositif et des conditions environnementales dans lesquelles il est amené à fonctionner. Les principales contraintes liées à l'environnement concernent la température, la pression, les vibrations, les rayonnements ionisants, etc. Selon l'application à laquelle est destinée le dispositif (domestique, professionnelle, militaire, spatiale), certaines contraintes prennent plus d'importance que d'autres.

La garantie de fonctionnement d'un composant à ondes de surface passe également par la préservation des conditions de guidage à sa surface. Il est donc souhaité que le milieu en contact avec cette dernière soit le plus neutre possible.

Enfin, l'étape d'assemblage doit permettre le report du dispositif dans un circuit électronique selon les normes en vigueur.

Les paragraphes qui suivent décrivent les principales étapes d'un procédé d'assemblage de dispositifs à ondes de surface.

2.2.2.1 Sciage

La découpe de la plaquette est classiquement réalisée à l'aide d'une scie à disque diamantée à travers toute l'épaisseur du substrat.

Afin d'éviter l'interaction des ondes réfléchies par les bords de la puce avec le dispositif, le sciage est parfois réalisé de manière oblique.

Les matériaux piézoélectriques étant relativement durs par rapport aux matériaux comme le silicium, les vitesses d'avances sont généralement adaptées (réduites vis-à-vis de celles du silicium).

La découpe reste une opération délicate durant laquelle les dispositifs subissent des contraintes, des vibrations et des projections de copeaux. Afin de réduire les risques d'endommagement des dispositifs, il est commode d'enduire la plaquette d'un enrobage, tel que de la résine, avant la phase de découpe. Celui-ci est retiré après la découpe.

2.2.2.2 Fixation du dispositif dans son boîtier

La fixation du dispositif dans son boîtier est généralement assurée par l'insertion d'un matériau entre son embase et la face inférieure du dispositif. La principale contrainte de la fixation réside dans la différence de dilatation thermique entre le matériau composant le dispositif et celui composant le boîtier. Par conséquent, le matériau de liaison entre le boîtier et le dispositif doit pouvoir supporter les contraintes induites par cette différence de coefficients de dilatation.

En pratique, le matériau en question consiste en une colle de type époxyde, silicone ou acrylique. Les premières sont particulièrement appréciées lorsque chargées à l'argent (type H20E) parce qu'elles absorbent les ondes de volume générées, de telle sorte que leur impact sur la réponse électrique du dispositif soit minime. Les colles au silicone sont appréciées pour leur souplesse et sont employées pour la fixation de composants de grandes dimensions dans des boîtiers métalliques.

2.2.2.3 Connectique

Les connexions électriques entre le dispositif et les traversées conductrices de son boîtier hôte sont généralement réalisées par des liaisons filaires. Les fils constituant les liaisons sont majoritairement composés d'aluminium et d'or. Leur diamètre peut varier de 17 à 50 μm .

Au minimum, trois connexions (une entrée, une sortie, une masse) s'avèrent nécessaires pour un dispositif non différentiel, ou quatre pour un dispositif différentiel. Afin de minimiser les effets inductifs parasites liés aux fils, leur longueur est réduite au minimum et plusieurs fils peuvent être connectés en parallèle.

Les techniques utilisées pour réaliser les soudures sont de type point à point. On peut citer parmi elles le « wedge » et le « ball-bonding » [87].

2.2.2.4 Encapsulation

Le choix d'un boîtier s'effectue en considérant les conditions environnementales dans lesquelles le composant est amené à fonctionner. Leur fermeture est généralement réalisée sous une atmosphère d'azote sec, ou idéalement sous vide.

Il existe différents types de boîtiers. Les plus couramment utilisés sont les boîtiers en céramiques. Ils sont appréciés pour leur fiabilité en environnement sévère, pour le gain en dimension qu'ils permettent et pour leur facilité de report sur un circuit imprimé (montage en surface). La fermeture est réalisée par des capots céramiques ou métalliques, ces derniers présentant l'avantage de permettre une excellente isolation électrique entre l'entrée et la sortie par blindage électromagnétique. Les techniques de fermeture couramment utilisées telles que la brasure au four à passage ou la soudure électrique permettent un scellement hermétique.

Des boîtiers métalliques traditionnels sont utilisés dans des cas où les boîtiers céramiques ne conviennent pas, notamment pour certaines applications militaires ou professionnelles [38]. Dans ce cas, la fermeture est réalisée par une soudure électrique. La figure 2.21 illustre un dispositif à ondes de surface implanté dans son boîtier.

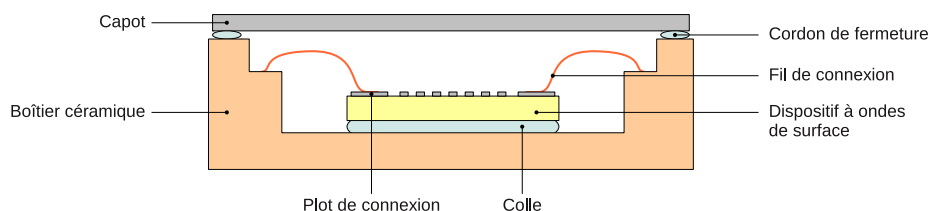


FIGURE 2.21 – Schéma d'un dispositif à ondes de surface implanté dans son boîtier

2.2.3 Caractérisation et utilisation

Toute fabrication de dispositifs à ondes de surface est suivie d'une campagne de caractérisation. Celle-ci s'effectue généralement à partir de la mesure des paramètres de diffraction des dispositifs.

2.2.3.1 Caractérisation sur tranche

Une première campagne de mesures est effectuée après l'étape de fonderie. L'ensemble des dispositifs est caractérisé directement sur tranche par l'intermédiaire d'un testeur sous pointes et d'un analyseur de réseaux. Dans une filière industrielle, cette tâche fastidieuse est partiellement ou intégralement automatisée.

La caractérisation des dispositifs sous pointes de touche vise plusieurs buts :

- Contrôler que la réponse spectrale mesurée s'accorde avec la réponse spectrale théorique.
- Identifier les dispositifs satisfaisant le cahier des charges.
- L'analyse des résultats permet de juger de la capacité du procédé à réaliser des dispositifs suivant les tolérances spécifiées, de déterminer une action de correction (dans ce cas la mesure des paramètres électriques peut être complétée par des mesures MEB ou AFM pour analyser la géométrie des électrodes) en amont (correction des paramètres du procédé, ou modification de la conception utilisée) ou en aval de la chaîne de fabrication (ajustement de fréquences).

2.2.3.2 Caractérisation en boîtier

La mise en boîtier des dispositifs, comme décrite dans la section 2.2.2, facilite leur manipulation et leur utilisation dans des systèmes électroniques. Cette opération est suivie de plusieurs séries de mesures sur un lot d'échantillons prélevés parmi la population de filtres. La fonction de ces mesures vise, d'une part, à vérifier que l'opération d'assemblage conserve les caractéristiques du dispositif et, d'autre part, à observer l'évolution de ses caractéristiques dans différentes conditions environnementales.

Pour être caractérisé, le dispositif complet est reporté sur un circuit imprimé et raccordé à l'instrument de mesure. La mesure précise des paramètres de diffraction du dispositif exige que l'étape d'étalonnage des appareils de mesures soit réalisée au plus près du composant. Cette étape implique parfois l'ajout d'un circuit d'adaptation d'impédance sur les ports d'entrée et de sortie du filtre.

Selon l'application de destination du filtre, plusieurs séries de mesures en environnement sont imposées par le cahier des tests.

Applications	Gamme de température
Domestique	[0°C ; +40°C]
Professionnelle	[-20°C ; +80°C]
Militaire, spatiale	[-55°C ; +120 °C]

TABLE 2.2 – Gammes de température de fonctionnement d'un composant à ondes de surface en fonction de son application

Caractérisation en température : les caractéristiques d'un filtre sont généralement spécifiées sur une gamme de température. Le tableau 2.2 donne les gammes de températures typiques pour quelques applications.

La mesure des caractéristiques d'un filtre à différentes températures permet de vérifier sa conformité dans la gamme de température considérée.

En pratique, ces mesures nécessitent la mise en œuvre d'une étuve pilotée en température et d'appareils de mesure permettant de visualiser la fonction de transfert du filtre (analyseur de réseaux).

Caractérisation de la tenue en puissance : les composants à ondes élastiques de surface sont sujets à des phénomènes dits « d'acousto-migration ». Il s'agit d'une migration de la matière constituant les électrodes sous l'effet de la puissance acoustique engendrée par l'excitation électrique. Ce phénomène peut entraîner une dégradation des caractéristiques du filtre de manière irréversible [88] [89].

La densité de puissance acoustique dans le composant et sa température de fonctionnement conditionnent au premier chef un tel phénomène. Ainsi, la puissance admissible pour un filtre est d'autant plus grande que la surface de ses transducteurs est élevée et sa vitesse proportionnelle à sa température de fonctionnement.

En pratique, l'estimation de la tenue en puissance d'un filtre consiste à mesurer ses caractéristiques dans le temps suite à l'application d'un signal de puissance donnée. Par définition, la puissance à laquelle apparaissent des dégradations notables des caractéristiques du filtre est la puissance maximale admissible. Le phénomène d'acousto-migration s'accroissant avec la température, la puissance maximale admissible est évaluée pour une température donnée (typiquement la borne supérieure de la gamme de température du filtre).

A titre d'exemple, certains filtres à ondes de surface de fréquence centrale à 1,9 GHz résistent à un niveau de puissance de 29 dBm pendant 50 000 h à 50°C. Les effets d'acousto-migration se révèlent plus rapidement pour un composant à ondes de Rayleigh que pour un dispositif à ondes de cisaillement.

2.2.3.3 Caractérisation en boucle d'oscillation

Caractérisation sous vibration : par définition un composant piézoélectrique est sensible aux sollicitations mécaniques qu'il transforme partiellement en champ électrique. Ainsi, la présence de vibrations dans l'environnement du composant peut, par effet piézoélectrique, altérer la réponse électrique du composant. Pour des filtres devant évoluer dans des environnements mécaniquement perturbés, une sensibilité maximale est généralement spécifiée

dans une bande de fréquence et s'exprime comme l'inverse d'une quantité d'accélération [90].

Une manière de mesurer la sensibilité accélérométrique d'un filtre consiste à l'insérer dans un circuit d'oscillation en tant qu'élément stabilisateur. Le circuit réalisé de manière à respecter les conditions de Barkhausen [91] fournit un signal dont le spectre est centré autour d'une fréquence f_{osc} située dans la bande passante du filtre.

L'analyse de la densité spectrale de puissance des fluctuations de la phase du signal (communément appelé « bruit de phase ») permet de déterminer la sensibilité accélérométrique du filtre. Une première mesure du bruit de phase de l'oscillateur est effectuée lorsque le filtre est au repos. Cette mesure est ensuite répétée lorsque le filtre est soumis à une vibration suivant ses trois axes. Typiquement, le profil de vibrations appliqué est un spectre blanc allant de quelques hertz à quelques kilohertz. Les effets d'un tel spectre de vibrations s'identifient comme un bruit de phase dont l'amplitude est inversement proportionnelle au carré de la fréquence. La différence d'amplitude de ce bruit entre les mesures réalisées sous vibration et la mesure réalisée en environnement inerte permet de déterminer, à partir d'abaques, la sensibilité accélérométrique du filtre suivant ses différents axes.

Caractérisation en vieillissement : le vieillissement d'un composant influence ses caractéristiques à travers le temps. Dans les composants à ondes de surface, l'effet le plus marquant du vieillissement consiste en une dérive de la fréquence centrale. Cette dérive est difficile à modéliser mathématiquement et sa prévision repose généralement sur des lois empiriques. La dérive en fréquence d'un composant à ondes de surface est principalement due à un relâchement progressif des contraintes à l'interface entre le substrat et les électrodes du dispositif. En pratique, les effets du vieillissement sur un filtre peuvent être mis en évidence par une mesure de sa fonction de transfert à intervalle de temps régulier. Lorsque seuls les effets sur la fréquence sont étudiés, le filtre est inséré dans une boucle d'oscillation et sa fréquence est mesurée à intervalle de temps régulier via un fréquencemètre [92].

2.3 Filtres à ondes de surface et enjeux des systèmes communicants modernes

Les systèmes communicants sans fil échangent des informations sous forme d'ondes électromagnétiques aux fréquences radio. L'émission et la réception du signal électromagnétique est réalisée par voie d'antennes. Le traitement des signaux précédant l'émission ou suivant la réception est effectué par des circuits dont l'architecture de base est celle d'un émetteur/récepteur superhétérodyne (voir figure 2.22). Ces circuits sont constitués d'un grand nombre de filtres passe-bandes nécessaires à la sélection des différentes bandes de fréquences dans lesquelles le système est amené à communiquer. Les filtres à ondes élastiques et en particulier les filtres à ondes de surface conviennent bien à ce type de fonction. L'objet de cette partie tend à replacer les filtres à ondes de surface dans les contextes actuels et futurs des systèmes de communications.

2.3.1 Émetteur - récepteur radiofréquence

La plupart des systèmes communicants par voie d'ondes électromagnétiques utilisent des circuits d'émission/réception à deux voies, l'une pour émettre de l'information et l'autre

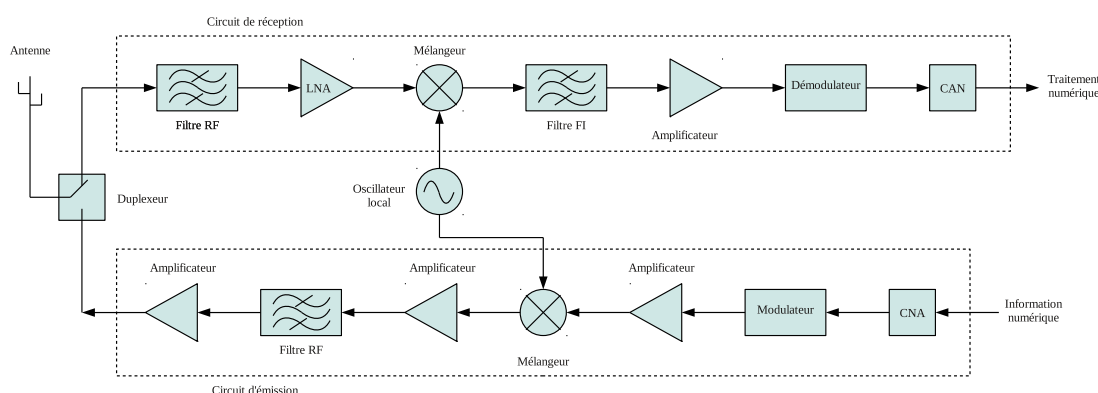


FIGURE 2.22 – Schéma d'un émetteur - récepteur superhétérodyne [38]

pour la réceptionner. Une architecture de base d'un tel circuit correspond à un émetteur/-récepteur superhétérodyne (voir figure 2.22). Son principe est fondé sur la transposition de la fréquence porteuse du signal reçu de l'antenne. Le signal capté par l'antenne est traité par un filtre passe-bande dit « filtre RF », puis amplifié à l'aide d'un amplificateur faible bruit (LNA en anglais pour Low Noise Amplifier). Ce signal est ensuite envoyé vers un mélangeur effectuant la multiplication du signal radiofréquence par un signal de fréquence déterminée par un oscillateur local. Le résultat du produit de ces deux signaux est un mélange constitué :

- d'un signal dont le spectre est centré autour d'une fréquence égale à la différence des fréquences des deux signaux. Ce signal est dit « à fréquence intermédiaire » (FI),
- d'un signal dont le spectre est centré autour d'une fréquence égale à la somme des fréquences du signal radiofréquence et du signal de l'oscillateur local. Ce signal indésirable est rejeté par un filtre passe-bande centrée autour de la fréquence FI. Ce filtre est appelé « filtre réjecteur d'image ».

Le signal de fréquence intermédiaire est alors acheminé pour être traité par un processeur numérique situé en aval. La fréquence FI est typiquement choisie entre 5 et 10 % de la fréquence RF.

2.3.2 Systèmes communicants « grand public »

Dans le domaine « grand public », de plus en plus d'objets sont dotés de fonctions leur permettant de communiquer avec d'autres objets connectés en réseaux et échangeant de l'information par voie d'ondes électromagnétiques. L'exemple le plus courant est celui du téléphone mobile. Aujourd'hui, un téléphone portable est capable d'émettre et de recevoir, entre autres, des appels « voix », des messages « textes » et « multimédias », d'envoyer et de recevoir des données sur internet via les réseaux téléphoniques dédiés ou par connexion Wi-Fi, ou encore d'échanger de l'information avec des périphériques via des réseaux de type Bluetooth. Cette multiplication du nombre de fonctions dans les téléphones mobiles a nécessité le développement de circuits d'émission-réception comportant autant de voies que de bandes de fréquences exploitées, augmentant d'autant le nombre de filtres passe-bandes nécessaires. Le tableau 2.3 donne quelques exemples de bandes de fréquences à travers lesquelles communiquent de nombreux systèmes. Les filtres à ondes élastiques de surface constituent à eux seuls 75 % de ces filtres passe-bandes.

Standards	Bandes de fréquences
GSM 900	Tx : 890-915 MHz / Rx : 935-960 MHz
GSM 1800	Tx : 1710-1785 MHz / Rx : 1805-1880 MHz
UMTS (3G)	Tx : 1920-1980 MHz / Rx : 2110-2170 MHz
LTE (4G)	Tx : 2,5-2,57 GHz / Rx : 2,62-2,69 GHz
Bluetooth	2400-2483,5 MHz
Wi-Fi	2,4-2,4835 GHz / 5,15-5,35 GHz / 5,47-5,725 GHz
ISM	434 MHz / 868 MHz / 915 MHz / 2,45 GHz

TABLE 2.3 – Tableau résumant les principales bandes de fréquences utilisées dans la téléphonie mobile

Les principales contraintes imposées par les fabricants de téléphones portables sur ces filtres portent sur leurs dimensions, leurs pertes d'insertion et leurs niveaux de rejet. Pour un filtre RF, par exemple, la demande évolue vers des pertes d'insertion très faibles inférieures à 1 dB voire 0,5 dB. La puissance à l'émission y est directement reliée, et donc la consommation du système. Il en est de même à la réception où les pertes jouent directement sur le rapport signal sur bruit.

Concernant les filtres réjecteur d'image, les exigences en termes de pertes d'insertion sont un peu moins sévères et des pertes entre 6 et 10 dB restent acceptables. En revanche, pour ces derniers comme pour les filtres RF, des niveaux de rejet de 50 à 60 dB sont requis. A cela, il faut également ajouter des bandes de transitions de plus en plus étroites.

A l'avenir, il est probable que des filtres à ondes élastiques de surface viennent remplacer, ou suppléer des filtres FBAR actuellement utilisés au-delà de 2,5 GHz. En effet, l'amélioration des techniques de fabrication et la possibilité de guider des ondes dans des structures multi-couches à base de saphir ou de diamant, avec des pertes par propagation minimales, permettra dans un avenir proche de fabriquer des filtres à ondes de surface fonctionnant à 5 GHz et plus, respectant les critères de pertes. D'autre part, l'émergence de techniques de lithographie comme la nano-impression permettra de réduire les dimensions des électrodes par rapport à ce qu'il est possible de faire avec des équipements de photolithographie UV actuels, ce qui constitue une voie supplémentaire vers la montée en fréquence.

Un autre enjeu auquel répondent les filtres à ondes de surface, est celui de la co-intégration de plusieurs filtres sur une même puce.

2.3.3 Systèmes communicants professionnels

De même que dans les systèmes communicants « grand public », les systèmes d'information professionnels (télécommunications, aéronautique, spatial, défense) utilisent des circuits d'émission-réception fondés sur l'architecture superhétérodyne et emploient un grand nombre de filtres passe-bandes. Pour certains types d'application, comme les récepteurs d'ondes courtes, de signaux radar ou de satellites, il arrive que plusieurs étages de transposition de fréquences soient utilisés pour maximiser le rejet de la composante de fréquence image. Un grand nombre de filtres réjecteurs d'image est alors nécessaire. Il est encore fréquent de rencontrer de tels circuits utilisant des filtres diélectriques, notamment dans

les transpondeurs utilisés dans l'aéronautique civile. Néanmoins, de plus en plus de ces systèmes utilisent des filtres à ondes de surface moins exigeants en termes de dimensions.

Une autre application des filtres à ondes de surface dans les systèmes communicants professionnels concerne les sources de fréquences. Il est fréquent dans une source de fréquences de devoir filtrer le signal de sortie afin d'atténuer un certain nombre de composantes de fréquences liées aux non-linéarités produites par l'étage d'amplification, ou encore les fréquences provenant de modes partiels ou électromagnétiques. Ce filtrage est généralement assuré par des filtres diélectriques qui permettent d'épurer le spectre du signal de sortie de l'oscillateur à quelques centaines, voire dizaines de mégahertz de la fréquence porteuse.

Ces filtres diélectriques sont de plus en plus souvent remplacés par des filtres à ondes élastiques de surface à bande passante étroite ($< 0,1\%$). Ces derniers permettent d'assurer la même fonction que les filtres diélectriques mais avec un encombrement réduit d'une part et une épuration du spectre à quelques centaines de kilohertz autour de la porteuse du signal de sortie de l'oscillateur d'autre part, améliorant sensiblement le rapport signal sur bruit.

La possibilité d'augmenter la fréquence de travail des filtres à ondes de surface est également intéressante pour les fabricants de systèmes de communication embarqués professionnels, notamment parce qu'ils permettraient de remplacer des filtres diélectriques plus volumineux. Cette réduction du volume des composants employés permettrait un gain en termes de volume occupé par fonction et offrirait donc la possibilité d'intégrer un nombre de fonctions plus important qu'auparavant dans un volume donné.

Un enjeu supplémentaire qu'exige l'utilisation de composants à ondes de surface dans les systèmes communicants professionnels concerne leur approvisionnement. De plus en plus de grandes entreprises de secteurs considérés comme stratégiques, tels que l'aéronautique, le spatial ou la défense, mettent en place des politiques d'approvisionnement visant à garantir leur indépendance par rapport à des entreprises concurrentes ou appartenant à des nations concurrentes. C'est dans ce même souci d'indépendance que la société AR Electronique souhaite développer des compétences dans le domaine des filtres à ondes de surface, en adéquation avec ses besoins actuels et futurs.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit les différentes étapes de la mise en œuvre d'un composant à ondes de surface. Nous avons commencé par un inventaire des différents aspects dont il est utile, voire indispensable de tenir compte dans la conception d'un filtre à ondes de surface. La démarche du concepteur est généralement aidée par des outils de simulation reposant sur des modèles d'ondes élastiques. La seconde partie fut consacrée à la description d'un tel modèle. Les parties suivantes ont décrit la fabrication d'un composant à ondes de surface, son assemblage et les méthodes mises en œuvre pour sa caractérisation. Enfin, la dernière partie a placé les filtres à ondes de surface dans le contexte des systèmes de communications.

L'ensemble de ces étapes a pu être mis en œuvre dans les travaux liés cette thèse grâce aux outils de simulation et aux outils de fabrication disponibles au sein des différentes entités de l'Institut FEMTO-ST. Il en a résulté différents filtres de natures diverses, répondant à un besoin de la société AR Electronique. Les chapitres qui suivent décrivent ces principales réalisations.

Chapitre 3

Etude et réalisation de filtres RF à bande passante étroite

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier des architectures de filtres adaptées au filtrage de bandes passantes relatives inférieures à 500 ppm. Nous introduisons ce chapitre par la présentation d'un modèle permettant d'approcher le comportement de filtres à ondes de surface. Nous appliquerons ce modèle à l'étude et à la conception d'un filtre à couplage acoustique longitudinal (LCRF) centrée aux alentours du gigahertz. Des véhicules de tests fabriqués via une filière industrielle permettront de mettre en évidence les qualités du modèle ainsi que ses limites. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous développerons une piste d'amélioration de ce modèle devant permettre de tenir compte d'effets dits « transverses ». Une comparaison entre les mesures réalisées sur des filtres LCRF et la réponse prévue par le modèle permettra de vérifier sa validité. Enfin, nous discuterons de la possibilité de simuler des filtres à couplage acoustique transversal à partir de ce modèle.

3.1 Modélisation standard à base de matrices mixtes

Le modèle présenté dans le chapitre précédent constitue un outil d'analyse précis rendant compte de la plupart des phénomènes physiques se produisant dans les composants à ondes de surface. Néanmoins, ce type d'outils nécessite souvent des temps de calculs prohibitifs par rapport aux exigences de conception. L'approche souvent privilégiée consiste à utiliser un modèle tenant compte de la plupart des phénomènes de manière approchée. La méthode de modes couplés (COM en anglais pour Coupling Of Modes) [93] et la méthode de la matrice mixte (P-matrix en anglais) [94] sont couramment mises en œuvre pour approcher le comportement de dispositifs complets de manière précise. Cette partie décrit les principales étapes d'une méthode de matrices mixtes que nous avons exploitée et développée pour l'étude et la conception de nos filtres.

3.1.1 Modèle de la matrice mixte

Le modèle de la matrice mixte offre une représentation simplifiée (scalaire) de comportement élastique de dispositifs à ondes de surface et de leur couplage avec leur source d'excitation électrique. Il part du principe qu'un tel dispositif peut être décomposé en un

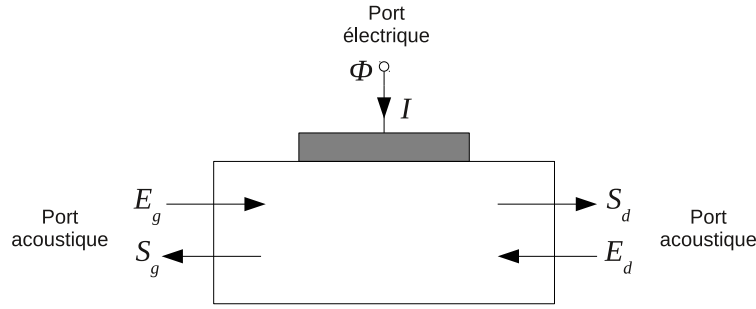


FIGURE 3.1 – Schéma d'une cellule élémentaire de matrice mixte représentée avec les champs entrants et sortants

ensemble de cellules élémentaires correspondant à des aires de propagation en surfaces libre ou métallisée ou sous réseau périodique. Dans ce dernier cas, une telle cellule correspond typiquement à une période du réseau considéré.

La figure 3.1 donne un exemple de cellule élémentaire représentée avec des champs acoustiques entrants S et sortants E , ainsi que le courant électrique I entrant dans la cellule et le potentiel associé ϕ . La matrice mixte traduit les interactions entre ces différentes grandeurs de la manière suivante :

$$\begin{Bmatrix} S_g \\ S_d \\ I \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} r_g & t_{gd} & \alpha_g \\ t_{dg} & r_d & \alpha_d \\ \beta_g & \beta_d & Y \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E_g \\ E_d \\ \phi \end{Bmatrix} \quad \text{soit} \quad \begin{Bmatrix} S \\ I \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} D & \alpha \\ \beta & Y \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E \\ \phi \end{Bmatrix}. \quad (3.1)$$

Dans la définition (3.1) de la matrice mixte d'une cellule élémentaire, les coefficients r_g et r_d caractérisent la réflexion des ondes à gauche et à droite de la cellule respectivement, t_{gd} et t_{dg} les coefficients de transmission des ondes se propageant de la gauche vers la droite de la cellule et inversement. L'ensemble de ces coefficients forment la matrice de diffraction acoustique D . Les vecteurs α et β regroupent respectivement les termes de couplages électroacoustique et acoustoélectrique. Enfin le terme Y représente l'admittance élémentaire de la cellule.

En tenant compte de relations fondamentales telles que la conservation de l'énergie, la réciprocité des lois piézoélectriques [95] et la conservation de la charge électrique, le nombre de paramètres de la matrice mixte peut être sensiblement réduit. Ainsi, la matrice mixte peut être réécrite de la manière suivante :

$$\begin{Bmatrix} S_g \\ S_d \\ I \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} r_g & t & \alpha_g \\ t & r_d & \alpha_d \\ -\alpha_g & -\alpha_d & Y \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E_g \\ E_d \\ \phi \end{Bmatrix}. \quad (3.2)$$

Ces coefficients sont définis comme suit [94] [96] :

$$\begin{cases} t = \cos(\Delta)e^{-j\psi} \\ r_g = -j \sin(\Delta)e^{-j(\psi+\psi_r)} \\ r_d = -j \sin(\Delta)e^{-j(\psi-\psi_r)} \\ \alpha_g = j\sqrt{G} \left(\cos(\delta)e^{-j\frac{\Delta}{2}} + j \sin(\delta)e^{j\frac{\Delta}{2}} \right) e^{-j\frac{\psi+\psi_r}{2}} \\ \alpha_d = j\sqrt{G} \left(\cos(\delta)e^{-j\frac{\Delta}{2}} - j \sin(\delta)e^{j\frac{\Delta}{2}} \right) e^{-j\frac{\psi-\psi_r}{2}} \\ Y = G + jB \end{cases} \quad (3.3)$$

Dans les relations (3.3) :

- $\sin \Delta$ est le module du coefficient de réflexion élémentaire de l'onde sous l'électrode considérée.
- ψ est le déphasage de l'onde à travers la cellule considérée. Ce déphasage est supposé linéaire en fréquence de telle manière que le seul paramètre indépendant soit la vitesse de phase de l'onde V , sa lenteur s ou son nombre d'ondes k :

$$\psi = 2\pi \frac{fp}{V} = 2\pi fps = kp. \quad (3.4)$$

- ψ_r représente un déphasage entre les centres de transduction et de réflexion de la cellule.
- G traduit le couplage électromécanique de l'onde, également appelé conductance de rayonnement.
- B représente la susceptance élémentaire, définie comme la transformée de Hilbert de G telle que :

$$B = \mathcal{H}[G] = G \frac{\sin(\psi) - \sin(\Delta)}{\cos(\Delta) - \cos(\psi)} \quad (3.5)$$

– δ est un paramètre représentant la directivité d'émission de l'onde au sein de la cellule. Ces paramètres de propagation de l'onde peuvent être calculés à partir de la permittivité effective de surface ou de l'admittance harmonique (ou bien à partir de mesures effectuées sur des échantillons de test) selon les conditions à la surface. Les sections 3.1.2 et 3.1.3 qui suivent détaillent les opérations nécessaires à cette fin. Nous verrons dans la section 3.1.4 qu'il est possible de simuler le comportement de dispositifs complets à partir de matrices mixtes de cellules élémentaires.

3.1.2 Paramètres de propagation en surface homogène

La permittivité effective de surface [58], dont les propriétés sont décrites dans la section 2.1.3.3, permet d'identifier et de caractériser une onde couplée piézoélectriquement se propageant indépendamment de la distribution de charge surfacique. Son expression dans le domaine spectral est connue et peut être écrite sous la forme suivante :

$$\varepsilon_{eff}(s, f) = \varepsilon_r(f) + \varepsilon_a(s, f) \quad \text{avec} \quad \varepsilon_a = j\Gamma_m(f) \frac{|s|s_m(f)}{s^2 - s_m^2(f)} \quad (3.6)$$

Dans cette expression, ε_a traduit l'existence d'un pôle imaginaire sur la permittivité effective et ε_r correspond à un résidu regroupant l'ensemble des contributions de tous les autres phénomènes (diélectriques et autres phénomènes acoustiques couplés). Localement, autour du pôle, les variations de ce résidu sont négligeables et sa valeur tend vers la permittivité piézoélectrique de la structure ε_p pour des lenteurs quasi-nulles [32].

Si la surface d'excitation est complètement métallisée, la lenteur de l'onde est donnée par la position du pôle $s_m(f)$. L'amplitude de la permittivité effective est donnée par la force du pôle $\Gamma_m(f)$ directement reliée au couplage électromécanique. Les inconnues s_m , Γ_m et ε_m sont des fonctions dépendant de la fréquence. Leur détermination peut se faire numériquement en identifiant s et s_m au voisinage du pôle. L'équation (3.6) devient alors :

$$\varepsilon(s, f) = \varepsilon_r + j\Gamma_m(f) \frac{S_m}{S - S_m} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} S = s^2 \\ S_m = s_m^2(f) \end{cases} \quad (3.7)$$

Ainsi, dans le cas d'une propagation sous une surface court-circuitée, il est possible d'accéder à la lenteur dite métallisée s_m (en s.m⁻¹) de l'onde, son couplage électromécanique k_m^2 et ses pertes de propagation χ_m (en dB.λ⁻¹) en découlant comme suit :

$$s_m = \text{Re} \left[\sqrt{S_m} \right], \quad k_m^2 = \text{Re} \left[\frac{\Gamma_m}{\varepsilon_r} \right] \quad \text{et} \quad \chi_m = 40\pi \left| \frac{\text{Im} [S_m]}{\text{Re} [S_m]} \right| \log_{10}(e). \quad (3.8)$$

Le cas où la propagation s'effectue en surface libre est traité de manière analogue en étudiant l'inverse de la permittivité effective ε_{eff}^{-1} . Les algorithmes d'extraction sont alors similaires à ceux utilisés dans le cas d'une surface court-circuitée et la propagation de l'onde est alors caractérisée en termes de lenteur dite libre s_0 , de couplage électromécanique k_0^2 et d'atténuation χ_0 tels que :

$$s_0 = \text{Re} \left[\sqrt{S_0} \right], \quad k_0^2 = \text{Re} [\Gamma_0 \varepsilon_r] \quad \text{et} \quad \chi_0 = 40\pi \left| \frac{\text{Im} [S_0]}{\text{Re} [S_0]} \right| \log_{10}(e). \quad (3.9)$$

D'une manière générale, la lenteur libre est toujours plus faible que la lenteur métallisée. Lorsque l'onde considérée est faiblement sensible aux conditions électriques de surface, c'est-à-dire lorsque k_0^2 et k_m^2 sont équivalents, le couplage électromécanique K^2 d'une onde peut être défini par la formule suivante :

$$K^2 = 2 \frac{s_m - s_0}{s_0} = 2 \frac{V_0 - V_m}{V_m}. \quad (3.10)$$

Dans les dispositifs à ondes de surface tels que les filtres, il est fréquent de rencontrer des zones dans lesquelles la propagation des ondes s'établit en surfaces métallisée ou libre. Dans les deux cas, seule la propagation acoustique est considérée. Les termes de couplage et d'admittance sont imposés nuls car il n'y a ni génération ni détection d'ondes dans cet intervalle.

La matrice mixte d'un interstice de longueur d s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\begin{Bmatrix} S_g \\ S_d \\ I \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & t_{gap} & 0 \\ t_{gap} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E_g \\ E_d \\ \phi \end{Bmatrix}. \quad (3.11)$$

L'expression de t_{gap} diffère suivant que la propagation prend place en surface métallisée ou en surface libre :

$$t_{gap} = \exp \left[-j2\pi f s d \left(1 - j \frac{\chi}{40 \log_{10}(e)} \right) \right] \quad (3.12)$$

avec

$$\begin{cases} s = s_m \text{ et } \chi = \chi_m \text{ en surface métallisée,} \\ s = s_0 \text{ et } \chi = \chi_0 \text{ en surface libre.} \end{cases} \quad (3.13)$$

3.1.3 Paramètres de propagation sous un réseau périodique

Nous nous intéressons maintenant à la détermination des paramètres de propagation d'une onde sous un réseau d'électrodes périodique infini déposé en surface de propagation. Ces paramètres sont généralement calculés à partir de l'admittance harmonique [97]. La présence d'électrodes disposées périodiquement sur la surface influence la propagation des ondes. En effet, la variation d'impédances électrique et acoustique au niveau des bords des électrodes provoquent la réflexion d'une partie de l'onde électroacoustique. Lorsque toutes ces réflexions sont en phase, comme c'est le cas dans un réseau périodique d'électrodes à la condition de Bragg, pour la fréquence de synchronisme correspondant à une longueur d'onde égale à deux fois la période du réseau, l'onde est entièrement réfléchi par ce dernier. Ce phénomène, dit de Bragg, apparaît dans un intervalle de fréquence appelé « bande d'arrêt », centré autour de la fréquence de Bragg f_{Bragg} définie comme suit :

$$f_{Bragg} = \frac{V_\phi}{2p}. \quad (3.14)$$

La détermination de ces paramètres, à savoir, la vitesse de phase V_ϕ , le coefficient de réflexion Δ , la conductance de rayonnement G et le facteur de directivité δ , nécessite d'exprimer la contribution du mode à l'admittance harmonique sous une forme identifiable par ajustement paramétrique. Considérons l'expression de l'admittance harmonique suivante :

$$Y(fp, \gamma) = Y_r(fp) + \frac{F(fp)}{\eta - \eta_{cc}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} F(fp) = j2G \frac{\cos(\Delta) \sin(\psi) - \cos(2\delta) \sin(\Delta) \cos(\psi)}{\cos(\Delta) - \cos(\psi)}, \\ \eta = \cos(\pi\gamma)^2, \\ \eta_{cc} = \cos(\pi\gamma_{cc})^2 = \frac{\cos(\psi)}{\cos(\Delta)}. \end{cases} \quad (3.15)$$

Dans cette expression, F représente l'amplitude du pôle et Y_r l'admittance harmonique résiduelle contenant les contributions de tout ce qui ne correspond pas au pôle considéré. Le paramètre γ représente le nombre d'onde normalisé défini dans la section 2.1.3, γ_{cc} la position du pôle de l'admittance harmonique et η_{cc} le paramètre effectif de propagation du mode considéré. La courbe de dispersion du mode permet de mettre en évidence les bandes d'arrêt du réseau [97]. Dans le cas où $\gamma = 0,5$, l'excitation a lieu à la fréquence de Bragg, par conséquent l'entrée et la sortie de la bande d'arrêt correspondent au produit fréquence-période en respectant les conditions suivantes [75] :

$$\cos(2\pi\gamma_{cc}) = \frac{\cos(\psi)}{\cos(\Delta)} = -1 \quad \text{soit} \quad \begin{cases} \eta_{cc} = \cos(\pi\gamma_{cc})^2 = 0 \\ \psi_{cc} = k\pi \pm \Delta \quad \text{avec} \quad k \in \mathbb{Z} \end{cases} \quad (3.16)$$

Sous l'hypothèse de la phase constante, les paramètres de la matrice mixte sont constants dans la bande d'arrêt du réseau ($\eta_{cc} < 0$) et sont déterminés à partir des points d'entrée f_e et de sortie f_s de cette dernière. De cette manière, nous pouvons déterminer [75] :

- la vitesse de phase

$$V = (f_e + f_s)p, \quad (3.17)$$

- le coefficient de réflexion

$$|\Delta| = \pi \frac{f_s - f_e}{f_s + f_e}, \quad (3.18)$$

- la conductance de rayonnement

$$G = -j \frac{F(f_s) - F(f_e)}{\tan(\Delta)}, \quad (3.19)$$

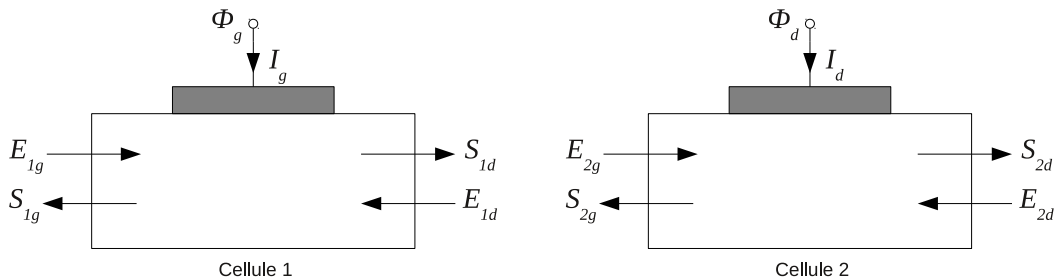


FIGURE 3.2 – Représentation de deux cellules de matrice mixte adjacentes

– le facteur de directivité

$$\delta = \frac{1}{2} \arccos \left(\frac{F(f_s) - F(f_e)}{F(f_s) + F(f_e)} \right). \quad (3.20)$$

Le seul paramètre de la matrice mixte qui n'est pas accessible via les courbes de dispersion est l'atténuation de l'onde. Fusero propose une méthode originale pour les estimer à partir de l'admittance harmonique [98]. Autour de la résonance, la susceptance passe par un maximum et un minimum respectivement aux fréquences f_b et f_h . Ces fréquences sont reliées aux pertes de propagation χ par la relation suivante :

$$\chi = 40\pi \log_{10}(e)^n \frac{f_b - f_h}{f_b + f_h}. \quad (3.21)$$

En dehors de la bande d'arrêt, le calcul des paramètres de propagation s'effectue de manière similaire, mais en supposant le coefficient de réflexion nul, ce qui simplifie considérablement les calculs [75]. En pratique, hors bande d'arrêt l'identification des paramètres de la matrice mixte est directement effectuée sur le paramètre fréquentiel f , alors que la condition de Bragg suppose l'identification pour chaque fréquence d'un $\eta_{cc} < 0$ ($\gamma_{cc} \in \mathbb{C}$).

3.1.4 Simulation de composants à ondes de surface

La simulation du comportement d'un dispositif complet consiste à déterminer sa matrice des admittances électriques $[Y]$ pour chaque point de fréquence. Dans un composant à ondes de surface, l'admittance peut être exprimée comme la somme d'une contribution électroacoustique $[Y_a]$ et d'une contribution diélectrique $[Y_c]$. Les deux parties qui suivent proposent une méthode pour calculer ces différentes contributions.

3.1.4.1 Calcul de la contribution électroacoustique par chaînage de matrices mixtes

Le calcul de la contribution électroacoustique à l'admittance s'effectue en chaînant les différentes cellules deux-à-deux dans un mécanisme de cascade [75]. Le schéma de la figure 3.2 illustre deux cellules de matrice mixte avec leurs différents paramètres en entrée et en sortie. Les matrices mixtes respectives des cellules 1 et 2 de la figure 3.2 sont définies de la manière qui suit :

$$\begin{Bmatrix} S_{1g} \\ S_{1d} \\ I_g \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{1g} & t_g & \alpha_{1g} \\ t_g & r_{2g} & \alpha_{2g} \\ -\alpha_{1g} & -\alpha_{2g} & Y_g \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E_{1g} \\ E_{1d} \\ \phi_g \end{Bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{Bmatrix} S_{2g} \\ S_{2d} \\ I_d \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{1d} & t_d & \alpha_{1d} \\ t_d & r_{2d} & \alpha_{2d} \\ -\alpha_{1d} & -\alpha_{2d} & Y_d \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E_{2g} \\ E_{2d} \\ \phi_d \end{Bmatrix} \quad (3.22)$$

Le chaînage de deux cellules s'effectue en considérant que l'amplitude de l'onde entrant dans une cellule correspond à l'amplitude de l'onde sortant de la cellule adjacente, et inversement. Cette condition peut être exprimée de la manière suivante :

$$\begin{cases} E_{2g} = S_{1d} \\ E_{1d} = S_{2g} \end{cases} \quad (3.23)$$

Il est ainsi possible d'obtenir la matrice mixte équivalente de deux cellules adjacentes. Les relations entre les matrices mixtes des deux cellules adjacentes et la matrice mixte résultante sont définies telles que :

$$\begin{Bmatrix} S_{1g} \\ S_{2d} \\ \{I\} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} r_g & t & \{\alpha_1\}^t \\ t & r_d & \{\alpha_2\}^t \\ -\{\alpha_1\} & -\{\alpha_2\} & [Y] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E_{1g} \\ E_{2d} \\ \{\phi\} \end{Bmatrix} \quad \text{avec} \quad \{I\} = \begin{Bmatrix} I_g \\ I_d \end{Bmatrix} \quad \text{et} \quad \{\phi\} = \begin{Bmatrix} \phi_g \\ \phi_d \end{Bmatrix} \quad (3.24)$$

Avec

$$r_1 = r_{1g} + \frac{r_{1d}t_g^2}{\Delta_r}; \quad r_2 = r_{1d} + \frac{r_{2g}t_d^2}{\Delta_r}; \quad t = \frac{t_g t_d}{\Delta_r} \quad \text{où} \quad \Delta_r = 1 - r_{1d}r_{2g} \quad (3.25)$$

$$\{\alpha_1\} = \begin{Bmatrix} \alpha_{1g} + \frac{t_g r_{1d} \alpha_{2g}}{\Delta_r} \\ \frac{t_g \alpha_{1d}}{\Delta_r} \end{Bmatrix} \quad \{\alpha_2\} = \begin{Bmatrix} \frac{t_d \alpha_{2g}}{\Delta_r} \\ \alpha_{2d} + \frac{t_d r_{2g} \alpha_{1d}}{\Delta_r} \end{Bmatrix} \quad (3.26)$$

$$[Y_a] = \begin{bmatrix} Y_g - \frac{r_{1d} \alpha_{2g} \alpha_{2g}}{\Delta_r} & -\frac{\{\alpha_{2g}\} \alpha_{1d}}{\Delta_r} \\ -\frac{\{\alpha_{1d}\} \alpha_{2g}}{\Delta_r} & Y_d - \frac{r_{2g} \alpha_{1d} \alpha_{1d}}{\Delta_r} \end{bmatrix} \quad (3.27)$$

3.1.4.2 Calcul de la contribution diélectrique

D'un point de vue électrique, un composant à ondes de surface se comporte avant tout comme un élément capacitif. Sa contribution diélectrique peut donc se mettre sous la forme :

$$[Y_c] = j[C]\omega \quad (3.28)$$

où $[C]$ est la matrice des capacités mutuelles reliant les différents ports du dispositif. Pour une structure d'électrodes périodique infini, la contribution diélectrique dépend de la permittivité piézoélectrique ε_p du dispositif et s'exprime d'après Ingebringsten [58] comme suit :

$$Y_c(fp, \gamma) = 2jW\omega\varepsilon_p \sin(\pi\gamma) \frac{P_{\gamma-1}(\cos(\pi a/p))}{P_{\gamma-1}(-\cos(\pi a/p))}, \quad (3.29)$$

où W représente l'ouverture acoustique du dispositif et où P_γ est la fonction de Legendre associée au nombre d'onde normalisé γ . La capacité mutuelle entre deux électrodes m et n ne dépend que de la différence d'indices $q = |m - n|$ et chaque terme peut s'exprimer de la manière suivante [75] :

$$C_q = 4\varepsilon_p W \int_0^1 \sin(\pi\gamma) \frac{P_{-\gamma}(\cos(\pi a/p))}{P_{-\gamma}(-\cos(\pi a/p))} \cos(2\pi q\gamma) d\gamma. \quad (3.30)$$

Ce modèle suppose des électrodes sans masse. L'approche peut se généraliser en considérant la surcharge massique d'un point de vue purement mécanique et en conservant les conditions aux limites électriques d'électrodes infiniment fines. Sous couvert d'épaisseur d'électrodes d'épaisseur négligeable devant la longueur d'onde (h/λ inférieur à quelque pour-cents), cette hypothèse se révèle efficace bien que fausse.

3.2 Etude et réalisation d'un filtre à couplage acoustique longitudinal

Cette section traite de l'étude et de la réalisation d'un filtre à couplage acoustique longitudinal, de bande passante inférieure à 500 ppm, centrée aux alentours du gigahertz. Ce travail a été motivé par un besoin de la société AR Electronique de filtrer le signal de sortie d'une série d'oscillateurs afin d'améliorer leur pureté spectrale au-delà de quelques centaines de ppm de la porteuse du signal.

Dans la première, partie nous expliquons les principes sur lesquels se fonde le fonctionnement d'un tel filtre et en quoi il constitue une solution de filtrage intéressante pour l'application visée. La deuxième partie traite de la conception du filtre en tenant compte de la spécification qu'impose l'application du filtre. Nous précisons également les hypothèses considérées pour le dimensionnement du filtre. Nous avons fabriqué puis caractérisé sur tranche les configurations qui nous semblaient dignes d'intérêt. Quelques échantillons ont été découpés et mis en boîtier pour subir des tests sur le produit final.

3.2.1 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement de ce filtre se fonde sur l'échange d'énergie acoustique entre deux cavités résonantes. Un schéma détaillé d'une telle architecture est donné sur la figure 3.3. Ce type de filtre se présente sous la forme d'un quadripôle, avec un transducteur d'entrée et un transducteur de sortie. Des réseaux d'électrodes, généralement reliés à la masse, sont placés de part et d'autre des transducteurs ; ils ont pour fonction de réfléchir les ondes électroacoustiques dans une certaine bande de fréquence. Les réseaux placés aux deux extrémités sont conçus pour confiner l'énergie acoustique à l'intérieur du dispositif ; ils doivent donc présenter un coefficient de réflexion maximal (proche de 100 %). Le réseau placé entre les deux transducteurs n'est quant à lui que partiellement réfléchissant. L'ensemble se comporte alors comme un résonateur fonctionnant sur deux modes de fréquence plus ou moins proches selon le couplage entre les deux cavités correspondant ici aux transducteurs. Ce dernier étant directement proportionnel à la réflectivité du réseau central, il dépend donc du nombre d'électrodes dans ce réseau. Lorsque le couplage acoustique entre les deux cavités est du même ordre de grandeur que le coefficient de couplage électromécanique de l'onde exploitée, il devient possible de structurer la fonction de transfert d'un filtre passe bande et de minimiser les pertes d'insertion dans la bande passante.

Les paragraphes qui suivent décrivent plus en détail les éléments structurant le filtre.

Considérations sur les miroirs : Le rôle des miroirs consiste à réfléchir au maximum les ondes acoustiques à l'intérieur du dispositif, de manière à minimiser les pertes et à maximiser la durée de la réponse impulsionnelle du filtre. La période des miroirs est choisie de telle sorte que sa réflectivité soit maximale à la fréquence centrale du filtre. Théoriquement, ce maximum s'établit à la fréquence de Bragg du miroir. En pratique la fréquence centrale du filtre et la fréquence de Bragg des miroirs sont donc confondues.

La réflectivité des miroirs dépend à la fois du coefficient de réflexion par électrode et du nombre d'électrodes composant le miroir. Le premier détermine la largeur de la bande d'arrêt du miroir via la formule (2.4) et les deux coefficients déterminent le cintrage de la fonction de réflexion du miroir. Les figures 3.4.(a) et 3.4.(b) illustrent les effets du coefficient de réflexion et du nombre d'électrodes sur la fonction de réflexion.

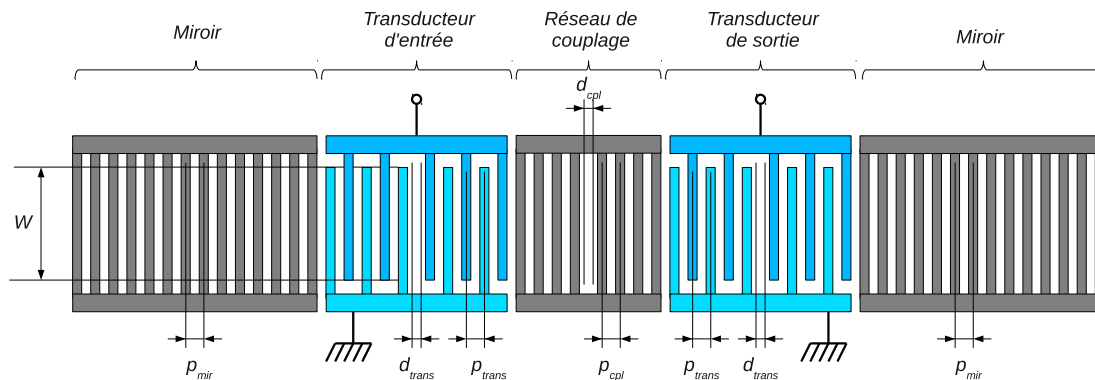


FIGURE 3.3 – Schéma d'un filtre résonnant à couplage longitudinal représenté avec ses différents paramètres

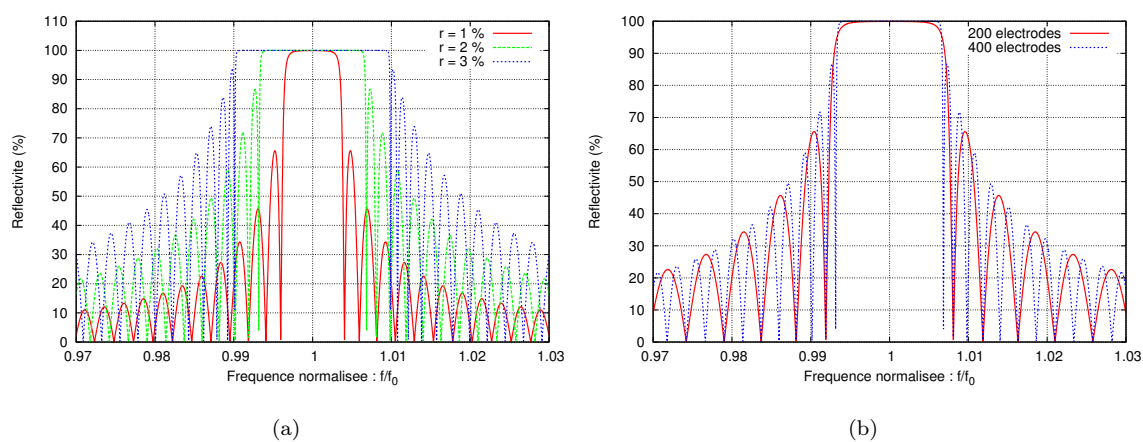


FIGURE 3.4 – Illustration des effets du coefficient de réflexion (a) et du nombre d'électrodes (b) sur la fonction de réflexion d'un miroir de Bragg calculée à partir d'un modèle de matrice mixte pour une coupe de quartz (YXl)/32°

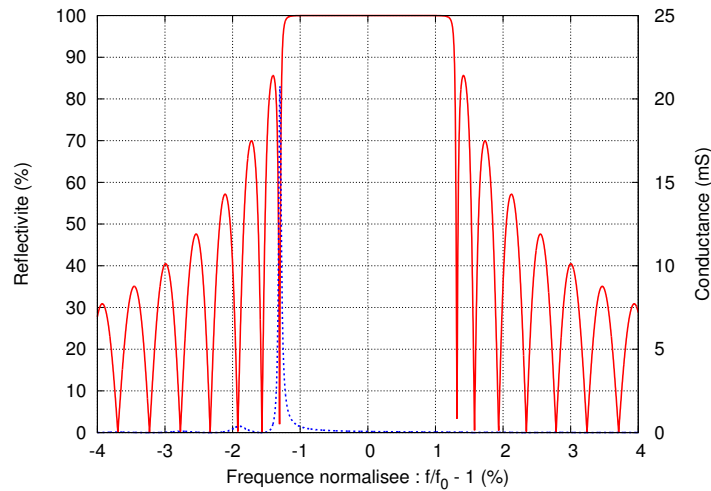


FIGURE 3.5 – Fonction de réflexion (en rouge) et conductance (en bleu) d'un transducteur exploitant l'onde de Rayleigh d'une coupe de quartz (YXl)/32°, calculée à partir d'un modèle de matrice mixte

Sur quartz en coupe AT et assimilées, le coefficient de réflexion par électrode est, typiquement de 1 à 2 % pour des épaisseurs de métallisation relatives de même ordre. Cela donne lieu à des miroirs ayant des bandes de fréquences d'arrêt de largeurs similaires. Il est nécessaire de disposer de plusieurs centaines d'électrodes pour obtenir une réflectivité proche de 100 % et un cintrage maximal.

Considérations sur le réseau de couplage : Le réseau de couplage est un miroir partiellement réfléchissant placé entre les transducteurs d'entrée et de sortie. Il sépare ainsi le filtre en deux cavités pouvant échanger de l'énergie. Le pas dans ce réseau est souvent le même que dans les miroirs pour forcer un régime évanescent à la fréquence de synchronisme. La fonction de réflexion de ce réseau agit comme un « filtre » sur les ondes issue des transducteurs d'entrée et sortie. Elle module ainsi la quantité d'énergie échangée entre les deux cavités.

Considérations sur les transducteurs : Comme les miroirs, les transducteurs à deux électrodes par longueur d'onde présentent une fonction de réflexion dont la bande d'arrêt est centrée autour de leur fréquence de Bragg. En raison de ce phénomène, le synchronisme, traduit par un maximum sur la conductance, s'établit en entrée ou en sortie de bande d'arrêt, voire les deux à la fois, en fonction de la directivité d'émission du mode exploité. La figure 3.5 illustre ce phénomène.

La période dans les transducteurs est alors choisie de manière à ce que leur fréquence de synchronisme soit comprise dans la bande d'arrêt des miroirs. L'ensemble du réseau constituant le filtre se comporte alors comme un guide d'ondes dispersif, donnant naissance à deux modes satisfaisant les conditions aux limites de fréquence plus ou moins proche, permettant de structurer une bande passante.

Le nombre d'électrodes dans les transducteurs et leur ouverture déterminent directement leur capacité statique, leur résistance électrique, leur conductance de rayonnement et donc leur impédance électrique. Ces deux paramètres sont généralement choisis en fonction

des impédances d'entrée-sortie recherchées. Néanmoins ce choix doit tenir compte de certaines contraintes. Pour limiter la sensibilité des transducteurs aux capacités parasites qui réduisent artificiellement le couplage électromécanique, un nombre minimum d'électrodes s'avère nécessaire. Pour le mode de Rayleigh d'une coupe de quartz, ce nombre est typiquement d'une centaine d'électrodes. Afin de limiter les potentiels effets de la diffraction, les transducteurs doivent présenter une ouverture minimale. Ce minimum dépend de l'application visée. L'ouverture typique d'un transducteur est fixée à une quarantaine de longueurs d'ondes élastiques mais cette valeur peut s'avérer bien plus faible (éléments d'impédance de filtres RF, $10 - 20 \lambda$) ou au contraire dépasser largement les 50λ (résonateurs pour oscillateurs).

3.2.2 Conception

3.2.2.1 Spécification du filtre

Les principales contraintes auxquelles doit répondre le filtre sont essentiellement focalisées sur la fréquence et la bande passante. L'application visée par ce filtre exige une bande passante inférieure à 500 ppm de sa fréquence centrale, située aux alentours du gigahertz. Les pertes d'insertion devront être inférieures à 5 dB et un niveau de rejet de 30 dB est requis de plus ou moins 1 MHz de la fréquence centrale à plus ou moins 100 MHz. La puissance admissible à l'entrée du filtre doit être de 20 dBm au minimum. Les caractéristiques du filtre sont spécifiées pour des impédances d'entrée-sortie de 50 ohms. Enfin, la température de fonctionnement du dispositif se situe dans la gamme $[-55; +95]$ °C. La spécification précise que le système dans lequel sera intégré le filtre est maintenu à une température de 40 °C environ.

3.2.2.2 Expérience préliminaire

Des travaux préliminaires ont donné lieu à la réalisation de deux filtres à couplage acoustique longitudinal, à une fréquence relativement proche de celle spécifiée dans notre cas, avec des largeurs de bandes similaires. Cette spécificité et les informations qui ont été capitalisées grâce à cette expérience nous donnent une base solide pour la conception d'un nouveau filtre.

Les filtres dont les éléments structurels de base sont résumés dans le tableau 3.1, exploitent le mode de Rayleigh de la coupe (YX1)/36° du quartz. La principale différence entre ces deux versions réside dans leurs ouvertures qui diffèrent d'un facteur quatre. Ainsi nous désignons par « filtre A1 » le filtre de plus grande ouverture et par « filtre B1 » le filtre de moins grande ouverture. Leurs fonctions de transfert respectives sont exposées sur les figures 3.6.(a) et 3.6.(b). Ces dernières permettent d'illustrer la réponse en fréquence d'un filtre de type LCRF, avec un maximum de transmission à l'entrée de la bande d'arrêt du transducteur, une bande de fréquence fortement rejetée, traduisant la bande d'arrêt sur cet intervalle et une remontée allant jusqu'à -22 dB pour le filtre A1, qui caractérise la sortie de la bande d'arrêt du transducteur.

Les caractéristiques spectrales essentielles des deux filtres sont résumées dans le tableau 3.2.

Les pertes d'insertion et le niveau de rejet, notamment dû au niveau de transmission en sortie de bande d'arrêt, nous poussent à écarter d'emblée l'idée de transposer ces configurations de filtres à la fréquence qui nous intéresse. Néanmoins, ces filtres constituent un

	Filtre A1	Filtre B1
Nb. électrodes dans les transducteurs	80	80
Pas dans les transducteurs (p_{trans})	p_{A1}	p_{B1}
a/p dans les transducteurs	0,5	0,7
Nb. électrodes dans les miroirs	400	400
Pas dans les miroirs (p_{mir})	$1,01p_{A1}$	$1,015p_{B1}$
a/p dans les miroirs	0,5	0,7
Nb. électrodes dans le réseau de couplage	240	250
Pas dans le réseau de couplage (p_{cpl})	$1,01p_{A1}$	$1,015p_{B1}$
a/p dans le réseau de couplage	0,5	0,7
Ouverture acoustique (W)	$600p_{A1}$	$150p_{B1}$
Epaisseur de métal (h/λ)	1,76 %	1,76 %

TABLE 3.1 – Eléments structurels de deux filtres à couplage acoustique longitudinal exploitant les ondes de Rayleigh de la coupe (YXl)/36° du quartz

	Filtre A1	Filtre B1
Fréquence centrale	f_{A1}	f_{B1}
Bande passante	450 ppm de f_{A1}	250 ppm de f_{B1}
Pertes d'insertion	8,3 dB	8,4 dB
Niveau rejeté	14,9 dB	20,6 dB

TABLE 3.2 – Résumé des caractéristiques spectrales des filtres A1 et B1

point de départ intéressant pour la conception d'un nouveau filtre.

L'analyse de la fonction de transfert des filtres A1 et B1 par ajustement de leurs paramètres de matrice mixte nous permet notamment d'extraire le paramètre d'atténuation. La connaissance de ce dernier nous permet de constituer des hypothèses solides en vue de la conception d'un nouveau filtre.

Nous relevons la présence de perturbations dans la bande de transition supérieure de la fonction de transfert du filtre B1. Ces perturbations sont la manifestation de modes dits « transverses ». Ils résultent de l'étalement du champ acoustique selon l'ouverture, cohérent à certaines fréquences. Ces phénomènes ne sont pas pris en compte dans le modèle de matrice mixte standard, ils ne sont donc pas visibles sur la fonction de transfert théorique. Leur étude et leur modélisation fera l'objet de la section 3.3. Bien que, dans le cas présent, leur effet ne dégrade pas les caractéristiques du filtre, nous tenterons de les neutraliser lors d'une nouvelle conception. A ce propos, le choix d'une ouverture acoustique de quelques centaines de longueur d'onde, comme pour le filtre A1, au lieu de quelques dizaines de longueurs d'onde, comme pour le filtre B1, semble une méthode efficace pour limiter les effets de ces modes sur la fonction de transfert du filtre.

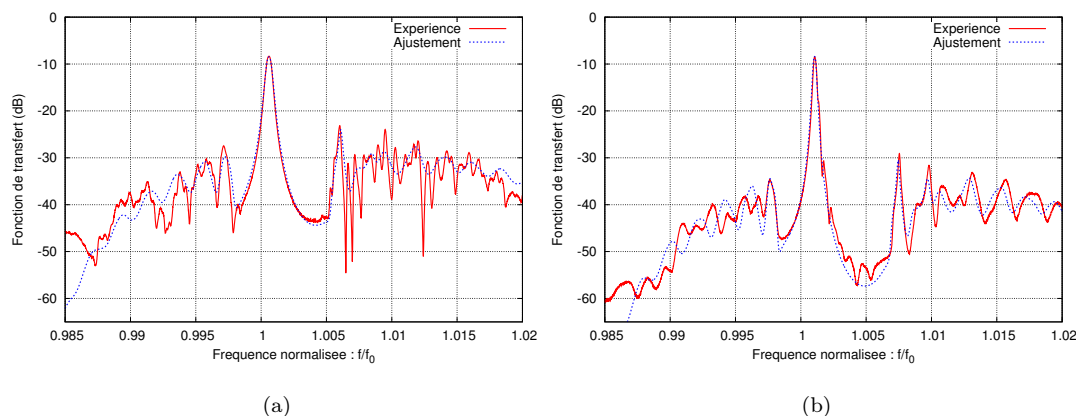


FIGURE 3.6 – Fonctions de transfert de filtres à couplage acoustique longitudinal de bande passante 450 ppm (a) et 220 ppm (b), réalisés sur tranches de quartz d'orientation $(YXl)/36^\circ$, superposées avec leur caractéristique de transfert théorique résultant d'un ajustement paramétrique de leur modèle de matrice mixte

3.2.2.3 Choix d'un matériau et d'un point de fonctionnement

La réalisation d'une bande passante par couplage de modes réclame que l'écart entre leurs fréquences de résonance f_r et d'antirésonance f_a permet de couvrir la bande passante à réaliser. Cet écart est directement lié au coefficient de couplage électromécanique de l'onde exploitée :

$$K^2 = \frac{f_a^2 - f_r^2}{f_a^2}. \quad (3.31)$$

Dans notre cas, le quartz s'avère le matériau le plus à même à remplir les objectifs en termes de bande passante ($< 0,1\%$) et de dérive de fréquence minimale dans la gamme de température considérée. En effet, il offre la possibilité d'exploiter une onde de Rayleigh présentant un coefficient de couplage électromécanique de l'ordre de $0,1\%$ et est naturellement compensé des effets de température, donnant lieu à une température d'inversion dans la gamme thermique d'intérêt. Ce choix est conforté par les résultats obtenus avec les filtres A1 et B1 sur une coupe $(YXl)/36^\circ$ de quartz, qui démontrent la faisabilité d'un filtre avec la bande passante désirée.

Le coefficient de sensibilité à la température et la température correspondant au point d'inversion de la loi fréquence-température dépendent de l'orientation cristalline choisie. Le tableau 3.3 donne des exemples de quelques coupes de quartz avec leurs caractéristiques associées à l'onde de Rayleigh.

La présence d'un point d'inversion de la loi fréquence-température du mode est particulièrement appréciable car elle constitue un point où la sensibilité est minimale. Il convient généralement de choisir ce point au centre de la gamme de température dans laquelle le composant sera amené à fonctionner. De cette manière, une variation thermique positive ou négative entraînera une variation de fréquence négative uniquement dans le cas présent, minimisant l'excursion spectrale correspondante.

Dans le cas présent, il est prévu que le système soit maintenu autour de 40°C . Bien que cette température ne corresponde pas au centre de la gamme de température de fonction-

Coupe	(YXl)/30°	(YXl)/32°	(YXl)/34°	(YXl)/36°
Température d'inversion (°C)	76	57	39	23
CTF (ppb.K ⁻²)	-37	-38	-40	-41
K ² (%)	0,138	0,135	0,132	0,129
Réflexion (%)	1,246	1,237	1,225	1,209
Vitesse (m.s ⁻¹)	3133	3134	3136	3137

TABLE 3.3 – Caractéristiques de l'onde de Rayleigh sous réseau périodique d'électrodes à la condition de Bragg pour différentes coupes de quartz (valeurs obtenues pour un taux de métallisation a/p de 0,5 et un h/λ de 2 %)

nement, il est intéressant de choisir une coupe de matériau et un point de fonctionnement (a/p et h/λ) correspondant à un point d'inversion situé aux alentours de 40 °C. Les figures 3.7.(a) et 3.7.(b) donnent l'évolution des caractéristiques de la sensibilité en température pour une coupe de quartz orientée (YXl)/32° en fonction des paramètres a/p et h/λ . Ces courbes montrent l'existence de points de fonctionnement correspondant à un point d'inversion à 40 °C. D'autre part, compte tenu des pertes d'insertion à atteindre, nous cherchons à limiter les pertes résistives. Le choix d'un point de fonctionnement correspondant à un rapport h/λ d'environ 3 % et d'un taux de métallisation de 0,5 permet d'une part de s'assurer d'un point d'inversion de la loi fréquence-température à 40 °C et de limiter les pertes résistives dans les électrodes d'autre part.

Hormis les critères qu'ils remplissent, ces choix présentent plusieurs avantages. D'abord, comme le montre le tableau 3.3 la coupe (YXl)/32° présente un couplage électromécanique légèrement supérieur à celui de la coupe (YXl)/36° utilisée pour la réalisation des filtres A1 et B1. Ceci permet potentiellement d'améliorer le niveau de transmission dans la bande passante. Ensuite, le coefficient de réflexion par électrode de la coupe (YXl)/32° est légèrement plus élevé que sur une coupe (YXl)/36°, ce qui améliorera le fonctionnement des miroirs (bande d'arrêt plus large), d'autant plus avec un rapport h/λ de 3 %. Enfin, le choix d'un rapport de métallisation aux alentours de 0,5 place le filtre dans des conditions de réalisation technologiques favorables.

3.2.2.4 Etude et choix des paramètres du filtre

Transposition : La transposition directe des structures des filtres A1 et B1 à la nouvelle fréquence et sur la nouvelle coupe, avec le point de fonctionnement choisi, entraîne une modification notable de leur fonction de transfert. L'impact le plus important est lié au coefficient de réflexion. En effet, son augmentation induite par celle de la hauteur de métal modifie notablement la fonction de réflexion du réseau de couplage. L'excès de réflexion engendré réduit notablement le couplage entre les transducteurs d'entrée et de sortie, induisant des pertes d'insertion supplémentaires par rapport aux premiers filtres. Afin d'ajuster le couplage entre les deux transducteurs à un niveau proche du couplage électromécanique de l'onde de Rayleigh, nous réduisons de près d'une centaine le nombre d'électrodes dans le réseau de couplage. Nous notons A2 et B2 les évolutions respectives des filtres A1 et B1. Leur fonction de transfert est donnée sur la figure 3.8.

Le niveau de perte sur la configuration A2 est notable, avec 5,1 dB de pertes d'insertion

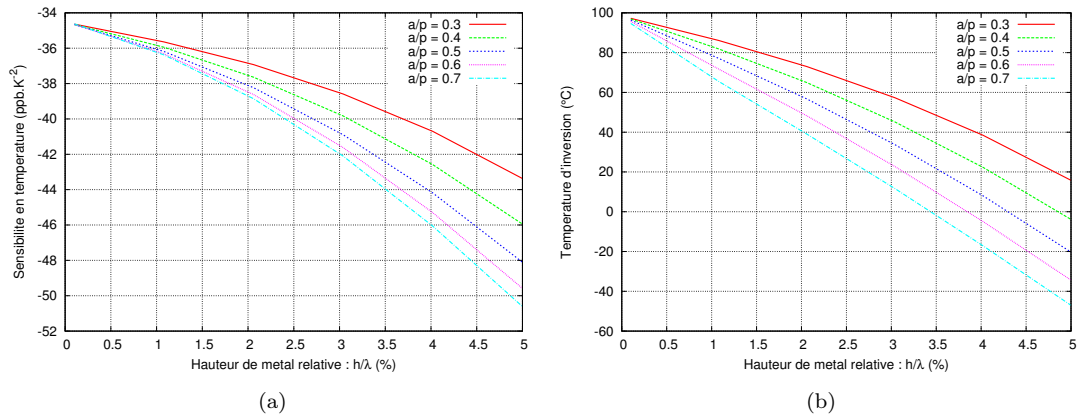


FIGURE 3.7 – Caractéristiques de la loi de sensibilité en température de l'onde de Rayleigh pour une coupe (YXl)/32° de quartz en fonction des dimensions des électrodes

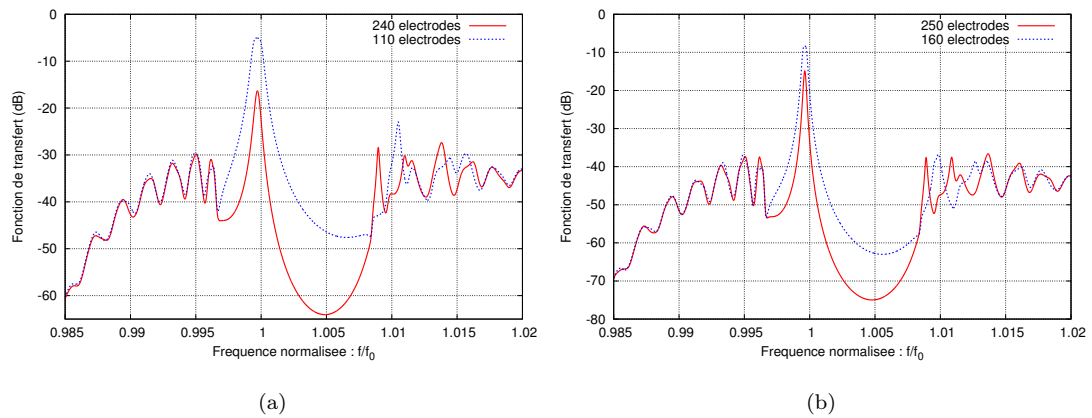


FIGURE 3.8 – Fonctions de transfert des configuration de filtre A1 (a) et B1 (b) après transposition au point de fonctionnement $h/\lambda=3$ % sur coupe (YXl)/32° (en rouge) et des configurations A2 et B2 obtenues après réduction du nombre d'électrodes dans le réseau de couplage (en bleu)

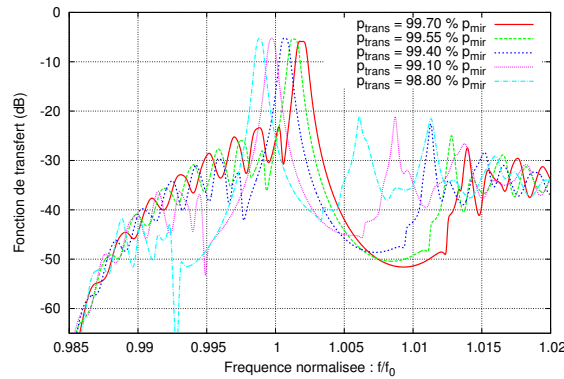


FIGURE 3.9 – Fonctions de transfert de la configuration A2 pour différentes périodes dans les transducteurs

environ, soit 3 dB de mieux que sur la version A1. De même, le niveau de rejet est légèrement augmenté mais reste modeste vis-à-vis de la spécification, notamment en raison du niveau de transmission en sortie de bande d'arrêt (-23 dB). La configuration B2 montre une nette amélioration du niveau de rejet avec pas loin de 29 dB contre 20,6 dB précédemment. Néanmoins, les pertes d'insertion restent égales à 8,1 dB, à comparer aux 5 dB visés.

Amélioration : Une idée pour réduire le niveau de transmission en sortie de bande d'arrêt de la configuration A2 consiste à jouer sur le pas dans les transducteurs afin de décaler sa fonction de réflexion par rapport à celle des miroirs, de telle sorte que la sortie de la bande d'arrêt des transducteurs coïncide avec un point où la réflexion est minimale dans les miroirs. La figure 3.9 illustre les effets d'une variation de la période de quelques ‰ dans les transducteurs sur la fonction de transfert de la configuration A2.

Nous constatons qu'une réduction de la période dans les transducteurs s'accompagne d'une hausse du niveau de transmission en sortie de bande d'arrêt, pénalisant le niveau de rejet du filtre. Inversement, une augmentation de la période dans les transducteurs entraîne une diminution du niveau de transmission en sortie de bande d'arrêt, mais une augmentation en entrée. Nous trouvons un compromis entre ces deux tendances pour une période dans le transducteur égale à 99,55 % de la période dans les miroirs, avec 20 dB de niveau de rejet, ce qui nous place à 10 dB de la spécification.

L'effet d'un déphasage induit par l'ajout d'un espace de propagation libre, de largeur égale à un quart de la longueur d'onde, au centre des transducteurs (noté d_{trans} sur le schéma de la figure 3.3) est plus convaincant. Moyennant quelques ajustements sur la période et la longueur du réseau de couplage, nous obtenons une configuration de filtre qui nous semble intéressante. Nous nommons A3 cette évolution de la configurations A2. La figure 3.11 montre la fonction de transfert de la configuration en question. Le niveau de rejet approche les 24 dB et les pertes d'insertion se situent entre 5 et 6 dB (5,7 dB).

Nous appliquons la même démarche à partir de la configuration du filtre B1 et obtenons une déclinaison B3 dont la caractéristique de transfert est exposée sur la figure 3.12. Dans ce cas les pertes d'insertion sont légèrement plus élevées avec 6,2 dB et le niveau de rejet entre 23,5 et 24 dB.

D'autre part, nous avons conçu une troisième configuration de filtre que nous notons C3.

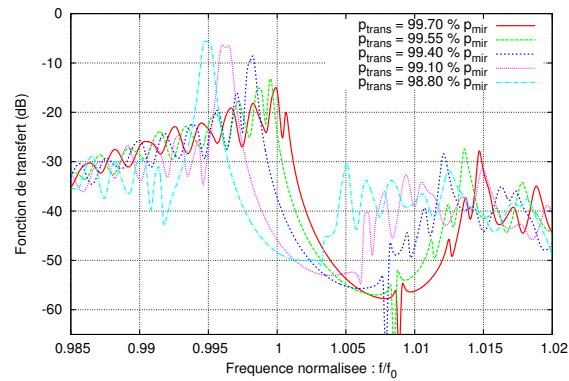


FIGURE 3.10 – Fonctions de transfert de la configuration A2 pour différentes périodes dans les transducteurs, avec insertion d'un espace de propagation libre au centre des transducteurs

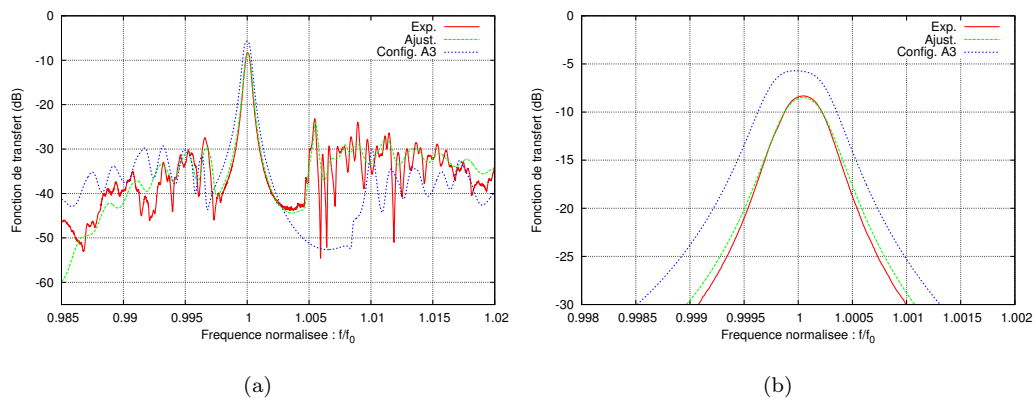


FIGURE 3.11 – Fonction de transfert théorique du filtre A3 (en bleu) superposée avec les fonctions de transfert mesurée (en vert) et théorique (en rouge) du filtre A1 (a), et vue agrandie sur leur bande passante (b)

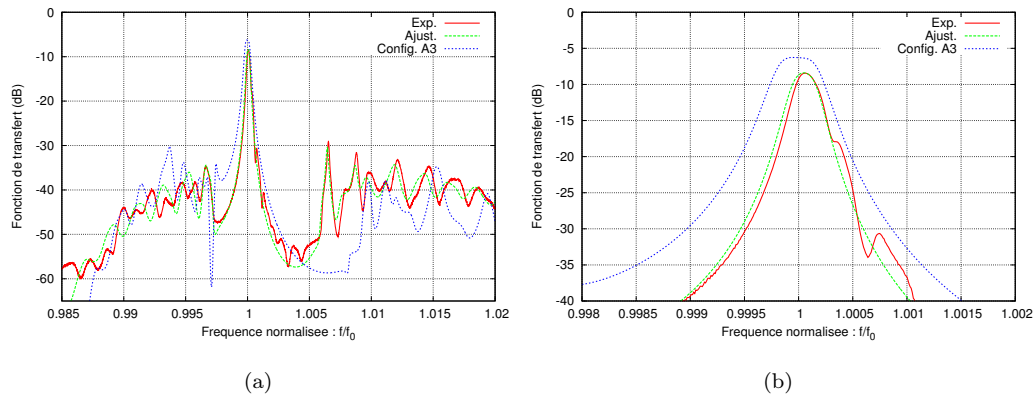


FIGURE 3.12 – Fonction de transfert théorique du filtre A3 (en bleu) superposée avec les fonctions de transfert mesurée (en vert) et théorique (en rouge) du filtre B1 (a), et vue agrandie sur leur bande passante (b)

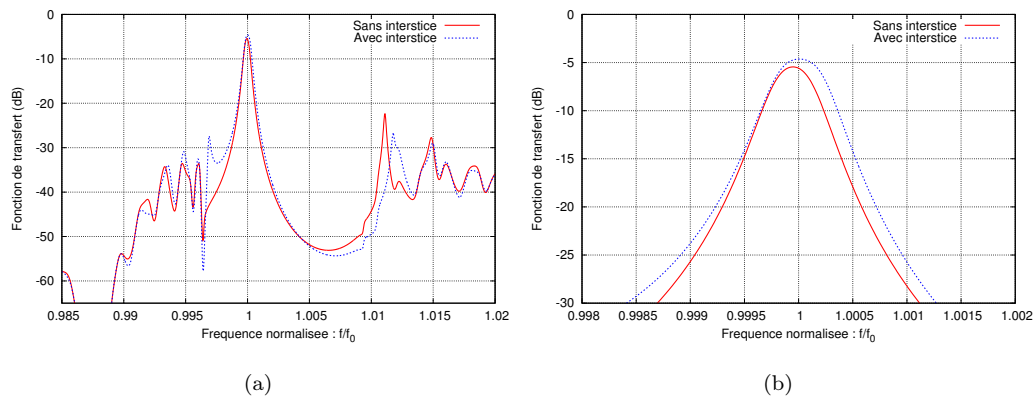


FIGURE 3.13 – Illustration de l'effet d'un espace de propagation libre, inséré au centre du réseau de couplage, sur la fonction de transfert du filtre C3 (a) et grossissement sur la bande passante (b)

Il s'agit d'une configuration intermédiaire d'ouverture égale à 185 longueurs d'ondes environ. Elle exploite un point de fonctionnement correspondant à une hauteur de métal légèrement supérieure à 3,1 %. L'utilisation d'un tel point de fonctionnement vise à limiter les pertes ohmiques afin de réduire les pertes d'insertion à moins de 5 dB.

Contrairement aux filtres A3 et B3, ses transducteurs ne présentent pas d'interstices de propagation libre. En revanche, un tel interstice, de largeur égale à une longueur d'onde, est inséré au centre du réseau de couplage. La figure 3.13 montre l'effet de l'ajout d'un tel élément sur la fonction de transfert.

Avant l'ajout d'un interstice, les pertes d'insertion sont supérieures à 5 dB. Après ajout, les pertes sont inférieures à 5 dB. L'ajout d'un espace de propagation libre, à l'intérieur du réseau de couplage entraîne un gain de rejet (22,4 dB contre 16,9 dB initialement), mais le plus spectaculaire concerne les pertes d'insertion, pour lesquelles nous gagnons pratiquement 1 dB.

Nous disposons ainsi de trois configurations de filtres différentes dont les caractéristiques

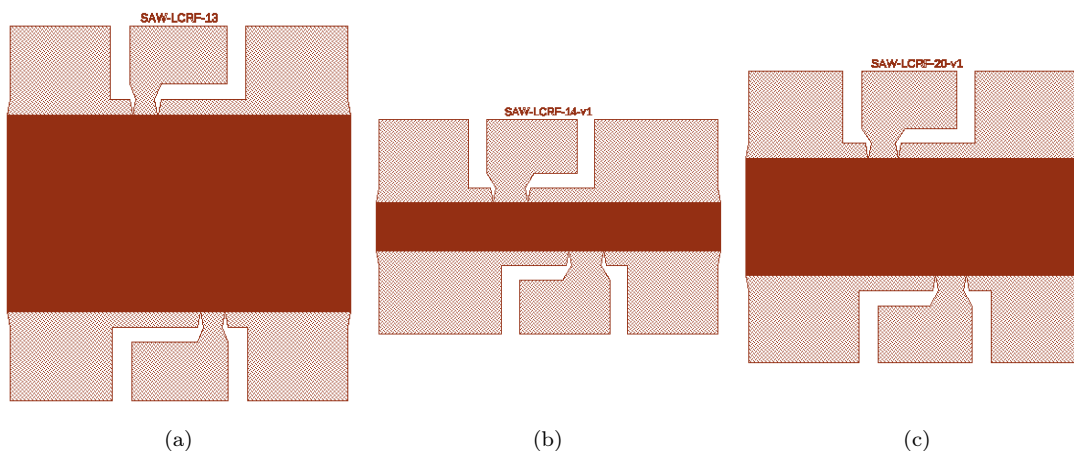


FIGURE 3.14 – Vue d'ensemble des différentes versions de filtres retenues : filtre A3 (a), filtre B3, filtre C3

spectrales sont résumées dans le tableau 3.4. Une différence notable entre ces trois configurations réside dans leurs ouvertures acoustiques. Compte tenu des observations faites à la section 3.2.2.2, indiquant la présence de modes transverses dans les filtres B1, nous proposons deux méthodes originales pour tenter de neutraliser ces modes dans les nouvelles configurations.

Comme le filtre A1, le filtre A3 présente une ouverture relativement large ($> 300 \lambda$). Nous supposons que cette condition suffit à neutraliser les effets transverses. En effet, nous multiplions ainsi le nombre de modes transverses possibles pour un coefficient de couplage électromécanique inchangé. L'énergie disponible pour chaque mode est alors notablement réduite.

Les filtres B3 et C3, d'ouverture plus faible que le précédent, sont déclinés respectivement en deux et trois versions. Sur la première version, nous proposons de modifier la morphologie des bus métalliques dans les transducteurs, en définissant un profil de forme aléatoire, comme le montre la figure 3.15.(b), le but étant d'empêcher toute cohérence du champ acoustique dans la direction transverse. L'autre version présente des transducteurs dont l'ouverture varie suivant une fonction valeur absolue d'un sinus ou d'un cosinus (apodisation). La figure 3.15.(c) montre l'allure d'une telle apodisation. Afin de ne pas affecter la réponse du filtre de manière significative, ces variations n'excèdent pas 5 % de l'ouverture nominale.

Enfin, une version présentant des transducteurs de forme classique est définie. Une vue agrandie sur l'un de ses transducteur est exposée sur la figure 3.15.(a). Cette version nous servira d'élément de référence.

3.2.3 Fabrication sur tranche

Les motifs présentés en figure 3.14 ont été gravés sur un réticule de photorépéteur et les filtres correspondant fabriqués en salle-blanche. Compte tenu de la dimension des périodes des réseaux inférieure à $2 \mu\text{m}$, les largeurs d'électrodes correspondantes sont inférieures à $1 \mu\text{m}$. Avec les équipements dont nous disposons, seule une filière dite de « lift-off » associée à une méthode de photolithographie par photoréduction permettent de réaliser des motifs

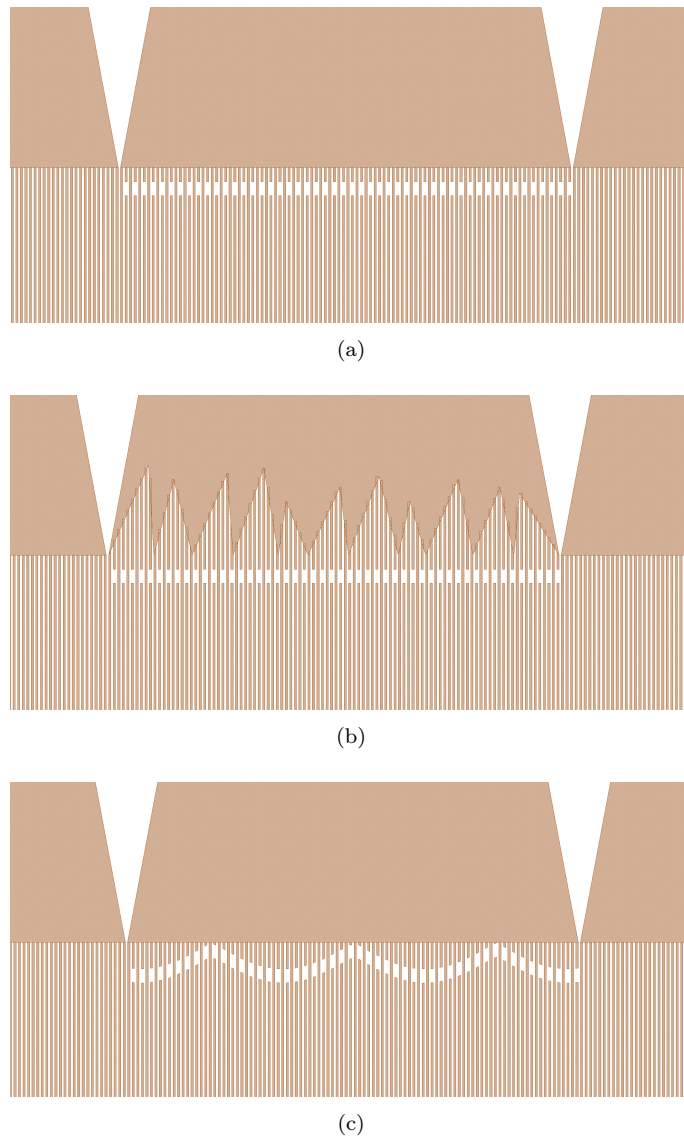


FIGURE 3.15 – Vue extraite du dessin d'ensemble des filtres montrant les différentes variantes de transducteurs proposées pour tenter de neutraliser les effets transverses : version classique (a), version à largeur de bus variable (b), version à ouverture variable (c)

	Filtre A3	Filtre B3	Filtre C3
Fréquence centrale	f_{A3}	f_{B3}	f_{C3}
Bande passante	630 ppm de f_{A3}	460 ppm de f_{B3}	540 ppm de f_{C3}
Pertes d'insertion	5,7 dB	6,1 dB	4,6 dB
Niveau rejeté	23,6 dB	24,1 dB	21,7 dB

TABLE 3.4 – Tableau récapitulant les caractéristiques spectrales des différentes configurations de filtres retenues

de telles dimensions avec un rendement conforme aux standards industriels. Dans cette partie, nous décrivons les méthodes et les moyens mis en œuvre pour la réalisation des filtres présentés dans la section précédente.

3.2.3.1 Photolithographie

La méthode de photolithographie pour laquelle nous avons opté est fondée sur le principe de photoréduction. L'équipement permettant cette opération consiste en un photorépéteur Nikon NSR-2005i9C capable de traiter des plaquettes de 100 mm de diamètre. Il exploite une source de rayonnements UV de longueur d'onde 365 nm. L'enduction des plaquettes de quartz avec une résine photosensible, les recuits et le développement des motifs dans la résine sont réalisés sur une ligne de fabrication industrielle. Les conditions de fabrication sont donc optimales.

3.2.3.2 Dépôts

La méthode de dépôt choisie repose sur le phénomène d'évaporation thermique assistée par faisceau d'électrons. Ce choix se justifie notamment pour les avantages cités au chapitre 2.2.1.2. Nous déposons ainsi une couche d'aluminium alliée à du cuivre à hauteur de 2 % environ. Les épaisseurs initialement visées correspondent à un rapport h/λ de 2,8 % pour les filtres A3 et B3 et de 3,1 % pour le filtre C3. Par erreur, tous les filtres ont été métallisés avec une épaisseur correspondant à un rapport h/λ de 3,1 %. L'uniformité obtenue est de 1 % par rapport à l'épaisseur visée, sur chaque plaquette. Cette valeur permet de minimiser la dispersion en fréquence de façon conforme à l'état de l'art.

Un second dépôt est réalisé afin de recharger les plots de contact, ce qui porte à 250 nm l'épaisseur de ces derniers. Cette surcouche est indispensable pour réaliser un contact électrique fiable pour la mesure des dispositifs à l'aide de pointes de touche RF et surtout lors de la connexion électrique du dispositif avec son boîtier.

3.2.3.3 Etape de lift-off

Pour finir, les plaquettes sont plongées dans un bain permettant de dissoudre la résine pendant plusieurs heures, puis nettoyées et séchées à l'air sec. Des mesures électriques sont ensuite effectuées. La figure 3.16 montre une plaquette de quartz avec ses dispositifs après finalisation du procédé de fonderie.

3.2.4 Caractérisation sur tranche

Nous avons réalisé des mesures des paramètres S des dispositifs à l'aide d'un testeur sous pointes semi-automatique et d'un analyseur de réseaux vectoriel. Les figures 3.17, 3.18 et 3.19 exposent les fonctions de transferts mesurées d'échantillons de filtres A3, B3 et C3 respectivement, représentatifs de la population de filtres. Leurs principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.5.

3.2.4.1 Concordance entre théorie et expérience

D'une manière générale nous reconnaissons la forme de la fonction de transfert des différentes configuration de filtres, prévues par leur modèle de matrice mixte respectif.

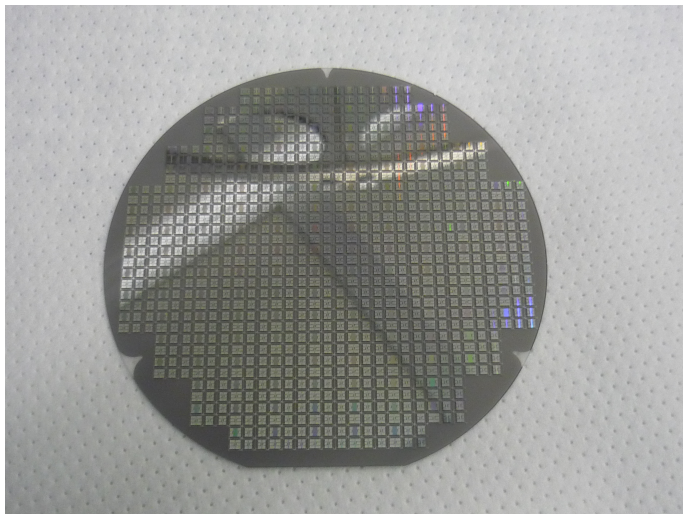


FIGURE 3.16 – Vue d’une tranche de quartz de diamètre 100 mm en fin de procédé avec ses filtres

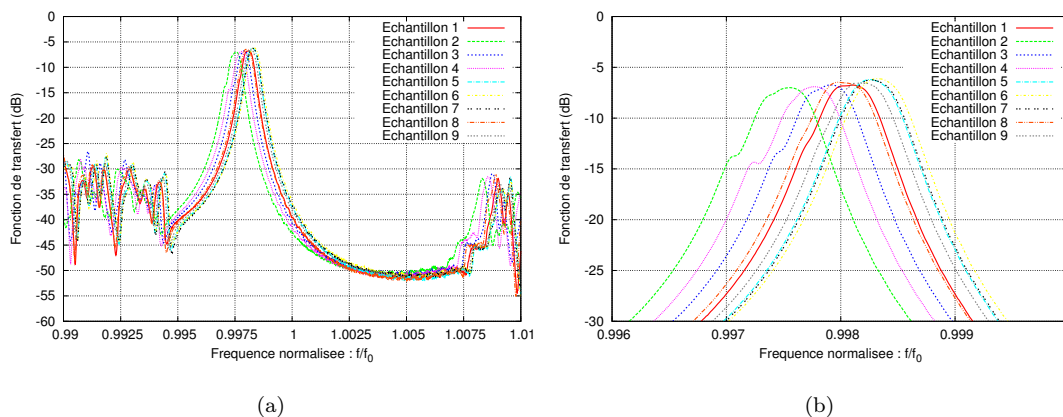


FIGURE 3.17 – Fonctions de transfert mesurées des filtres A3 (a) avec grossissement sur la bande passante (b)

	Filtre A3		Filtre B3		Filtre C3	
	Moyenne	Ecart-type	Moyenne	Ecart-type	Moyenne	Ecart-type
Fréquence centrale	99,803 %	275 ppm	99,725 %	315 ppm	100,08 %	275 ppm
Bande passante	510 ppm	12 ppm	360 ppm	14 ppm	515 ppm	16 ppm
Niveau de rejet (dB)	21,15	0,7	20,5	1,3	21,1	0,83
Pertes d’insertion (dB)	6,55	0,32	7	0,2	5,12	1,0

TABLE 3.5 – Caractéristiques spectrales mesurées sur les différents filtres (la fréquence centrale est normée par la fréquence cible, les autres caractéristiques de fréquence sont exprimées par rapport à la fréquence moyenne mesurée)

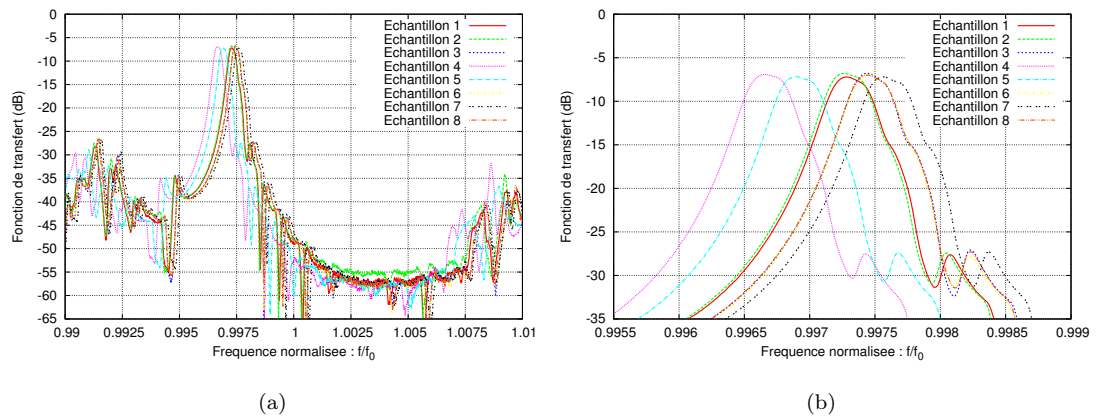


FIGURE 3.18 – Fonctions de transfert mesurées des filtres B3 (a) avec grossissement sur la bande passante (b)

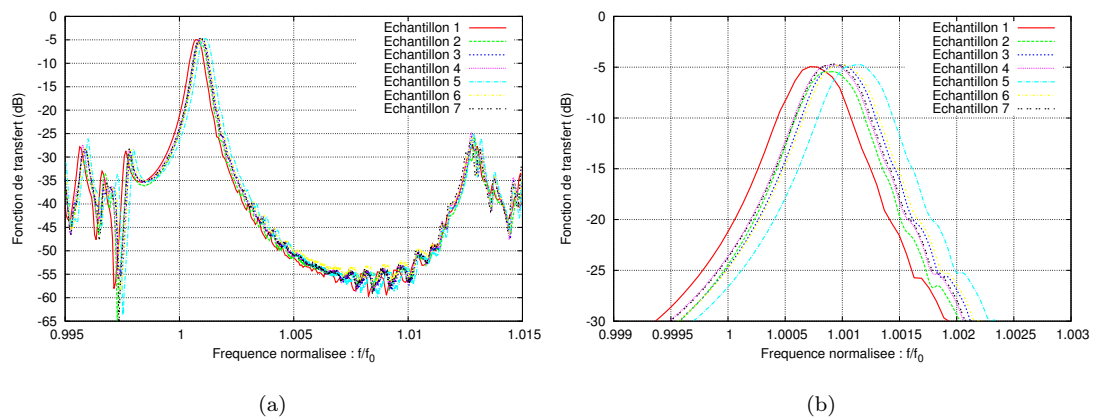


FIGURE 3.19 – Fonctions de transfert mesurées des filtres C3 (a) avec grossissement sur la bande passante (b)

Nous constatons en premier lieu que le gain en termes de niveau de transmission dans la bande passante est effectivement atteint, avec des pertes d'insertion moyennes de 6,55 dB, 7 dB et 5,12 dB pour les filtres A3, B3 et C3 respectivement.

Pour ces deux premières versions, les pertes d'insertion sont mesurées pour une épaisseur de métal légèrement supérieure à celle de leur point de fonctionnement optimal (3,1 % de h/λ contre 2,8 % prévus initialement). La conséquence directe de cette sur-épaisseur consiste en une augmentation du coefficient de réflexion par électrode, et donc, une réflectivité plus importante dans les réseaux de Bragg et donc une bande d'arrêt plus large que prévu. Le couplage acoustique entre les transducteurs d'entrée et de sortie des filtres A3 et B3 est donc légèrement réduit par rapport aux prévisions théoriques, ce qui se traduit par un surplus de pertes d'insertion. Cette sur-épaisseur explique également les écarts de fréquence de 0,2 et 0,3 % par rapport à la fréquence centrale ciblée.

Afin de s'en assurer, les modèles associés aux filtres A3 et B3 ont été ajustés à l'épaisseur de métal effective aux alentours de 3,1 % de h/λ . Les figures 3.20.(a) et 3.20.(b) montrent le résultat de cet ajustement par rapport aux fonctions de transfert mesurées. La qualité de l'accord obtenu entre la prévision théorique et le résultat de l'expérience permet de confirmer notre analyse.

Le filtre C3, réalisé à l'épaisseur de métal nominale donne les résultats attendus en termes de pertes d'insertion avec 5,12 dB en moyenne. Néanmoins, sur l'échantillon de filtres prélevé, 65 % d'entre eux présentent des pertes d'insertion inférieures à 5 dB, avec un minimum à 4,6 dB. La figure 3.20.(c) montre la qualité de l'accord obtenu entre la fonction de transfert mesurée et celle obtenue par simulation, presque sans ajustement. Sur ces filtres, la fréquence centrale est celle qui correspond le mieux à la spécification, avec un écart moyen de 0,08 % par rapport à la fréquence cible, dispersée avec un écart type inférieur à 300 ppm. Cette dispersion de fréquence témoigne de la maîtrise de l'uniformité du dépôt métallique en termes d'épaisseur. Cependant, l'écart par rapport à la fréquence cible étant supérieur à la demi largeur de la bande passante des filtres en question, un ajustement de leur fréquence s'avère nécessaire dans certains cas.

3.2.4.2 Effet des intervalles de propagation libre

Nous notons l'effet bénéfique de l'insertion d'un intervalle de propagation libre au centre du réseau de couplage des filtres C3. Le niveau de rejet moyen mesuré (21,1 dB) est quasi-identique à la valeur prévue en théorie (21,7 dB).

Cet effet est également visible sur les fonctions de transfert des filtres A3 et B3, mais moins ressenti sur leur niveau de rejet global, du fait du niveau de transmission des lobes secondaires situés à des fréquences inférieures à la bande passante. Cette remontée du niveau de transmission en « basses fréquences » s'explique en partie à cause de l'épaisseur de métal légèrement supérieure à celle prévue initialement.

3.2.4.3 Effets des différentes stratégies de neutralisation des modes transverses

La fonction de transfert du filtre A3, d'ouverture supérieure à 300λ , est très faiblement perturbée par la présence de modes transverses, ce qui semble conforter ce choix comme une solution efficace pour limiter l'effet des modes transverses sur la réponse du filtre. En revanche, la fonction de transfert du filtre B3 d'ouverture 75λ , pour laquelle nous identifions clairement des contributions à 675, 1250, 2075, 3100, 4270, 6900 et 8420 ppm de la fréquence centrale ainsi que deux contributions plus modestement résolues à 62 et

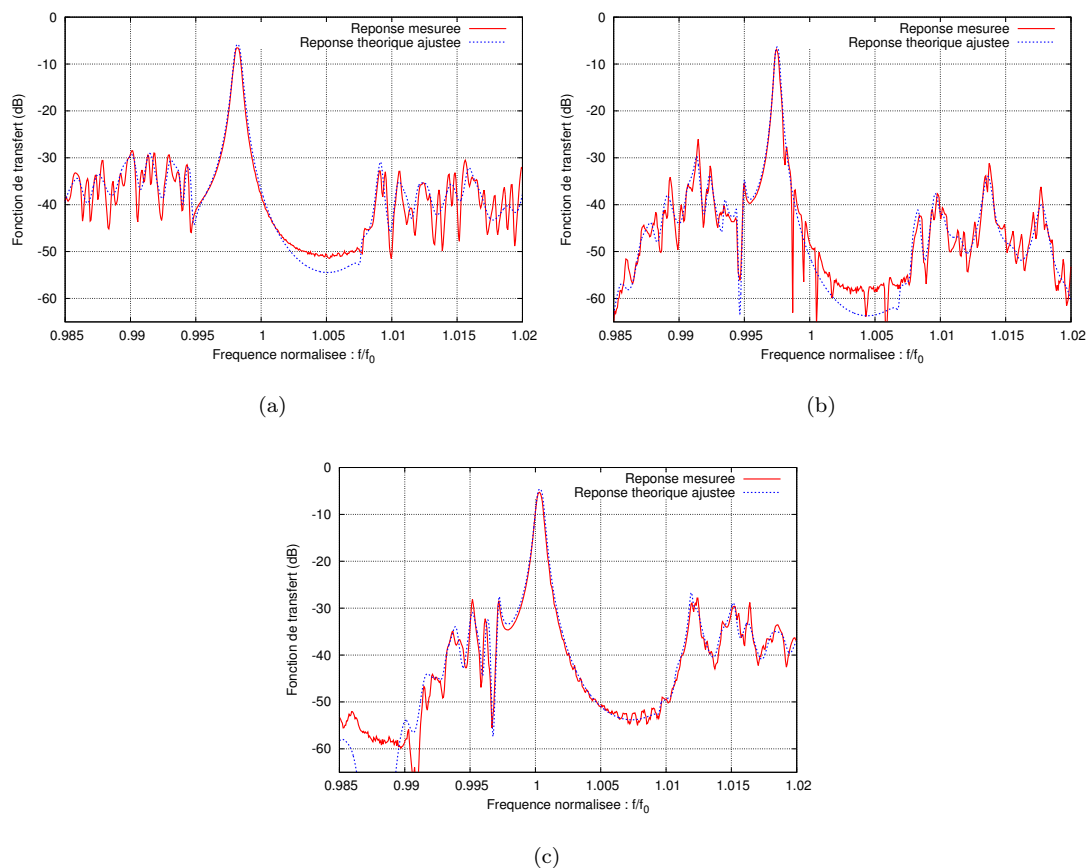


FIGURE 3.20 – Ajustement du modèle de matrice mixte des filtres A3 (a), B3 (b) et C3 (c) sur leur fonction de transfert mesurée respective

300 ppm, est notablement affectée par ce phénomène. Pour cette même configuration, la méthode de structuration des bus dans le transducteur ne semble pas fournir d'amélioration décisive.

La fonction de transfert du filtre C3 présente également des contributions dues aux modes transverses, mais leur impact sur la qualité spectrale de la réponse s'avère négligeable pour la fonction visée. Nous notons néanmoins des différences entre les trois variantes de cette configuration. La figure 3.21 montre une superposition des fonctions de transfert correspondantes.

Sur ces trois configurations les pertes d'insertion sont similaires (6,5 dB typiquement). En terme de rejet en sortie de bande d'arrêt, la version à largeur de bus variable semble la plus efficace, tandis que la version à transducteurs classiques fournit la meilleure stabilité des pertes dans la bande passante. Enfin, la version à ouverture modulée est celle qui rejette le plus efficacement les lobes secondaires à basses fréquences.

3.2.5 Assemblage

3.2.5.1 Sciage

La découpe des composants a été effectuée à l'aide d'une scie diamantée. Un film de

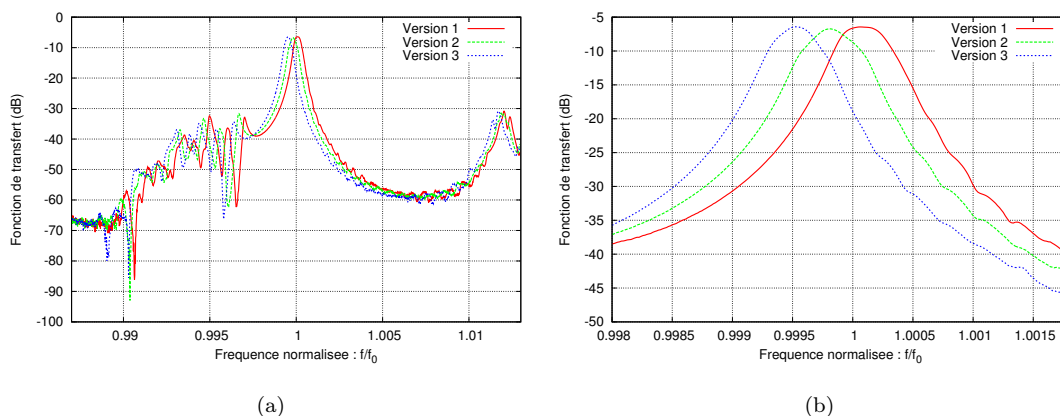


FIGURE 3.21 – Illustration de l’effet des différentes stratégies de neutralisation des effets transverses par comparaison entre les trois déclinaisons du filtre C3 : version classique (en rouge), version avec bus de largeur variable (en vert) et version avec modulation de l’ouverture (en bleu)

résine a préalablement été déposé afin de protéger les puces contre d’éventuelles projections d’éclats durant la découpe. Les puces obtenues présentent des dimensions de $2,4 \times 2,45 \text{ mm}^2$, $2,4 \times 1,7 \text{ mm}^2$ et $2,4 \times 2 \text{ mm}^2$, respectivement pour les filtres A3, B3 et C3. Leur nettoyage est réalisé dans des bains successifs d’acétone et d’éthanol.

3.2.5.2 Collage et connexion

Une partie des filtres dont les caractéristiques satisfont la spécification ont été prélevés afin d’être mis en boîtier. Le boîtier en question, distribué par la société Kyocera, présente des dimensions extérieures de $7 \times 5 \text{ mm}^2$. Les étapes de collage et de connexion avec le boîtier par microfils sont réalisées par une société extérieure (Hybrid S.A.).

3.2.5.3 Fermeture

Les puces montées dans leur boîtiers sont ensuite fermées à l’aide d’un capôt métallique. Le maintien de ce dernier est réalisé par un collage à la pâte d’argent (colle epoxyde type H20E). De cette façon, le capôt est relié électriquement au reste du boîtier, conférant un blindage électromagnétique au dispositif qu’il contient.

3.2.6 Caractérisation en boîtier et application

Avant d’être montés en boîtier, certains dispositifs ont subi un recuit à température supérieure à $300 \text{ }^\circ\text{C}$ pendant plusieurs heures. Ce traitement est destiné à accélérer leur vieillissement dans le but de réduire la dynamique de la dérive en fréquence associée. La figure 3.22 met en évidence l’effet d’un recuit à $320 \text{ }^\circ\text{C}$ pendant 24 heures sur l’un de nos filtre. Nous constatons une translation de la fonction de transfert d’un écart correspondant à une largeur de bande passante environ. Un tel filtre ne satisfait plus la spécification. Nous concevons donc l’importance de maîtriser le vieillissement et le calage en fréquence d’un filtre pour s’assurer de sa conformité dans le temps.

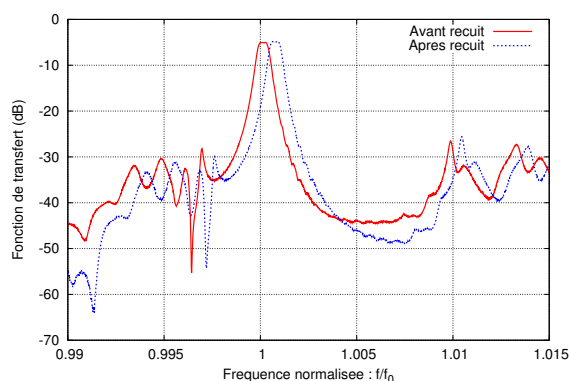


FIGURE 3.22 – Effet d'un recuit sur la fonction de transfert d'un filtre de type C3

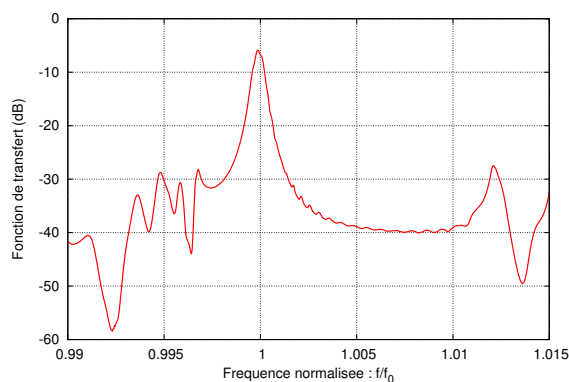


FIGURE 3.23 – Fonction de transfert d'un filtre de type C3 mesuré dans son boîtier

La fonction de transfert d'un filtre de type C3 après assemblage est exposée sur la figure 3.23.

Le filtre mis en boîtier est utilisé pour filtrer le signal de sortie d'un oscillateur de la société AR Electronique. Il s'agit d'un oscillateur à quartz multiplié en fréquence afin d'atteindre une fréquence aux alentours du gigahertz. La caractéristique en bruit de phase de cet oscillateur est donnée en rouge sur la figure 3.24.

Cet oscillateur met en œuvre un filtre diélectrique pour atténuer les composantes de fréquences indésirables (modes partiels, harmoniques, sub-harmoniques) situées à plus ou moins 1 % de la fréquences de la porteuse du signal. Sa signature est visible sur la courbe en rouge de la figure 3.24 à partir de 10^4 ppm.

Le remplacement de ce filtre diélectrique par un filtre à ondes de surface à bande étroite vise à rejeter le spectre du signal de sortie au plus près de la fréquence porteuse. L'effet de ce remplacement sur la caractéristique de bruit de phase de l'oscillateur est visible en bleu sur la figure 3.24.

Nous notons une réduction significative du niveau de bruit de phase à partir de 200 ppm environ. Cette valeur correspond à la demi-largeur de la bande passante du filtre. Au delà de cette valeur le niveau de bruit décroît jusqu'à atteindre un palier situé à 23 dBc/Hz sous le niveau de bruit initial. Cette réduction du niveau de bruit est le résultat du niveau de rejet du filtre supérieur à 20 dB.

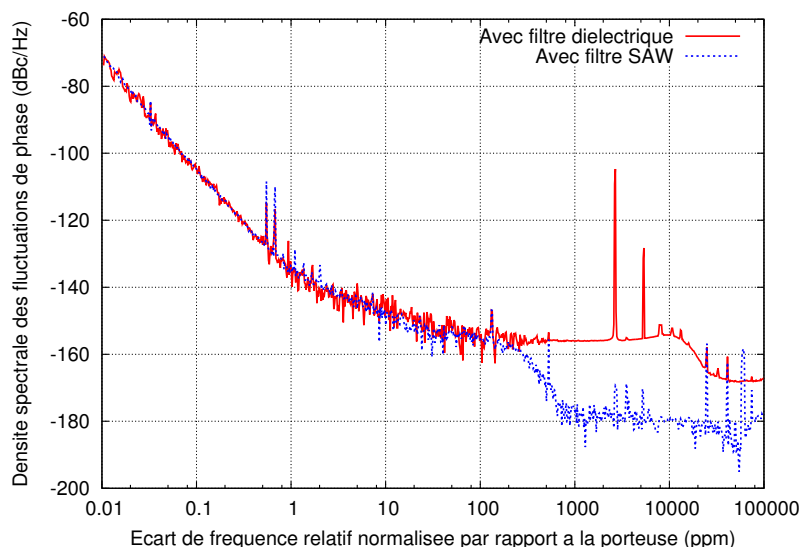


FIGURE 3.24 – Illustration de l’effet d’un filtre à ondes de surface sur le bruit de phase d’un oscillateur multiplié en fréquence. On note une réduction sensible du niveau de bruit à partir de 200 ppm de la fréquence porteuse (correspondant à la demie bande passante d’un filtre) et l’amplitude du phénomène (≈ 24 dBc/Hz) correspondant au niveau de rejet du filtre

3.2.7 Discussion

Dans cette section, nous avons expliqué les principes et les différentes étapes de la conception de trois filtres à couplage acoustique longitudinal. Nous avons fabriqué puis caractérisé les configurations de filtres les plus prometteuses sur tranche de quartz de coupe AT. Un échantillon de filtres répondant à la spécification a été assemblé et encapsulé, puis monté sur une maquette d’oscillateur afin de valider le principe exposé plus haut.

Certains points ont retenu notre attention. D’abord, nous notons la réduction significative des pertes d’insertion des nouvelles configurations de filtres, par rapport aux configurations de départ. A ce titre, notre modèle de simulation s’est montré particulièrement précis et a permis de confirmer la validité des hypothèses faites au départ de la phase de conception. Le gain en termes de niveau de rejet, prévu par l’ajout d’espaces de propagation libre dans les transducteurs ou dans le réseau de couplage, s’est également vu confirmé par les mesures.

D’autre part, parmi les différentes tentatives de réduction de l’impact des modes transverses sur la fonction de transfert, certaines se sont révélées payantes. En effet, le choix d’ouvertures acoustiques relativement larges (175 à 300λ) s’avère une solution efficace pour minimiser l’amplitude des modes transverses. Nous avons également constaté que l’usage d’apodisation des transducteurs ou de structuration des bus avec des motifs aléatoires ont un impact sur certaines caractéristiques du filtre. Afin de tenir compte de ces modes transverses sur les caractéristiques du filtre, nous nous proposons, dans la partie qui suit, d’étudier et de mettre en œuvre un modèle permettant d’en tenir compte dans notre modèle de matrice-mixte.

Enfin, il faut souligner la qualité du procédé de fabrication mis en œuvre qui a permis de réaliser des filtres en parfait accord avec les réponses calculées.

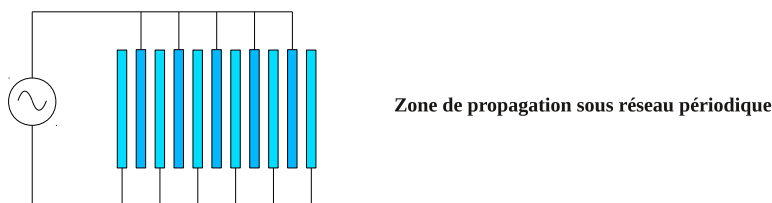


FIGURE 3.25 – Représentation d'un transducteur à ondes de surface vu sous l'angle d'un modèle de matrice mixte standard

3.3 Amélioration du modèle standard par prise en compte des effets transverses

La section précédente a démontré l'aptitude d'un modèle de matrice mixte à prévoir précisément la réponse électrique d'un filtre à ondes de Rayleigh. Elle a également mis en évidence la présence de phénomènes acoustiques appelés « modes transverses » non prévue par la simulation. Le modèle standard suppose une distribution uniforme de l'énergie acoustique selon l'ouverture du dispositif et ignore la présence de plots de liaisons (communément appelés bus) ou de zones périphériques quelconques. Cependant, dans la réalité, cette distribution n'est pas uniforme et dans certaines conditions, l'énergie distribuée le long de l'ouverture interagit de manière constructive dans la direction transverse. Ces interactions constructives donnent lieu à des modes dits transverses. Dans notre cas, comme dans la plupart des filtres exploitants des effets longitudinaux, les modes transverses sont considérés comme indésirables du fait de leur signature dégradant la réponse du filtre au voisinage de la bande passante. Dans d'autres cas au contraire, ces effets sont exploités, comme dans la réalisation de filtres à couplage transverses dont nous discuterons plus loin.

Dans cette partie nous présentons un modèle que nous avons réalisé et mis en œuvre pour tenir compte de la contribution des modes transverses dans la simulation de nos filtres. Ce modèle s'inspire grandement des travaux réalisés par M. Solal et qui sont présentés dans [72], entre autres.

3.3.1 Modélisation des effets transverses

3.3.1.1 Guide d'ondes multi-éléments

Comme nous l'avons dit en introduisant cette section et en section 3.1, le modèle standard est un modèle à une seule dimension qui suppose une répartition de l'énergie dans l'ouverture d'un dispositif uniforme et parfaitement guidée. Il ignore par ailleurs la présence de zones périphériques telles que les bus métalliques, les zones de transitions entre les peignes d'électrodes ou bien les zones du substrat laissées libres. La figure 3.25 montre un dispositif vu dans le prisme du modèle standard. Le modèle que nous présentons dans cette partie cherche à se rapprocher de la réalité physique en tenant compte de l'existence des principales zones ou régions en plus du seul réseau périodique. La figure 3.26 représente le dispositif global avec ses différentes régions.

D'une manière générale, nous supposons que tous les dispositifs à ondes de surface peuvent être découpés en un ensemble de N régions adjacentes les unes aux autres correspondant à des régions où la propagation des ondes se fait sous un réseau périodique,

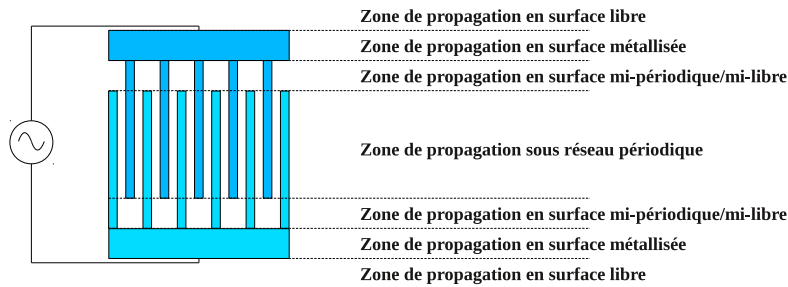


FIGURE 3.26 – Représentation d’un transducteur à ondes de surface vu sous l’angle d’un modèle de matrice mixte tenant compte des effets transverses

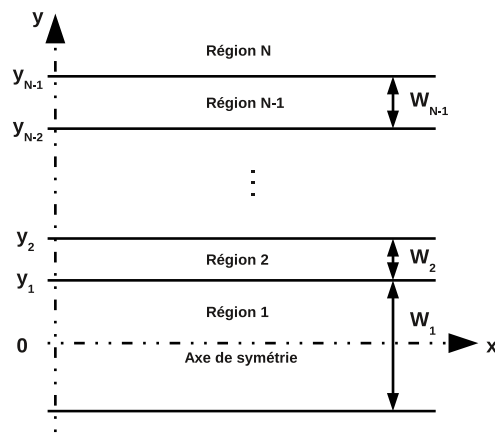


FIGURE 3.27 – Organisation générale d’un dispositif à ondes de surface vu sous l’angle du modèle tenant compte des effets transverses

sous une surface métallisée ou en surface libre. Chacune des régions, désignée par l’indice i , est supposée homogène, caractérisées par une vitesse de propagation v_i , une largeur (ou ouverture) W_i et un coefficient traduisant l’anisotropie du substrat γ_i [99] [59]. En pratique les paramètres v_i et γ_i sont connus et s’obtiennent à partir des méthodes décrites dans la section 2.1.3. La connaissance de ces données permet de définir un nombre d’onde k_i tel que :

$$k_i = \frac{2\pi f}{v_i} = \sqrt{k_x^2 + (1 + \gamma_i)k_{y,i}^2}, \quad (3.32)$$

où k_x représente la composante longitudinale du vecteur d’onde \vec{k}_i , supposée identique dans toutes les régions afin de satisfaire l’isochronisme et $k_{y,i}$ sa composante transverse.

Afin de simplifier le problème, nous faisons l’hypothèse que le dispositif considéré est symétrique, ce qui est souvent le cas dans la réalité [72]. La figure 3.27 illustre la géométrie du problème avec son système d’axes.

L’ensemble de ces régions constitue un guide d’ondes dans lequel nous supposons l’existence de modes représentés par le potentiel ψ qui satisfait l’équation de Helmholtz [100] [101] :

$$\Delta\psi + k_i^2\psi = 0. \quad (3.33)$$

Ainsi, dans la région i , ce champ peut s'écrire :

$$\psi(x, y) = g(y)e^{-jk_x x}. \quad (3.34)$$

La fonction g module l'amplitude du potentiel de l'onde dans la direction transverse. Elle s'écrit :

$$g(y) = \alpha_i e^{-jk_{y,i}y} + \beta_i e^{jk_{y,i}y} \quad \text{pour} \quad y_{i-1} \leq y \leq y_i, \quad (3.35)$$

et

$$g(y) = \delta e^{-b(y-y_{N-1})} \quad \text{pour} \quad y_{N-1} \leq y. \quad (3.36)$$

La forme (3.35) traduit la propagation d'une onde harmonique à l'intérieur de chaque région, dont l'une de ses composantes se propage vers les y croissants et l'autre vers les y décroissants.

L'expression (3.36) traduit le comportement évanescent de l'onde à l'extérieur du dispositif (région extérieure, N) qui conditionne également l'existence de modes guidés à l'intérieur de la structure (flux du vecteur de Poynting sortant de la zone de guidage).

Une autre expression possible du potentiel g à l'intérieur du dispositif s'écrit [72] :

$$g(y) = A_i \cos(k_{y,i}y) + B_i \sin(k_{y,i}y) \quad \text{pour} \quad y_{i-1} \leq y \leq y_i. \quad (3.37)$$

Cette expression est particulièrement commode dans le cas où le guide d'onde considéré est symétrique. En effet, dans un tel cas, seuls des modes strictement symétriques ou antisymétriques peuvent exister dans la structure.

En traduisant la continuité du potentiel et de sa dérivée dans la direction transverse, à la frontière entre deux régions $i-1$ et i , nous obtenons une méthode élégante pour calculer les valeurs du potentiel et de sa dérivée d'une frontière à une autre :

$$\begin{Bmatrix} g(y_i) \\ f(y_i) \end{Bmatrix} = [M_i] \begin{Bmatrix} g(y_{i-1}) \\ f(y_{i-1}) \end{Bmatrix}, \quad (3.38)$$

où $f = \frac{\partial g}{\partial y}$ et où M_i est appelée matrice de transfert de la région i . Cette dernière s'écrit comme suit :

$$[M_i] = \begin{bmatrix} \cos(k_{y,i}W_i) & \frac{\sin(k_{y,i}W_i)}{k_{y,i}} \\ -k_{y,i} \sin(k_{y,i}W_i) & \cos(k_{y,i}W_i) \end{bmatrix}. \quad (3.39)$$

3.3.1.2 Recherche de modes transverses

Dans ce paragraphe, nous exposons une méthode permettant de calculer les composantes longitudinales du vecteur vitesse associées aux modes transverses. Mathématiquement, cette recherche passe par l'imposition de conditions aux limites sur les fonctions g et f , en $y = 0$ et $y = y_{N-1}$. La résolution de l'équation de dispersion qui en découle donne les vitesses $v_x^{(n)}$ associées aux modes transverses s'établissant dans la structure. La matrice de transfert globale se calcule à partir de la formule (3.38) en multipliant les matrices de la demi-région 1 et des régions 2 à $N-1$, comme décrit dans la formule (3.40) :

$$\begin{Bmatrix} g(y_{N-1}) \\ f(y_{N-1}) \end{Bmatrix} = [M_{N-1}][M_{N-2}] \dots [M_2][M_1] \begin{Bmatrix} g(0) \\ f(0) \end{Bmatrix} = [M] \begin{Bmatrix} g(0) \\ f(0) \end{Bmatrix}. \quad (3.40)$$

La condition aux limites imposée à la frontière y_{N-1} concerne le comportement de l'onde dans la région N , qui doit être évanescent. Mathématiquement, cela impose que la composante transverse du nombre d'onde $k_{y,N}$ soit purement imaginaire. Nous posons donc :

$$k_{y,N} = jb \quad \text{où} \quad b = |\text{Im}(k_{y,N})|. \quad (3.41)$$

Il convient de préciser que b doit être strictement positif pour assurer l'évanescence de l'onde dans le milieu extérieur, ce qui conduit à un nombre discret de modes transverses. Le remplacement de $k_{y,N}$ dans les expressions (3.36) et (3.37) donne une expression de g et f physiquement acceptable lorsque $A_N = 0$:

$$\begin{cases} g(y) \\ f(y) \end{cases} = \begin{bmatrix} B_N e^{-b(y-y_{N-1})} \\ -b B_N e^{-b(y-y_{N-1})} \end{bmatrix} \text{ pour } y_{N-1} \leq y. \quad (3.42)$$

Il ne reste plus qu'à imposer les conditions permettant de retrouver les modes symétriques et antisymétriques. Pour les premiers, il est nécessaire que seules des fonctions g paires puissent exister dans le guide, ce qui revient à imposer que sa dérivée, f , s'annule en $y = 0$ [101] ou que seul le terme en cosinus existe, soit $B_N = 0$ [72]. En reportant ces conditions dans l'équation (3.40), nous obtenons l'équation de dispersion pour les modes symétriques :

$$M_{11}b + M_{21} = 0, \quad (3.43)$$

où les M_{ij} sont les coefficients de la matrice $[M]$.

Dans le cas des modes antisymétriques, nous ne nous intéressons qu'aux fonctions g impaires. Cela revient à imposer la condition $g(0) = 0$ [101], ou à annuler la composante en cosinus, soit $A_N = 0$ [72]. Après remplacement dans (3.40), nous obtenons l'équation de dispersion pour les modes antisymétriques :

$$M_{12}b + M_{22} = 0. \quad (3.44)$$

La résolution des équations (3.43) et (3.44) conduit à l'obtention des valeurs des composantes de vitesses $v_x^{(n)}$ pour lesquelles des modes transverses existent. Nous notons $v_x^{(n)}$ la vitesse associée au n -ième mode transverse.

3.3.1.3 Calcul des potentiels associés aux modes transverses

La connaissance des composantes longitudinales de vitesse correspondant à un mode transverse permet de calculer leur potentiel associé. Ce potentiel peut être calculé de différentes manières. Les deux paragraphes qui suivent présentent deux méthodes différentes, fournissant des résultats identiques.

Par utilisation des fonctions canoniques : La méthode la plus directe consiste, à partir des solutions $v_x^{(n)}$ des équations de dispersion (3.43) et (3.44), à recalculer les composantes transverses $k_{y,i}^{(n)}$ correspondantes pour chaque couche et à les substituer dans l'expression canonique du potentiel des modes :

$$g^{(n)}(y) = A_i \cos(k_{y,i}^{(n)} y) + B_i \sin(k_{y,i}^{(n)} y) \quad \text{pour } y_{i-1} \leq y \leq y_i \quad (3.45)$$

et

$$g^{(n)}(y) = \delta e^{-b(y-y_{N-1})} \quad \text{pour } y_N \leq y \quad \text{où } b = |\text{Im}[k_{y,N}]| \quad (3.46)$$

avec

$$k_{y,i}^{(n)} = 2\pi f \sqrt{\frac{\left(\frac{1}{v_i}\right)^2 - \left(\frac{1}{v_x^{(n)}}\right)^2}{1 + \gamma_i}}. \quad (3.47)$$

Par utilisation des matrices de transfert : L'autre méthode de calcul du profil des modes que nous proposons consiste à utiliser la méthode des matrices de transfert en remplaçant l'ouverture W_i de la région courante par un pas de calcul suivant la direction transverse p_y . Les potentiels des modes deviennent alors accessibles :

$$\begin{cases} g^{(n)}(\alpha_k) \\ f^{(n)}(\alpha_k) \end{cases} = \prod_{q=k}^{q=1} [M_q] (k_{y,i}^{(n)}) \begin{cases} g^{(n)}(0) \\ f^{(n)}(0) \end{cases} \text{ avec } y_{i-1} \leq \alpha_k \leq y_i. \quad (3.48)$$

Les valeurs de $g^{(n)}$ et $f^{(n)}$ en $y = 0$ sont choisies en fonction de la symétrie du mode. Nous considérons que les modes obtenus constituent une famille de fonctions orthogonales et que leur espace de définition est dotée d'un produit scalaire [72] [101], ce qui donne :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g^{(p)}(y)g^{(q)*}(y)dy = 0 \quad \text{pour } p \neq q. \quad (3.49)$$

3.3.1.4 Intégration dans le modèle de la matrice-mixte

Afin d'intégrer les contributions des différents modes dans la simulation nous écrivons l'expression de la matrice-mixte élémentaire généralisée :

$$\begin{cases} \{S_g\} \\ \{S_d\} \\ \{I\} \end{cases} = \begin{bmatrix} [P_{11}] & [P_{12}] & [P_{13}] \\ [P_{21}] & [P_{22}] & [P_{23}] \\ [P_{31}] & [P_{32}] & [P_{33}] \end{bmatrix} \begin{cases} \{E_g\} \\ \{E_d\} \\ \{\phi\} \end{cases} \quad (3.50)$$

Dans ce cas, les ondes électroacoustiques entrant dans l'élément sont représentées par les vecteurs $\{E_g\}$ et $\{E_d\}$ de dimension égale au nombre de modes transverses N_m considérés. Il en est de même pour les ondes électroacoustiques sortant de l'élément, représentées par les vecteurs $\{S_g\}$ et $\{S_d\}$. Enfin les vecteurs $\{I\}$ et $\{\phi\}$ représentent respectivement les courants et les potentiels associées aux N_e ports électriques indépendants dans le dispositif.

Les sous-matrices $[P_{11}]$ et $[P_{22}]$ constituent les sous-matrices de réflexion de l'élément et $[P_{12}]$ et $[P_{21}]$ les sous-matrices de transmission de l'élément considéré. La sous-matrice $[P_{33}]$ représente l'admittance de la période considérée. Les sous-matrices $[P_{13}]$, $[P_{23}]$ et $[P_{31}]$, $[P_{32}]$ correspondent respectivement aux sous-matrices électroacoustiques et acoustoélectriques de la période.

Décomposition de l'excitation sur la série de modes transverses : L'excitation est supposée uniforme dans l'ouverture des transducteurs et nulle ailleurs. Si l'on note E la fonction représentant cette excitation, celle-ci peut être écrite sous la forme d'une fonction rectangulaire :

$$E(y) = \text{rect}(y, W_j), \quad (3.51)$$

où W_j désigne l'ouverture de la région j , dans laquelle l'excitation est considérée.

Cette excitation est projetée sur la série des N_m modes transverses [72] [102] :

$$E(y) = \sum_{i=1}^{N_m} K_{ij}g^{(i)}(y) \quad \text{avec } 1 \leq i \leq N_m \quad \text{et} \quad 1 \leq j \leq N_e, \quad (3.52)$$

où K_{ij} représente le coefficient de pondération du modes i dans l'ouverture j où est appliquée une possible excitation. L'orthogonalité des modes (entre eux) permet d'exprimer

les différents K_{ij} sous la forme d'un simple produit scalaire. En normalisant au préalable la fonction d'excitation et le potentiel du mode considéré, nous obtenons l'expression des coefficients de pondération suivantes :

$$K_{ij} = \frac{\int_{W_j} g^{(i)}(y) dy}{\|g^{(i)}\|^2}. \quad (3.53)$$

Ces coefficients de pondération interviennent dans l'expression des sous-matrices électroacoustiques et acoustoélectriques dont nous donnons l'expression dans les paragraphes qui suivent.

Ecriture des sous-matrices P_{11} et P_{22} : Les sous-matrices $[P_{11}]$ et $[P_{22}]$ constituent les sous-matrices de réflexion pour une période, de dimension $N_m \times N_m$. Nous faisons l'hypothèse qu'il n'y a pas d'interaction entre les modes à la réflexion [72]. De ce fait, seuls les coefficients placés sur la diagonale sont non nuls :

$$P_{11,ij} = P_{22,ij} = \begin{cases} -j \sin(\Delta) e^{-j\phi_i} & \text{si } i = j, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.54)$$

avec Δ défini à partir du coefficient de réflexion r pour une période par l'expression $r = -j \sin(\Delta)$ et ϕ_i le déphasage de l'onde sur une seule période p , correspondant au mode i et défini tel que $\phi_i = k_x^{(i)} p$.

Ecriture des sous-matrices P_{12} et P_{21} : Les sous-matrices $[P_{12}]$ et $[P_{21}]$ constituent les sous-matrices de transmission pour une période, de dimension $N_m \times N_m$. Comme pour le coefficient de réflexion, seuls les coefficients situés sur la diagonale existent :

$$P_{12,ij} = P_{21,ij} = \begin{cases} \cos(\Delta) e^{-j\phi_i(1-j\alpha)} & \text{si } i = j, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.55)$$

avec α un réel positif représentant l'atténuation au travers de la cellule.

Ecriture des sous-matrices P_{13} , P_{23} , P_{31} et P_{32} : Les sous-matrices $[P_{13}]$ et $[P_{23}]$ constituent les sous-matrices électroacoustiques, de dimension $N_m \times N_e$. Leur expression fait intervenir les coefficients de pondération calculés plus haut :

$$\begin{aligned} P_{13,ij} &= j\sqrt{G_a} K_{ij}^* e^{-j\frac{\phi_i+\Delta}{2}} (\cos(\delta) e^{-j\frac{\Delta}{2}} + j \sin(\delta) e^{j\frac{\Delta}{2}}), \\ P_{23,ij} &= j\sqrt{G_a} K_{ij}^* e^{-j\frac{\phi_i+\Delta}{2}} (\cos(\delta) e^{-j\frac{\Delta}{2}} - j \sin(\delta) e^{j\frac{\Delta}{2}}), \end{aligned} \quad (3.56)$$

avec G_a la conductance de rayonnement de l'électrode associée à la cellule.

Les sous-matrices $[P_{31}]$ et $[P_{32}]$ constituent les sous-matrices acoustoélectriques, de dimension $N_e \times N_m$. Elles sont définies comme suit :

$$\begin{aligned} P_{31,ij} &= -j\sqrt{G_a} K_{ij} e^{-j\frac{\phi_i+\Delta}{2}} (\cos(\delta) e^{-j\frac{\Delta}{2}} + j \sin(\delta) e^{j\frac{\Delta}{2}}), \\ P_{32,ij} &= -j\sqrt{G_a} K_{ij} e^{-j\frac{\phi_i+\Delta}{2}} (\cos(\delta) e^{-j\frac{\Delta}{2}} - j \sin(\delta) e^{j\frac{\Delta}{2}}). \end{aligned} \quad (3.57)$$

Ecriture de la sous-matrices P_{33} : Enfin, la sous-matrice $[P_{33}]$ correspond à l'admittance associée à la cellule courante. Elle est de dimension $N_e \times N_e$. Ses coefficients s'écrivent :

$$P_{33,ij} = \begin{cases} G_a + jB_a & \text{si } i = j, \\ G_a \sum_{k=1}^{N_m} K_{ki} K_{kj}^* & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.58)$$

	i	W_i	v_i (m.s ⁻¹)	γ_i	Désignation
Miroirs et réseau de couplage	1	85 λ	3118,7	0.3471	Réseau périodique
	2	25 λ	3139,2	0.3106	Surface métallisée
	3	∞	3151,9	0.3575	Surface libre
Transducteurs	1	75 λ	3118,3	0.3471	Réseau périodique
	2	1,5 λ	3135,1	0.3523	Région intermédiaire
	3	1,5 λ	3118,3	0.3471	Réseau périodique
	4	25 λ	3139,2	0.3106	Surface métallisée
	5	∞	3151,9	0.3575	Surface libre

TABLE 3.6 – Caractéristiques des différentes régions constituant les miroirs, le réseau de couplage et les transducteurs, utilisées pour la simulation du filtre B3

3.3.2 Application au cas des filtres à couplage acoustique longitudinal

Comme nous l'avons vu dans la section 3.2.4, particulièrement sur le filtre B3, sa fonction de transfert présente des contributions identifiées comme modes transverses. Ces signatures ne sont pratiquement pas présentes sur les fonctions de transfert des filtres A3 et C3. Le filtre B3 constitue un exemple particulièrement intéressant à étudier avec la méthode décrite dans les sous-sections précédentes.

Les différentes parties du filtre B3 sont décomposées en un ensemble de régions homogènes caractérisées par une ouverture, une vitesse et un coefficient traduisant l'anisotropie du matériau. Pour convenir à la modélisation décrite plus haut, nous considérons le dispositif symétrique et ne tenons compte pour le calcul que de la moitié supérieure. Dans le cas des miroirs et du réseau de couplage, trois régions sont considérées, à savoir, le réseau, les bus métalliques et la région extérieure. Pour les transducteurs, il faut ajouter une région correspondant à la propagation mi-libre mi-périodique et une zone de propagation sous réseau périodique entre le bus métallique et la région intermédiaire. Leurs caractéristiques sont déterminées à l'aide des modèles décrits dans la section 2.1.3 et sont résumées dans le tableau 3.6.

La courbe de dispersion reportée en figure 3.28 présente 14 zéros correspondant à 14 modes transverses symétriques distribués entre 3118,33 et 3151,27 m.s⁻¹. Nous notons également la discontinuité aux alentours de 3139 m.s⁻¹, correspondant à la vitesse de propagation sous une surface métallisée d'épaisseur relative h/λ de 3,1 %. Au-delà de cette vitesse, les modes ne sont plus exclusivement guidés sous le réseau périodique, mais également sous les bus métallisés.

Comme l'excitation a lieu dans la région centrale, la contribution des modes antisymétriques au filtre est nulle. La connaissance des modes symétriques est donc suffisante pour étudier notre filtre.

La figure 3.29 représente le profil des cinq premiers modes transverses à l'intérieur de la structure. Nous notons que leur potentiel est essentiellement réparti sous le réseau périodique (cf. formule (3.34)).

La mise en œuvre du modèle de matrice mixte conduit à la fonction de transfert exposée sur la figure 3.30 superposée avec la fonction de transfert mesurée et la fonction de transfert calculée avec le modèle de matrice-mixte standard.

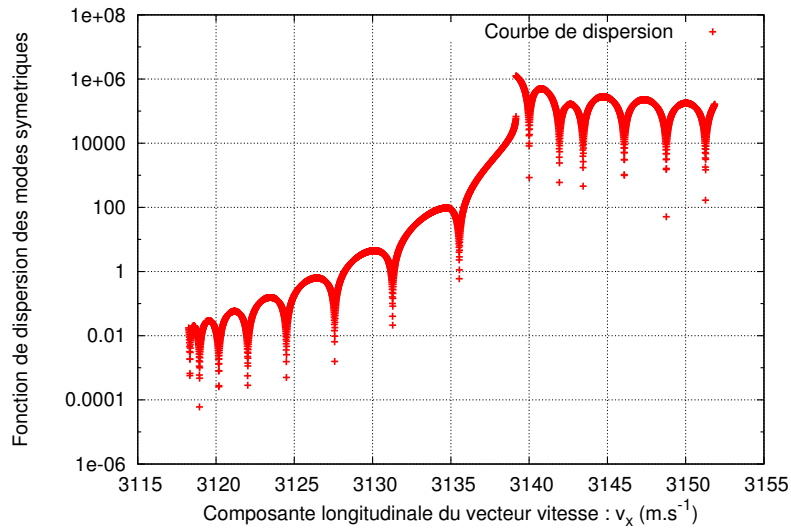


FIGURE 3.28 – Courbe de dispersion associée aux modes transverses symétriques dans le filtre B3 tracée en échelle logarithmique. Les zéros de la fonction marquent les vitesses de phase pour lesquelles des modes transverses peuvent s'établir

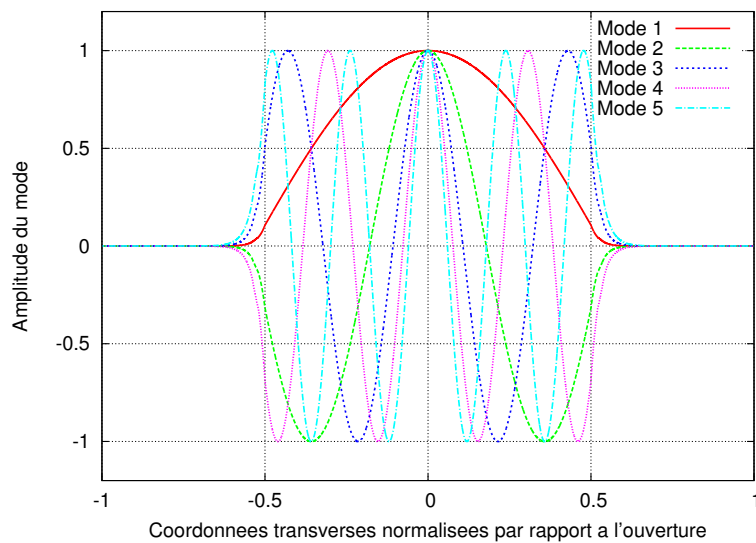


FIGURE 3.29 – Représentation du profil des cinq premiers modes transverses dans le filtre B3

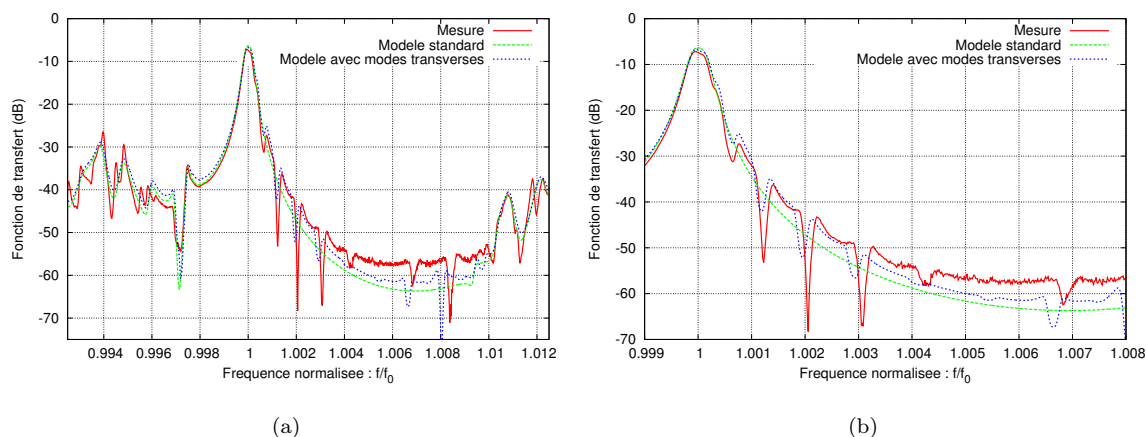


FIGURE 3.30 – Représentation de la fonction de transfert mesurée du filtre B3 superposée avec la fonction de transfert calculée à l’aide du modèle de matrice mixte tenant compte des modes transverses

Nous soulignons la qualité de l’accord entre la réponse calculée et la réponse mesurée, ainsi que le gain apporté par la prise en compte des modes guidés transverses dans la structure. Le grossissement sur la bande passante permet d’apprécier la qualité de la simulation de la position des modes.

De la même manière, nous avons appliqué ce modèle à la simulation des filtres A3 et C3. Leur courbe de dispersion conduit respectivement à 43 et 28 modes transverses. Leurs fonctions de transfert respectives sont reportées sur les figures 3.31 et 3.32.

Là encore nous obtenons un accord théorie-expérience de qualité, notamment dans la bande d’arrêt du filtre C3.

Par ailleurs, nous nous sommes intéressés à comprendre pourquoi les fonctions de transfert des filtres A3 et C3, d’ouvertures relativement larges, sont moins marquées par les modes transverses que celle du filtre B3, d’ouverture relativement étroite. Pour ce faire nous avons appliqué la méthode de recherche de modes transverses à ces différentes configurations de filtres et avons calculé leurs coefficients de pondération respectifs. La figure 3.33 donne les coefficients de pondération des modes transverses en fonction de leur vitesse correspondante, pour les trois configurations de filtres.

Nous constatons la différence du nombre de modes pour chaque filtre et la valeur de leurs coefficients de pondération. La tendance qui en ressort est que le nombre de modes transverses est d’autant plus grand que l’ouverture du filtre est importante, et inversement. En effet, dans une cavité résonante, en supposant la vitesse transverse V_T correspondant au mode de Rayleigh, nous pouvons compter sur un écart de fréquence entre les modes donné par :

$$\Delta f = \frac{V_T}{2W} \quad (3.59)$$

qui correspond au mode fondamental de la cavité créée par les deux bus. De plus, considérons la distribution spectrale d’un transducteur en sinus cardinal dont la largeur de bande maximale B est définie par la vitesse longitudinale V_L du mode et la longueur du

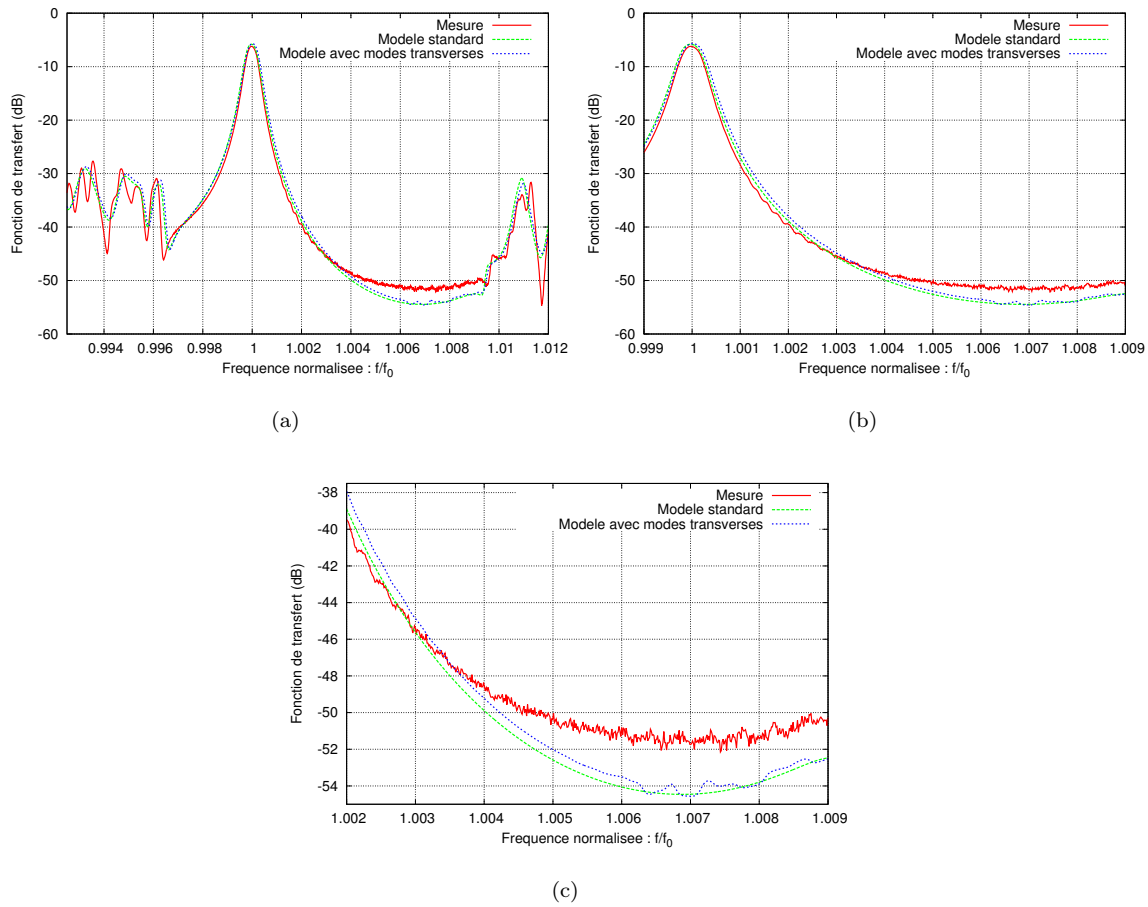


FIGURE 3.31 – Représentation de la fonction de transfert mesurée du filtre A3 superposée avec la fonction de transfert calculée à l’aide du modèle de matrice mixte tenant compte des modes transverses

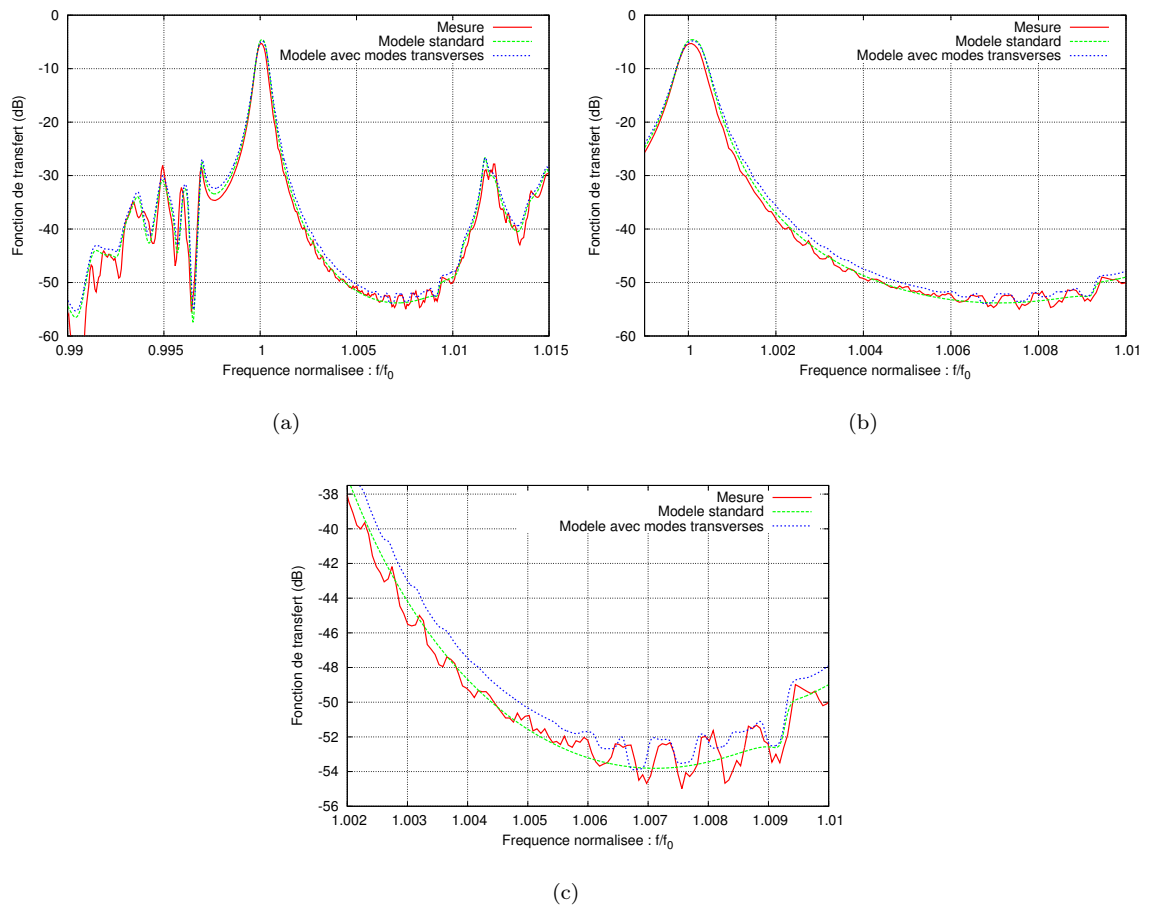


FIGURE 3.32 – Représentation de la fonction de transfert mesurée du filtre C3 superposée avec la fonction de transfert calculée à l’aide du modèle de matrice mixte tenant compte des modes transverses

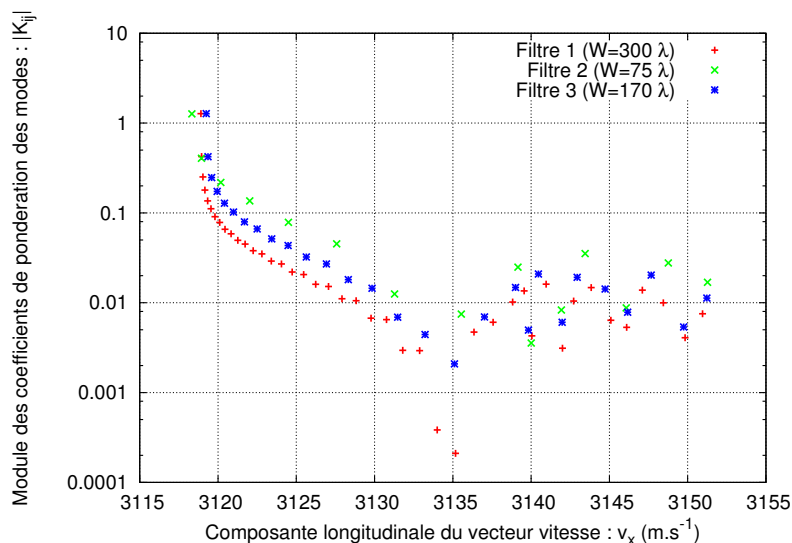


FIGURE 3.33 – Représentation des coefficients de pondération des modes en fonction de leurs composantes de vitesse longitudinale, pour les différents filtres

transducteur $N\lambda$ telles que :

$$B = \frac{V_L}{N\lambda}. \quad (3.60)$$

En comptant le nombre de modes transverses N_m possible dans cette bande de fréquence, nous constatons que pour une fonction de transduction donnée (un nombre de périodes dans le transducteur) ce nombre de modes transverses est bien conditionné par l'ouverture W :

$$N_m = \frac{B}{\Delta f} = \frac{2WV_L}{N\lambda V_T}. \quad (3.61)$$

D'autre part, les coefficients de pondération sont d'autant plus faibles que l'ouverture du filtre est grande.

Comme le montre les formules (3.56) et (3.57), les coefficients acoustoélectriques et électroacoustiques de la matrice mixte sont directement proportionnels aux coefficients de pondération des modes transverses. Ces derniers agissent donc directement sur le couplage électromécanique des modes transverses. Ceci explique pourquoi les fonctions de transfert des filtres A3 et C3 sont moins marquées par la présence de modes transverses que le filtre B3.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les travaux menés sur des filtres à couplage acoustique longitudinal centrés aux alentours du gigahertz, exploitant l'onde de Rayleigh d'une coupe (YXl)/32° de quartz. Ces filtres à bandes étroites ($< 0,1\%$), destinés à améliorer les propriétés spectrales d'une famille d'oscillateurs produits par la société AR Electronique, ont été conçus en tenant compte des spécifications exigées par cette dernière. L'expérience acquise par des réalisations antérieures sur des structures de filtres similaires, couplée à l'utilisation d'un modèle de simulation par matrice-mixte, nous a permis de proposer des

conceptions originales de filtres aux caractéristiques réalistes et conformes à la spécification. Nous avons prêté une attention particulière à la réduction du niveau de transmission en sortie de bande d'arrêt par l'ajout d'espaces de propagation libre dans les transducteurs ou le réseau de couplage. Enfin, nous avons testé différentes solutions visant à limiter les effets transverses sur la réponse du filtre et nous pouvons maintenant corrélérer leur efficacité avec nos modèles.

La fabrication d'échantillons sur des plaquettes de quartz de diamètre 100 mm, réalisée en lithographie par photoréduction et dépôt sous vide par évaporation, a permis leur réalisation avec les cotes prévues. Les mesures réalisées sur tranches mettent en évidence l'accord remarquable avec les prévisions théoriques, avec des pertes d'insertion inférieures à 5 dB sur l'une des trois configurations testées et une fréquence centrale distribuée avec un écart type inférieur à 300 ppm. Elles soulignent également l'efficacité de l'insertion d'interstices de propagation libres pour limiter le niveau de transmission en sortie de bande d'arrêt. Parmi les stratégies mises en œuvre pour limiter l'impact des effets transverses sur la fonction de transfert du filtre, l'utilisation d'une ouverture acoustique supérieure à 175 longueurs d'ondes s'avère la solution la plus efficace.

L'assemblage et l'encapsulation de certains filtres ont permis de valider leur compatibilité avec le système développé par AR Electronique.

Comme mentionné plus haut, afin de maîtriser de façon exhaustive l'étape de conception, nous avons développé un modèle permettant de tenir compte des modes transverses dans la simulation de dispositifs à ondes de surface. La comparaison des réponses calculées par ce modèle avec les réponses mesurées met en évidence la validité et la précision du modèle. Le développement d'un tel modèle permet d'envisager de nouvelles stratégies d'élimination des modes transverses et la simulation de filtres exploitant le couplage de cavités par effets transverses. Ce type de structure constitue donc une alternative intéressante au filtre à couplage acoustique longitudinal pour des applications à bande passante étroite. Le rejet de ces filtres est plus lent proche de la bande passante (de $\pm 1\%$ à $\pm 10\%$ de f_c) mais plus marqué en fréquence lointaines (de $\pm 10\%$ à $\pm 50\%$ de f_c).

Chapitre 4

Etude et réalisation de filtres à bande passante large

Dans ce chapitre nous abordons l'étude et la réalisation de filtres à ondes élastiques de surface de bande passante relative supérieure à 1 %. Pour réaliser une telle largeur de bande passante avec des pertes d'insertion inférieures à 5 dB, le couplage électromécanique du quartz se révèle insuffisant. Nous envisageons donc l'utilisation de matériaux plus couplés, tels que le tantalate ou le niobate de lithium. Les deux structures de filtres auxquelles nous attachons un intérêt particulier dans ce chapitre sont les filtres à éléments d'impédance et les filtres à transducteurs en éventails. Dans les sections qui leur sont consacrées, nous étudions leurs principes de fonctionnement et proposons des modèles pour simuler leur comportement. Nous y décrivons ensuite la conception et la réalisation de filtres dédiés à des besoins spécifiques de la société AR Electronique, à des fréquences autour de 100 et 300 MHz. Enfin nous discutons des résultats obtenus et des perspectives d'amélioration, tant au niveau des modèles que de la conception des dispositifs.

4.1 Filtres à éléments d'impédance

Une structure de filtres en adéquation avec la problématique de filtrage à pertes d'insertion minimales en bande passante relative supérieure à 1 % repose sur la combinaison d'éléments d'impédance. Dans cette section nous nous proposons d'étudier la possibilité de mettre en œuvre un tel filtre. Après en avoir rappelé les principes de fonctionnement généraux, nous présentons un modèle que nous avons réalisé pour simuler le comportement de différentes structures de filtres à éléments d'impédance. Nous décrivons ensuite la phase de conception d'un filtre de bande passante relative d'environ 1,8 %, sur une fréquence proche de 300 MHz, dans laquelle ce modèle est mis en œuvre. Enfin nous exposons les étapes de fabrication et de caractérisation de ce filtre, et discutons des résultats obtenus.

4.1.1 Principe et modélisation

4.1.1.1 Principe

Un filtre à éléments d'impédance est fondé sur le principe du couplage électrique d'éléments résonnants, typiquement des résonateurs monoports, dont les caractéristiques sont

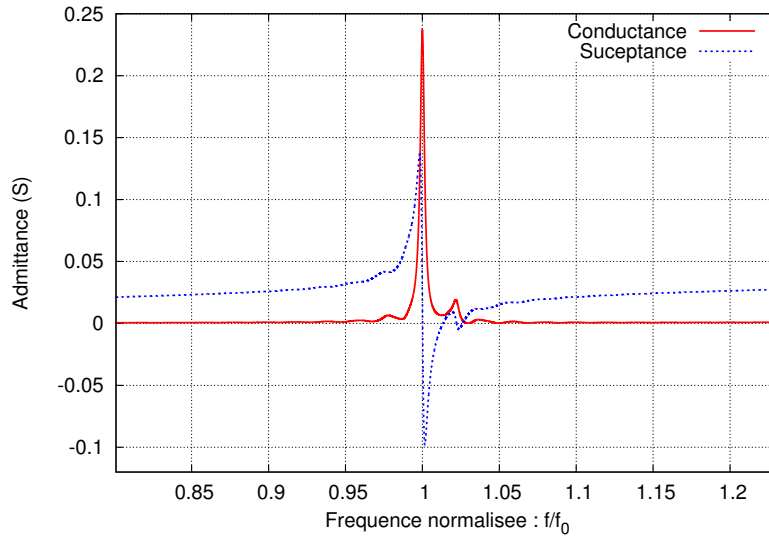


FIGURE 4.1 – Admittance typique d'un résonateur monoport à ondes de surface, calculée par la méthode de la matrice mixte sur une coupe $(YXt)/90^\circ$ de niobate de lithium

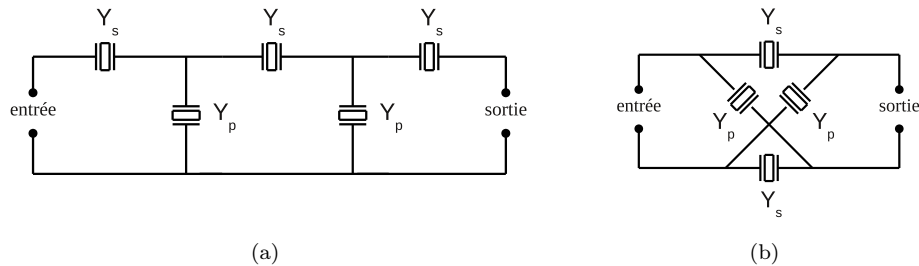


FIGURE 4.2 – Schémas électriques typiques d'un filtre en échelle (a) et d'un filtre en pont (b)

arrangées de manière à produire la fonction de transfert d'un filtre passe-bande. Autour de la résonance, la réponse en admittance d'un résonateur monoport est semblable à celle d'un dipôle constitué d'éléments localisés de types résistance, inductance et capacité en série. En dehors de celle-ci, un tel résonateur est équivalent à un condensateur dont la capacité dépend de la géométrie des électrodes constituant le transducteur et du substrat sur lesquelles elles sont déposées. La figure 4.1 montre la réponse en admittance d'un tel résonateur.

Dans un filtre à éléments d'impédance, nous exploitons les résonances, pour lesquelles l'impédance du résonateur correspondant est minimale, et les antirésonances, où l'impédance est maximale, pour créer des zéros de transmission ou d'atténuation selon l'arrangement choisi. Les deux topologies de filtres les plus couramment employées sont les filtres en échelles et les filtres en ponts (ou treillis). Les figures 4.2.(a) et 4.2.(b) montrent des schémas électriques typiques de ce genre de filtres. La première structure répond aux exigences de filtres en transmission référencés alors que la seconde correspond aux contraintes de filtres différentiels.

Filtrés en échelles : Dans le cas des filtrés en échelles, les résonateurs des branches séries et parallèles sont définis de manière à ce que leurs fréquences de résonance correspondent respectivement au centre et à l'entrée de la bande passante du filtre. Idéalement, la fréquence d'antirésonance des résonateurs des branches parallèles coïncide avec la fréquence de résonance des branches séries. Ainsi, les composantes du signal de fréquences voisines sont transmises entre l'entrée et la sortie du filtre pratiquement sans pertes, tandis que celles proches des fréquences de résonance et d'antirésonance des branches parallèles et série, respectivement, sont presque complètement bloquées.

Cet ensemble forme alors un filtre passe-bande dont la largeur de la bande passante est déterminée par l'intervalle entre les fréquences de résonance et d'antirésonance des différents résonateurs. La largeur de cet intervalle étant déterminée par le coefficient de couplage électromécanique K^2 , il existe un lien direct entre ce coefficient et la largeur de la bande passante du filtre.

En dehors de l'intervalle où s'établissent la résonance et l'antirésonance, il n'existe pas de couplage entre les phénomènes électriques et mécaniques. Le comportement des résonateurs est donc purement capacitif. L'ensemble du filtre se comporte alors comme un simple réseau de condensateurs dont la fonction de transfert dépend du rapport entre les capacités des différentes branches [103]. Les signaux traversant le réseau sont donc relativement peu atténués.

Un filtre à éléments d'impédance en échelle se caractérise par un niveau de rejet de 5 à 10 dB par cellule élémentaire et il est souvent nécessaire d'en assembler plusieurs pour obtenir un niveau de rejet tel qu'habituellement nécessaire pour les applications RF (de 30 à 50 dB en bande UHF). En revanche, un tel filtre présente des flancs relativement raides, c'est-à-dire des bandes de transition relativement étroites (moins de 10 % de la bande passante).

Filtrés en ponts (ou treillis) : La stratégie de réalisation d'un filtre en pont est semblable à celle employée pour un filtre en échelle. En revanche, son comportement est légèrement différent. L'amplitude de la fonction de transfert $|H(f)|$ d'un tel filtre s'exprime de la manière suivante :

$$|H(f)| = \frac{|Y_s - Y_p|}{|Y_s + Y_p|}, \quad (4.1)$$

où $Y_s(f)$ et $Y_p(f)$ désignent respectivement les admittances des résonateurs séries et parallèles.

Dans l'intervalle de fréquence dans lequel ont lieu les résonances et antirésonances des branches séries et parallèles, la différence entre les admittances Y_p et Y_s entraîne un déséquilibre systématique du pont. Les composantes du signal correspondant sont donc bien transmises entre l'entrée et la sortie du filtre. En s'éloignant de cet intervalle de fréquence, le comportement des résonateurs séries et parallèles tend à devenir purement capacitif, ce qui permet d'équilibrer le pont. Sa fonction de transfert s'exprime alors telle que :

$$|H(f)| = \frac{|C_s - C_p|}{|C_s + C_p|}, \quad (4.2)$$

où C_s et C_p sont respectivement les capacités statiques des résonateurs séries et parallèles. Nous soulignons ici l'importance d'utiliser des résonateurs séries et parallèles de capacités statiques les plus proches possibles pour maximiser le niveau de rejet.

L'équilibrage progressif du pont avec la fréquence produit une fonction de transfert dotée d'une excellente réjection lointaine mais avec un effet bloquant limité pour des fréquences proches de la bande passante. Nous notons encore que cette structure n'a de sens qu'au sein d'un circuit différentiel. Pour un circuit référencé, il est nécessaire d'attaquer les étages d'entrée et de sortie via des transformateurs à point milieu.

4.1.1.2 Modélisation par chaînage de quadripôles élémentaires

Une méthode commode pour simuler la réponse électrique d'un filtre à éléments d'impédance consiste à appliquer le principe de chaînage de matrices de quadripôles correspondant à des cellules de filtres élémentaires [5].

Nous associons au quadripôle $Q^{(k)}$ représenté sur la figure 4.3 la matrice d'admittance $[Y^{(k)}]$. Les coefficients de cette dernière dépendent du choix du type de cellule et de la fréquence.

En pratique, nous lui préférons sa matrice de chaîne $[G^{(k)}]$ définie comme suit :

$$\begin{Bmatrix} V_s^{(k)} \\ I_s^{(k)} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{11}^{(k)} & G_{12}^{(k)} \\ G_{21}^{(k)} & G_{22}^{(k)} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} V_e^{(k)} \\ I_e^{(k)} \end{Bmatrix} \quad (4.3)$$

En utilisant les conditions $V_e^{(k)} = V_s^{(k-1)}$ et $I_e^{(k)} = -I_s^{(k-1)}$, il devient possible de calculer la matrice de chaîne équivalente $[G^{(k-1) \rightarrow (k)}]$ résultant du chaînage des quadripôles $Q^{(k-1)}$ et $Q^{(k)}$ par une simple multiplication de matrices :

$$[G^{(k-1) \rightarrow (k)}] = [G^{(k)}][G^{(k-1)}]. \quad (4.4)$$

En généralisant le principe à une chaîne de quadripôles quelconque, telle que celle représentée sur la figure 4.4, nous obtenons la relation :

$$\begin{Bmatrix} V_s^{(j)} \\ I_s^{(j)} \end{Bmatrix} = [G^{(i) \rightarrow (j)}] \begin{Bmatrix} V_e^{(i)} \\ I_e^{(i)} \end{Bmatrix} \quad \text{avec} \quad [G^{(i) \rightarrow (j)}] = \prod_{k=j}^i [G^{(k)}]. \quad (4.5)$$

Nous déduisons ensuite la matrice d'admittance associée en utilisant les relations du tableau 4.2. Cette opération est réalisée pour chaque point de fréquence.

Dans la pratique, nous utilisons un certain nombre de cellules-types dont la forme de matrice de transfert est connue. La figure 4.5 montre les schémas électriques des cellules de filtre les plus courantes.

L'expression des coefficients de leur matrice de transfert dépend de la fréquence et des paramètres d'admittance Y_s et Y_p , correspondant respectivement aux éléments résonants placés dans les branches séries et parallèles du filtre. Celles-ci peuvent être calculées en utilisant le modèle de matrice mixte présenté dans le chapitre 3 par exemple. Le tableau 4.1 résume les expressions des coefficients des matrices de chaînes des différents types de cellules en fonction de Y_s et Y_p .

4.1.2 Conception et fabrication d'un filtre aux alentours de 300 MHz

4.1.2.1 Spécification

Le filtre à réaliser, de type passe-bande centré aux alentours de 300 MHz, doit présenter une bande passante relative de 1,8 %. L'ondulation dans cette dernière doit être limitée à

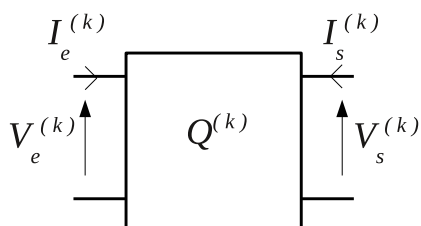


FIGURE 4.3 – Schéma d'un quadripôle $Q^{(k)}$ occupant la position k d'une chaîne de quadripôles, représenté avec ses tensions et courants en entrée et en sortie, désignés respectivement par les indices e et s

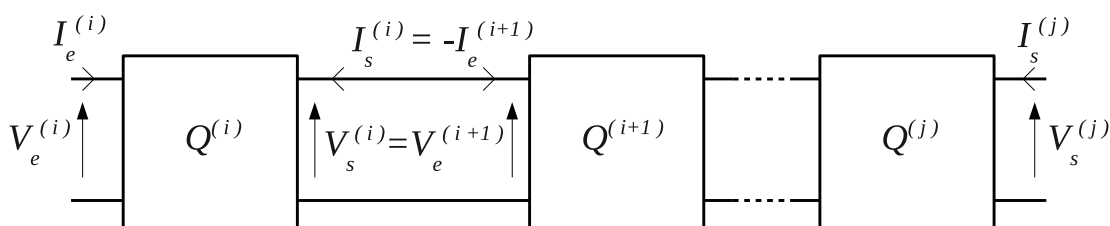


FIGURE 4.4 – Schéma d'une chaîne de quadripôles quelconque, principe de la cascade

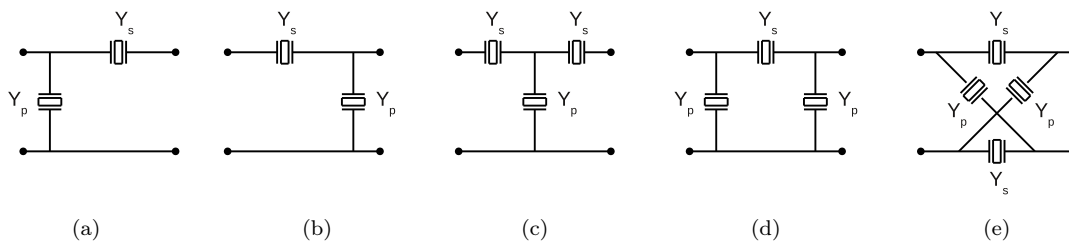


FIGURE 4.5 – Représentation de cinq types de cellules de base de filtres à éléments d'impédance : (a) en « L », (b) en « L inversé », (c) en « T », (d) en « Π », (e) en « pont équilibré » ou « treillis » (structure différentielle)

	G_{11}	G_{12}	G_{21}	G_{22}
Cellule en L	$1 + \frac{Y_p}{Y_s}$	$\frac{1}{Y_s}$	Y_p	1
Cellule en L inversé	1	$\frac{1}{Y_s}$	Y_p	$1 + \frac{Y_p}{Y_s}$
Cellule en T	$1 + \frac{Y_p}{Y_s}$	$\frac{2}{Y_s} + \frac{Y_p}{Y_s^2}$	Y_p	$1 + \frac{Y_p}{Y_s}$
Cellule en Π	$1 + \frac{Y_p}{Y_s}$	$\frac{1}{Y_s}$	$2Y_p + \frac{Y_p^2}{Y_s}$	$1 + \frac{Y_p}{Y_s}$
Cellule en pont	$\frac{Y_s + Y_p}{Y_s - Y_p}$	$\frac{2}{Y_s - Y_p}$	$\frac{Y_s Y_p}{Y_s - Y_p}$	$\frac{Y_s + Y_p}{Y_s - Y_p}$

TABLE 4.1 – Tableau résumant l'expression des coefficients des matrices de chaîne des différents types de cellules de base de filtres en fonction des paramètres d'admittance des éléments placés en série (Y_s) ou en parallèle (Y_p)

$$Y_{11}^{(k)} = \frac{G_{11}^{(k)}}{G_{12}^{(k)}} \qquad Y_{12}^{(k)} = -\frac{1}{G_{12}^{(k)}}$$

$$Y_{21}^{(k)} = G_{21}^{(k)} - \frac{G_{11}^{(k)} G_{22}^{(k)}}{G_{12}^{(k)}} \qquad Y_{22}^{(k)} = \frac{G_{22}^{(k)}}{G_{12}^{(k)}}$$

TABLE 4.2 – Expression des coefficients de la matrice d'admittance à partir des coefficients de la matrice de chaîne associée

3 dB. Des pertes d'insertion inférieures à 8 dB sont exigées. Un niveau de rejet de 60 dB est requis à plus ou moins 8 % de la fréquence centrale et un niveau de rejet supérieur à 85 dB est exigé entre -20 et -18 % de la fréquence centrale. Cette spécification est donnée pour des impédances d'accès de 50 ohms. Nous ne connaissons pas les spécifications en phase ni en temps de groupe.

4.1.2.2 Choix du matériau

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la largeur de la bande passante d'un filtre à éléments d'impédance est directement déterminée par le couplage électromécanique de l'onde exploitée. Sa valeur constitue donc le principal critère pour le choix d'un matériau et d'une coupe. Pour réaliser la bande passante relative de 1,8 %, le quartz s'avère trop peu couplé, avec 0,2 % tout au plus pour l'onde de cisaillement transverse (STW). Les coupes (YXlt)/128°/90° de niobate de lithium et (YXwt)/90°/−130° de tantalate de lithium présentent une onde de Rayleigh plus couplée que sur le quartz mais insuffisamment par rapport à la largeur de bande visée, avec 0,9 et 1,2 % respectivement. Notre choix se tourne alors vers une coupe (YXt)/90° de niobate de lithium, dont l'onde de Rayleigh présente un coefficient de couplage électromécanique compris entre 4 et 4,5 %, selon l'épaisseur de métal et le rapport de métallisation choisi. Un des principaux bémols de cette coupe réside dans l'existence d'un facteur de directivité à l'émission non nul, c'est-à-dire qu'un couplage électromécanique apparaît à la fois en entrée et en sortie de la bande d'arrêt des transducteurs. Cette caractéristique complique légèrement le travail de conception. En effet, nous cherchons à éliminer les contributions les plus faibles pour garantir une pureté spectrale maximale, garante du respect des spécifications en ondulation et rejet proche de la bande passante. Les dimensions du filtre doivent lui permettre d'être assemblé au sein d'un boîtier en céramique de dimensions extérieures, égales à $13,3 \times 7,5$ mm².

4.1.2.3 Choix d'une configuration de résonateurs et d'une combinaison de cellules

La première étape de la conception d'un filtre à éléments d'impédance consiste à dimensionner les résonateurs de telle sorte que la fréquence de résonance de la branche série et la fréquence d'antirésonance de la branche parallèle coïncident avec la fréquence centrale spécifiée pour le filtre.

Lorsque la fréquence d'un composant est divisée par N , la surface qu'il occupe est multipliée par N^2 . En prenant pour référence les dimensions des filtres étudiés au chapitre 3 fonctionnant aux alentours du gigahertz, nous estimons grossièrement qu'un filtre conçu aux alentours de 300 MHz occupe une surface neuf fois plus importante qu'à 1 GHz, soit une surface supérieure à 7×7 mm².

Afin de limiter la surface occupée par le composant, nous cherchons à minimiser la taille des éléments le structurant (miroirs, transducteurs). Une manière permettant de réduire la longueur d'un miroir consiste à augmenter le coefficient de réflexion par électrode. Ce dernier est particulièrement sensible à la hauteur de métal.

Une hauteur de métal correspondant à un rapport h/λ de 6 % environ, associé à un rapport de métallisation a/p de 50 % permet d'obtenir un coefficient de réflexion de 3 % par électrodes pour les ondes de Rayleigh sur la coupe choisie. De cette manière, une cinquantaine d'électrodes assure aux miroirs une efficacité de réflexion supérieure à 95 %. Nous choisissons une centaine d'électrodes dans les transducteurs et une ouverture acoustique d'une centaine de période pour obtenir des impédances d'accès autour de 50 ohms.

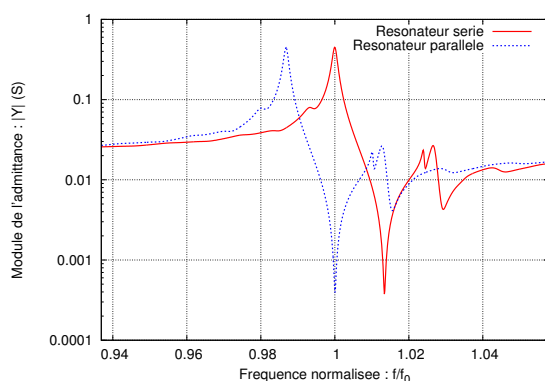


FIGURE 4.6 – Module d’admittance des résonateurs séries (en rouge) et parallèles (en bleu). Nous notons la contribution non négligeable en sortie de bande d’arrêt

Nom de la configuration	Config. A	Config. B	Config. C	Config. D
Arrangement	3 Π + 3 T	1 pont	2 ponts	1 pont + 2 Π
Nombre de résonateurs nécessaires	18	4	8	10

TABLE 4.3 – Tableau décrivant les différentes configurations de filtres simulées

La période est choisie identique dans les miroirs et le transducteur (résonateurs synchrones). La période choisie pour les résonateurs séries diffère de 1,5 % par rapport à celle choisie pour les résonateurs parallèles afin de couvrir la bande passante requise. Cette différence est pratiquement identique à la valeur du couplage nécessaire pour structurer la bande passante du filtre.

La figure 4.6 montre la réponse en admittance des résonateurs « série » et « parallèle » calculées à l’aide d’un modèle de matrice-mixte.

A partir des paramètres d’admittance des deux résonateurs, les fonctions de transfert correspondant à différents arrangements de cellules élémentaires ont été calculées en utilisant la méthode de chaînage de quadripôles. Les caractéristiques topologiques de ces configurations sont données dans le tableau 4.3 et leurs fonctions de transfert associées sont exposées sur la figure 4.7 avec le gabarit spécifié.

Nous notons que la configuration A nécessite 18 résonateurs pour satisfaire le palier à 60 dB de rejet. La conséquence de cette cascade apparaît au niveau des pertes dans la bande et de l’ondulation de la fonction de transfert dans cette région spectrale. La configuration B à un pont (treillis) se montre trop juste pour satisfaire la spécification. En revanche, l’ajout d’une deuxième cellule en pont (configuration C) permet de satisfaire les paliers de rejet à 60 et 85 dB. Enfin, une configuration employant deux cellules en Π et une cellule en pont se montre légèrement limitée en termes de rejet par rapport à des solutions en pont, employant moins de résonateurs.

Il s’avère donc qu’une configuration de filtre employant aux moins deux cellules en pont permet de satisfaire la spécification de rejet imposée, avec un nombre minimal de résonateurs. Cette caractéristique est compatible avec les contraintes de tailles imposées par la spécification. Nous soulignons également la différence de largeur de bande passante entre les configurations en pont et celles en échelle, ainsi que les pertes d’insertion plus

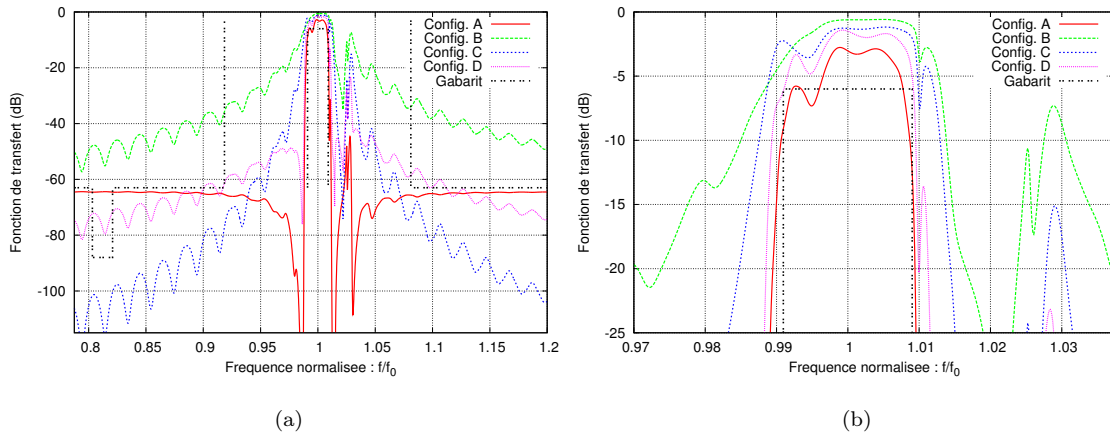


FIGURE 4.7 – Fonctions de transfert de différents arrangements de cellules calculés par chaînage de quadripôles à partir des paramètres d'admittance théoriques des résonateurs séries et parallèles (a) et grossissement sur la bande passante (b)

faibles pour ces premières.

Notre choix se porte donc naturellement sur une solution à deux cellules en pont. Après ajustement des paramètres des résonateurs séries et parallèles, nous obtenons la fonction de transfert de la figure 4.8.

La bande passante relative est de 1,9 %, les pertes d'insertion de 2,9 dB et l'ondulation dans la bande inférieure à 1 dB.

Nous notons la présence d'une forte remontée du niveau de transmission à environ 3 % de la fréquence centrale. Bien que ce point ne soit pas critique vis-à-vis de la spécification, nous avons cherché à réduire son amplitude.

Pour ce faire, nous proposons deux idées consistant à placer l'antirésonance d'un résonateur en série avec le filtre, ou la résonance d'un filtre placé parallèlement à la charge à la fréquence de cette remontée. Ces deux solutions ont été testées en simulation. Seule la première idée a été retenue, notamment pour son efficacité et son faible impact sur l'ondulation et les pertes d'insertion.

La figure 4.9 montre la fonction de transfert du filtre avec un résonateur placé en série avec la sortie du filtre. Dans cette déclinaison, le filtre conserve une bande passante relative de 1,9 %. Les pertes sont légèrement augmentées avec 3,1 dB et l'ondulation dans la bande passante augmente légèrement avec 1,4 dB estimé. En revanche, le niveau de réjection proche de la bande passante est sensiblement amélioré par l'effet bloquant de l'antirésonance du résonateur additionnel. Le niveau de transmission de la remontée proche de la bande passante passe ainsi de -15 à -30 dB.

4.1.3 Fabrication et caractérisation

La fabrication des filtres par un procédé photolithographique impose la gravure de leurs motifs sur un masque. Ces motifs sont exposés sur la figure 4.10. Nous identifions les deux cellules avec leurs quatre résonateurs respectifs (en marron foncé sur les figures 4.10.(a) et 4.10.(b)), ainsi que la présence du résonateur additionnel sur la figure 4.10.b. Les dimensions des puces sont de $3,6 \times 8,3 \text{ mm}^2$ pour le filtre seul, et de $4,8 \times 8,3 \text{ mm}^2$ avec

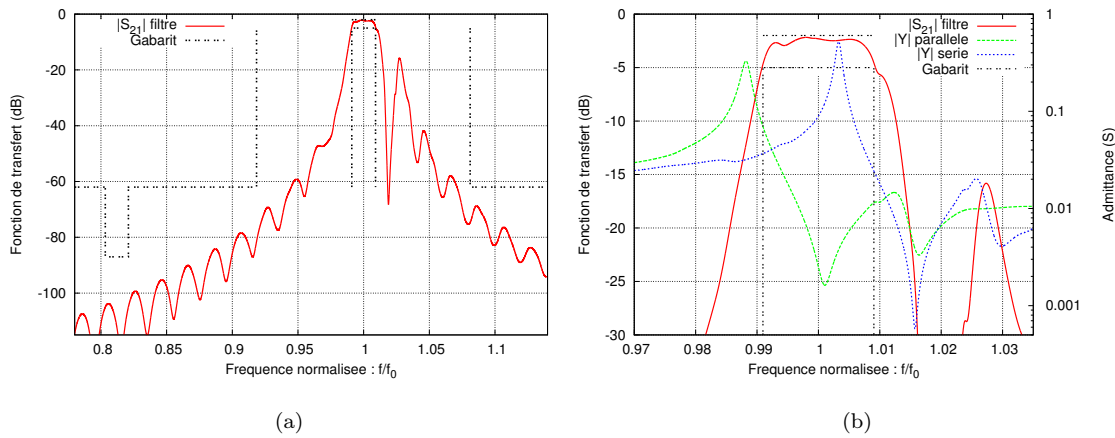


FIGURE 4.8 – Fonction de transfert théorique d'un filtre composés de deux treillis chaînés, simulés sur coupe (YXt)/90° de niobate de lithium

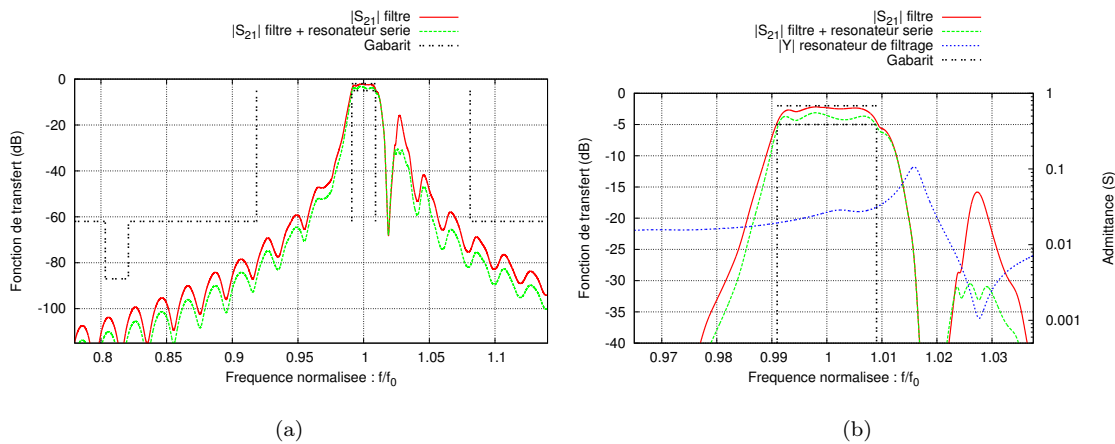


FIGURE 4.9 – Illustration de l'effet d'un résonateur placé en série avec le filtre, sur sa fonction de transfert

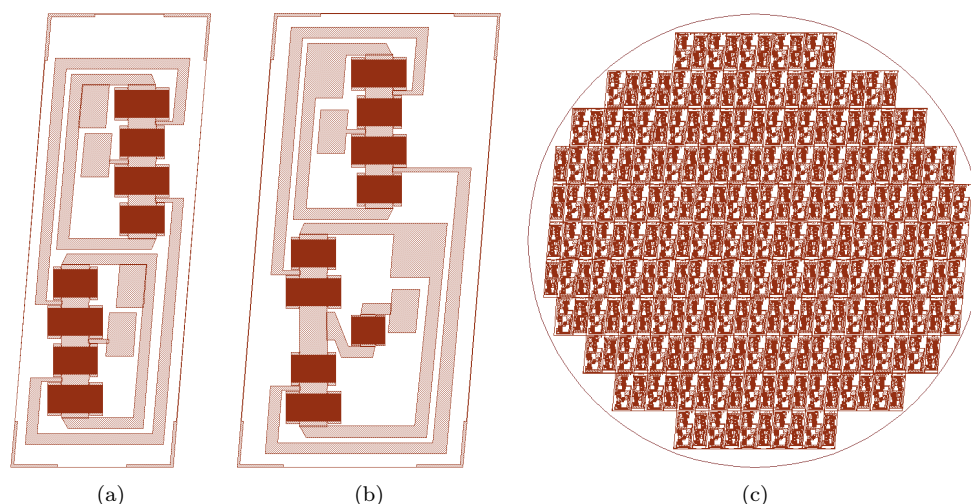


FIGURE 4.10 – Dessins d'ensemble de la configuration de filtre retenue (a) avec sa version intégrant un résonateur améliorant le rejet du filtre proche de la bande passante (b) et leur implantation sur le masque (c)

le résonateur additionnel. Les dimensions critiques des motifs à réaliser sont de $2,5 \mu\text{m}$ environ, ce qui est compatible avec la résolution des appareils de lithographie par projection. Nous optons pour cette méthode de fabrication, notamment en raison de l'emploi d'un masque de dimension 125 mm , moins onéreux à réaliser qu'un masque (réticule) de dimension 150 mm dédié à une méthode de lithographie par photo-réduction.

Les dispositifs sont fabriqués sur des plaquettes de niobate de lithium de 100 mm de diamètre. La fabrication de composants à base de niobate de lithium demande une prise de précautions particulière par rapport à une fabrication sur tranche de quartz, notamment pour sa nature cassante et pour ses propriétés pyroélectriques, c'est-à-dire que le cristal se polarise sous l'effet d'un gradient de température. Les forces électrostatiques induites par l'accumulation de charges électriques de part et d'autre du cristal peuvent entraîner l'apparition de fissures voire la cassure de la plaquette. Ceci est particulièrement vrai pour la coupe (YZ), utilisée dans notre cas. Les précautions prises lors de la fabrication portent généralement sur les étapes de recuit des résines. La température de recuit est réduite et la montée en température est progressive afin de se rapprocher des constantes de temps de dissipation de charges électriques liées à l'effet pyroélectrique.

Une autre solution pour limiter les effets de la pyroélectricité consiste à utiliser des plaquettes dopées en dioxygène (O_2), également disponibles sur le marché. Le dopage a pour effet d'accroître la conductivité électrique du matériau pour favoriser la circulation des charges dans le cristal, sans modifier ses propriétés élastiques et piézoélectriques de manière significative. L'augmentation du coefficient d'absorption du matériau, induite par le dopage en O_2 lui donne un aspect visuel noir, c'est pourquoi il est rencontré dans le commerce sous l'appellation « black-niobate » (« niobate-noir » en français) [104]. Cette solution est celle pour laquelle nous optons.

Le dépôt de la couche d'aluminium est réalisé par évaporation. L'épaisseur déposée correspond à un rapport h/λ de 6% environ, obtenue avec une uniformité de plus ou moins $1,5 \%$ de l'épaisseur absolue.

Étant donnée la nature différentielle des filtres fabriqués, notre banc de mesure sous

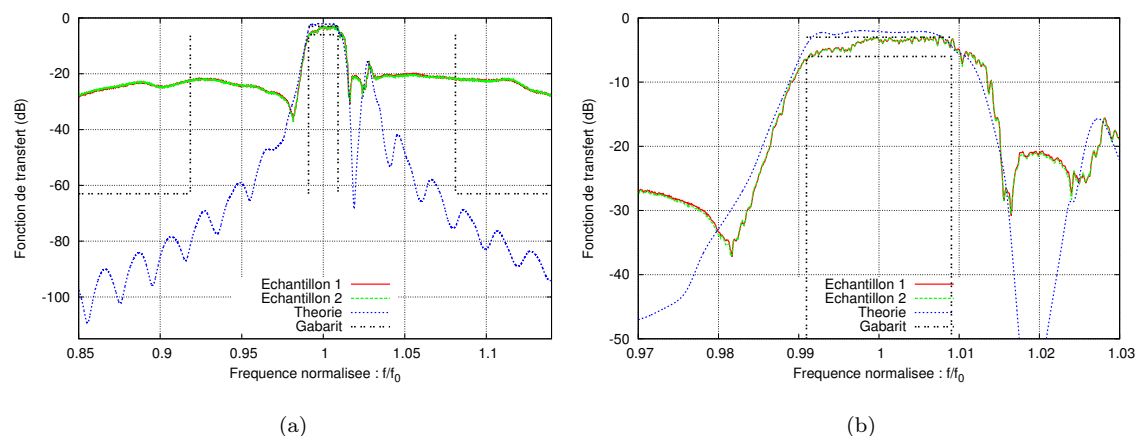


FIGURE 4.11 – Fonction de transfert mesurée du filtre à deux ponts, comparé à la prévision théorique

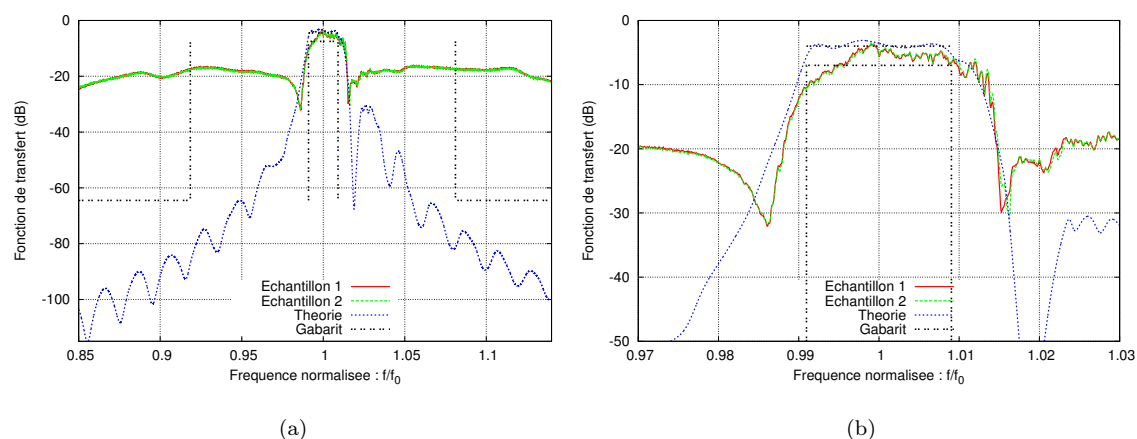


FIGURE 4.12 – Fonction de transfert mesurée du filtre à deux ponts avec son résonateur additionnel comparée à la prévision théorique, superposition du gabarit imposé

pointes ne permet pas leur caractérisation. Ceux-ci ont donc été découpés, assemblés et encapsulés dans des boîtiers en céramique de dimensions $13,3 \times 7,5 \text{ mm}^2$, pour être caractérisés sur un analyseur de réseau à quatre voies.

La figure 4.11 montre la fonction de transfert mesurée du filtre et la figure 4.12 celle de sa déclinaison avec un résonateur additionnel.

Nous remarquons la différence importante entre la réponse attendue du filtre et la réponse mesurée dans les bandes latérales. En revanche l'accord sur la largeur de la bande passante est correct et la largeur est conforme à la spécification.

Une seconde caractérisation est effectuée, cette fois-ci avec des éléments d'adaptation permettant de passer d'un mode différentiel à un mode non différentiel. Les composants utilisés pour réaliser l'adaptation sont des transformateurs symétriseurs (« balun » en anglais) de référence TC1-1TX+ distribuée par la société Mini-Circuits.

Le filtre peut ainsi être utilisé comme un composant à deux ports électriques dans un circuit non suspendu et être caractérisé à l'aide d'un analyseur de réseaux à deux voies. La

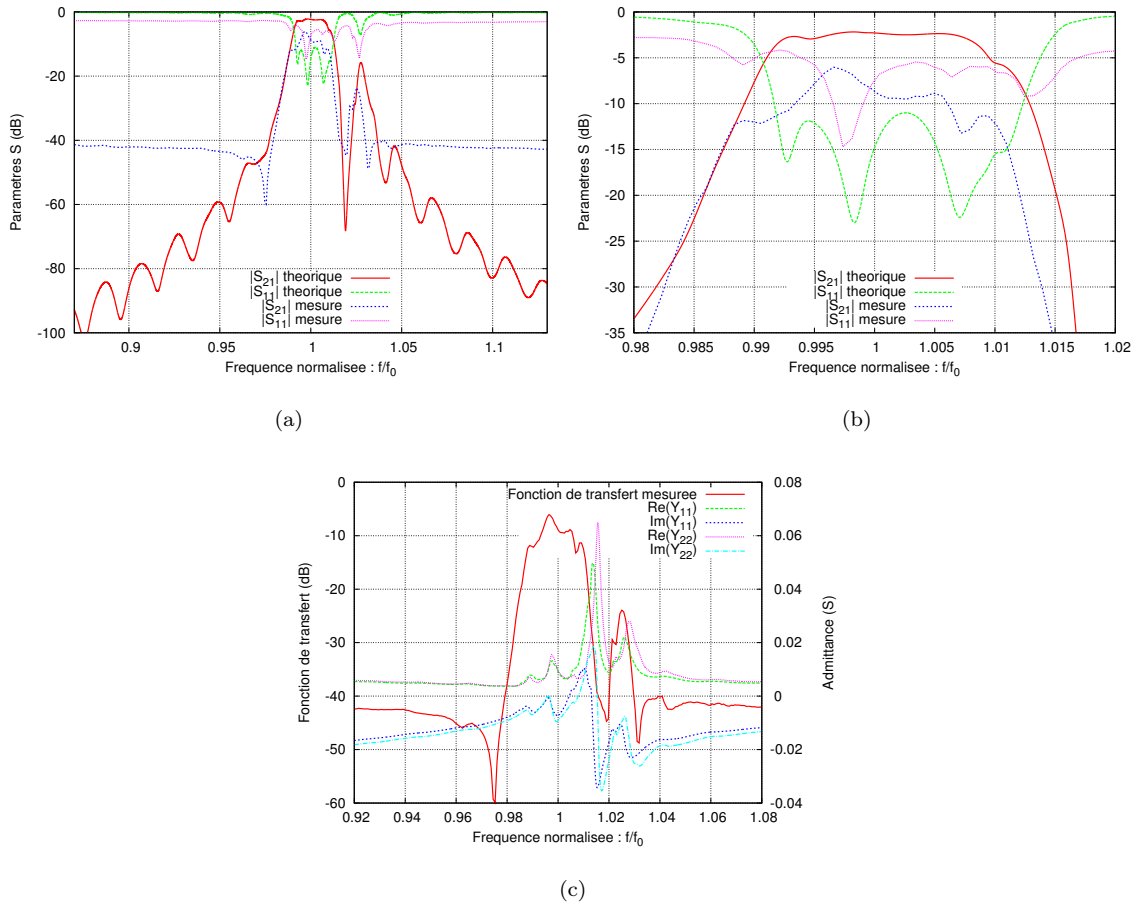


FIGURE 4.13 – Fonction de transfert d'un filtre adapté à l'aide de transformateurs symétriseurs comparée à la prévision théorique (a)(b) et admittance d'entrée/sortie du filtre mesurée (c)

fonction de transfert du filtre non suspendu est exposée sur la figure 4.13.

Nous constatons une amélioration du niveau de rejet du filtre, avec 36,5 dB contre moins de 15 dB auparavant. Néanmoins ce niveau reste loin de l'objectif visé. La bande passante présente un niveau d'ondulation supérieur à 5 dB et les pertes d'insertion sont de 6 dB environ.

La fonction de réflexion à l'entrée du filtre est conforme à la fonction de réflexion théorique. Toutefois, celle-ci présente une ligne de base à -3 dB, caractéristique d'un court-circuit, et un minimum dans la bande passante à -13 dB, symptomatique d'un défaut d'adaptation. Ce défaut d'adaptation explique en partie les pertes d'insertions et le niveau d'ondulation relevé.

La mesure des admittances d'entrée et de sortie du filtre via les transformateurs (cf. figure 4.13.(c)) met en évidence la présence d'une ligne de base sur la conductance dont la valeur s'élève à 5 mS, confirmant la présence de court-circuits. Nous relevons les valeurs de la conductance dans la bande passante entre 5 à 15 mS ce qui ne permet pas de réaliser l'accord à 50 ohms (20 mS) de manière satisfaisante.

4.1.4 Discussion

Dans cette section, nous avons étudié une famille de filtres à élément d'impédance permettant de réaliser des bandes passantes de largeurs relatives supérieures à 1 %. Les principes de fonctionnement de tels filtres sont présentés dans la première partie. Nous exposons ensuite la méthode que nous avons adoptée pour modéliser le comportement de différentes structures de cette famille de filtres. Ce modèle nous a permis de simuler un certain nombre de structures, en vue de la conception d'un filtre de bande passante relative de 1,8 %, de fréquence centrale avoisinant les 300 MHz. La principale contrainte imposée par la spécification porte sur le niveau de rejet qui doit être supérieur à 60 dB dans plusieurs bandes de fréquence situées au-delà de 8 % de la fréquence centrale. A ce titre, nous avons mis en évidence qu'une configuration de filtre composée de deux cellules en ponts, exploitant le mode de Rayleigh d'une coupe $(YXt)/90^\circ$ de niobate de lithium, se révèle compatible avec la spécification. Nous avons fabriqué ces filtres sur tranches de niobate de lithium de diamètre 100 mm, puis nous les avons découpés et mis en boîtiers pour les mesurer. Leur caractérisation a montré des différences notables avec les caractéristiques prévues par notre modèle, particulièrement sur le niveau de rejet, l'ondulation dans la bande et les pertes d'insertion.

Les raisons de ces écarts sont difficiles à déterminer avec les données dont nous disposons à ce stade. Nous émettons néanmoins quelques hypothèses et proposons une méthode pour les vérifier.

La première hypothèse adoptée dans notre modèle de filtre suppose que l'ensemble des résonateurs séries présentent des réponses spectrales identiques et de même pour les résonateurs situés dans les branches parallèles. En réalité ces réponses sont toutes différentes en raison de la dispersion des paramètres technologiques qui induisent de la dispersion de fréquence, de couplage électromécanique, de réflexion, *etc.* Cette dispersion, bien qu'elle soit relativement limitée dans notre cas ($\pm 1,5$ % d'uniformité sur l'épaisseur de métal), influence essentiellement le comportement du filtre dans la bande passante. Les capacités statiques des éléments résonants, que nous souhaitons les plus proches possible afin d'équilibrer le pont dans les bandes rejetées, sont peu sensibles aux paramètres technologiques. Une manière de vérifier l'hypothèse faite lors des calculs consiste à mesurer la réponse spectrale de chacun des résonateurs, séparément, et à recalculer la fonction de transfert du filtre à partir des paramètres d'admittances mesurés.

La seconde hypothèse à la base de notre modèle concerne les liaisons électriques entre les différents éléments résonants. Nous supposons que celles-ci présentent une conductance infinie et une susceptance nulle. Dans le cas réel les pistes électriques reliant les éléments entre eux présentent une résistance non nulle et les interactions électrostatiques entre les différentes pistes et éléments résonants produisent des effets inductifs et capacitifs parasites. Ces contributions parasites sont difficiles à prévoir lors de la phase de conception. Elles contribuent essentiellement à modifier les paramètres électrostatiques des résonateurs et influencent donc sur l'équilibre du pont dans les bandes latérales. La sensibilité du pont peut néanmoins être évaluée en ajoutant des éléments réactifs dans le modèle de ses différentes branches. La figure 4.14 illustre l'impact de tels éléments sur la fonction de transfert théorique de notre filtre et met en évidence une réelle sensibilité qui expliquerait en partie les différences entre théorie et expérience.

De manière analogue, la mise en boîtier du dispositif et sa connexion au boîtier par l'intermédiaire de fils d'or s'accompagnent d'effets électrostatiques pouvant influencer sur la

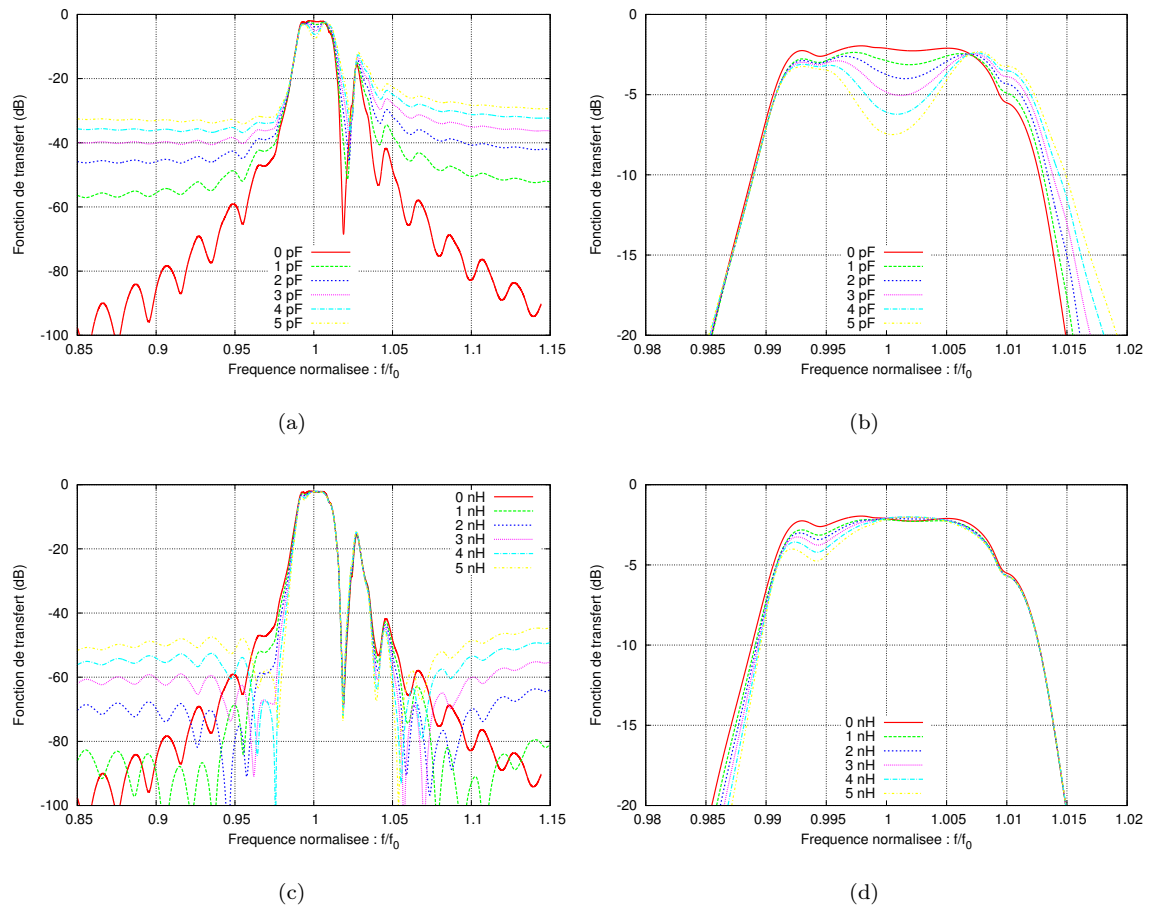


FIGURE 4.14 – Fonction de transfert du filtre incluant des éléments parasites dans les branches série et parallèle : (a)(b) effet d'une capacité parasite de valeur comprise entre 1 et 5 pF placée dans les branches parallèles ; (c)(d) effet d'une inductance parasite de valeur comprise entre 1 et 5 nH placée dans les branches séries

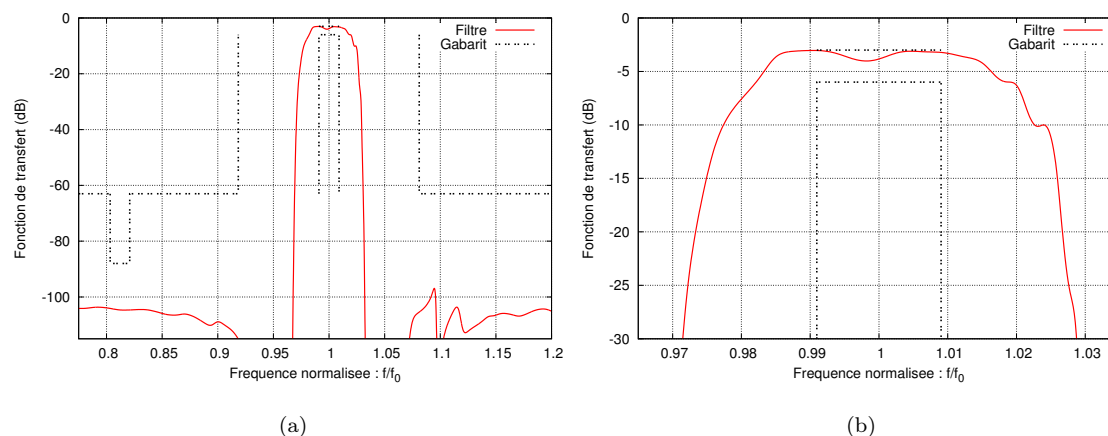


FIGURE 4.15 – Fonction de transfert d’un filtre en échelle simulé sur coupe $(YXl)/42^\circ$ de tantalate de lithium

réponse du filtre.

Enfin, le report du composant sur une carte de tests et l’ajout de transformateurs symétriseurs pour l’adaptation du filtre peuvent entraîner des pertes si celui-ci est s’avère notablement sensible aux éléments d’accord.

Devant la difficulté à mettre au point une telle structure de filtre, il peut être avantageux de se tourner vers une structure en échelle. Cette dernière éviterait l’emploi de transformateurs symétriseurs et de s’affranchir des défauts de ces derniers. Sa surface, imposée par le nombre de cellules à cascader pour atteindre les 85 dB du rejet spécifié, occuperait la surface d’un filtre à deux ponts et ses éléments d’adaptation. Un exemple de fonction de transfert d’un tel filtre est exposée sur la figure 4.15.

4.2 Filtres à transducteurs en éventails

Une structure de filtre adaptée au filtrage à bande passante relativement large (2 % et plus) repose sur le principe de transducteurs en éventails ou filtre « fan-shaped » en anglais, qui tire leur nom de la forme des peignes interdigités. Ce type de filtre présente une géométrie relativement simple et compacte, ce qui en fait une structure adaptée au filtrage à des fréquences inférieures à 300 MHz pour lesquelles le problème de compacité s’avère critique. Dans cette section, nous nous proposons d’investiguer ce type de structures pour répondre à des demandes de filtres de bandes passantes relatives supérieures à 10 %, centrés aux alentours de 100 MHz. Cette section débute par la présentation du modèle que nous avons élaboré pour simuler le comportement de tels filtres. Nous étudions ensuite l’effet des différents paramètres constitutifs sur leur réponse en fréquence. Enfin, quatre configurations de filtres ont été fabriquées puis caractérisées afin d’estimer la qualité de notre modèle.

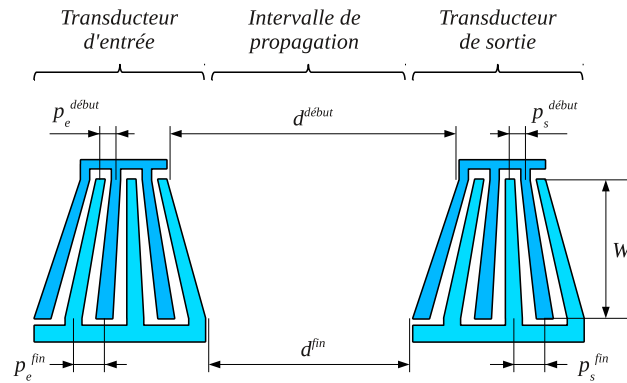


FIGURE 4.16 – Schéma d'un filtre à transducteurs en éventails avec ses paramètres géométriques planaires

4.2.1 Principe de fonctionnement

Les filtres à transducteurs en éventails à base d'ondes propagatives exploitent l'association en parallèle d'un grand nombre de canaux de fréquences régulièrement croissantes. La figure 4.16 montre le schéma typique d'un tel filtre représenté avec ses différents paramètres géométriques. Dans ce type de filtre, la largeur de la bande passante dépend essentiellement de l'écart entre les périodes minimale et maximale choisies dans les transducteurs. Il constitue alors une alternative aux filtres à éléments d'impédance dont la largeur relative de la bande passante est imposée par le coefficient de couplage électromécanique de l'onde exploitée. Néanmoins, les filtres à transducteurs en éventails restent des filtres à réponse impulsionnelle finie ce qui implique des pertes d'insertion élevées.

4.2.2 Modélisation par discrétisation en canaux élémentaires

Une technique bien connue pour simuler un filtre à transducteurs en éventails consiste à le diviser en filtres élémentaires ou canaux parallélisés, suivant l'ouverture acoustique du filtre. Chaque canal présente une période constante suivant l'ouverture, dont la réponse peut être calculée par une méthode de matrice-mixte. La réponse totale du filtre est alors la somme des réponses en admittance des différents canaux. La figure 4.17 schématise le principe d'une telle modélisation.

La discrétisation d'un tel filtre d'ouverture W en N canaux donne lieu à un même nombre de quadripôles notés $(Q^{(k)})_{1 \leq k \leq N}$. Avant le début de la simulation, nous déterminons les bornes des intervalles dans lesquels évoluent les valeurs des périodes dans les transducteurs d'entrée et de sortie. Nous notons respectivement $p_e^{(k)}$ et $p_s^{(k)}$ ces périodes dans le canal k et désignons les bornes de début et de fin de leur intervalles par un exposant *debut* et *fin* respectivement. Il en est de même pour la distance entre les transducteurs, qui est différente d'un canal à l'autre en raison de la longueur variable des transducteurs. Sa valeur $d^{(k)}$ dans le canal k est contenue dans l'intervalle $[d^{debut}; d^{fin}]$.

Dans notre modèle, il est également possible de faire évoluer le rapport de métallisation dans les transducteurs d'entrée et de sortie. De même que pour la période et le domaine de propagation inter-transducteurs, leur valeur dépend de la position du canal dans l'ouverture et nous leur définissons donc un intervalle distinct.

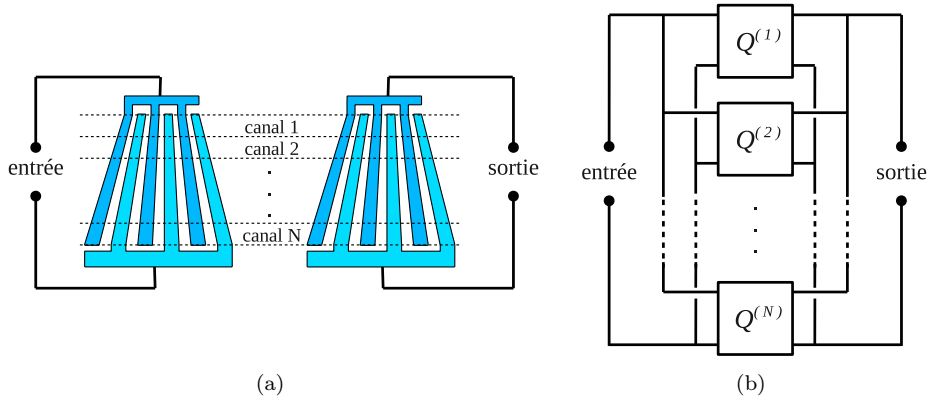


FIGURE 4.17 – Illustration du principe de la modélisation d'un filtre à transducteurs en éventails, avec sa géométrie discrétisée en canaux élémentaires parallélisés (a) et le circuit électrique équivalent (b)

L'évolution des caractéristiques géométriques des différents canaux suit une loi linéaire. Néanmoins, la souplesse de notre modèle nous permet d'envisager des lois d'évolution quelconques.

La largeur ΔW des canaux élémentaires est définie telle que :

$$\Delta W = \frac{W}{N}. \quad (4.6)$$

Les autres caractéristiques sont discrétisées de manière semblable, avec les pas de calcul suivant :

$$\begin{cases} \Delta p_e = \frac{1}{N}(p_e^{fin} - p_e^{debut}) \\ \Delta p_s = \frac{1}{N}(p_s^{fin} - p_s^{debut}) \\ \Delta d = \frac{1}{N}(d^{fin} - d^{debut}) \\ \Delta(a/p)_e = \frac{1}{N}((a/p)_e^{fin} - (a/p)_e^{debut}) \\ \Delta(a/p)_s = \frac{1}{N}((a/p)_s^{fin} - (a/p)_s^{debut}) \end{cases} \quad (4.7)$$

Nous calculons ensuite les caractéristiques géométriques de chacun des canaux élémentaires :

$$\begin{cases} p_e^{(k)} = p_e^{fin} + (k - \frac{1}{2}) \Delta p_e \\ p_s^{(k)} = p_s^{fin} + (k - \frac{1}{2}) \Delta p_s \\ d^{(k)} = d^{fin} + (k - \frac{1}{2}) \Delta d \\ (a/p)_e^{(k)} = (a/p)_e^{debut} - (k + \frac{1}{2}) \Delta(a/p)_e \\ (a/p)_s^{(k)} = (a/p)_s^{debut} - (k + \frac{1}{2}) \Delta(a/p)_s \end{cases} \quad (4.8)$$

Le seul paramètre géométrique fixé de façon unique pour l'ensemble du dispositif est sa hauteur de métal h . Il faut noter qu'alors, la période étant variable, le rapport $h/\lambda = h/2p^{(k)}$ est variable dans le dispositif. Les paramètres de propagation de l'onde sont donc différents d'un canal à un autre dans les régions des transducteurs.

A partir de ces caractéristiques géométriques, la matrice d'admittance des différents canaux peut être calculée à partir d'un modèle de matrice-mixte.

La matrice d'admittance globale du filtre est obtenue en sommant l'ensemble des matrices d'admittance des différents canaux (connectés en parallèle).

Le développement de ce modèle a permis la conception de filtres que nous décrivons dans la section suivante.

4.2.3 Application à la réalisation d'un filtre aux alentours de 100 MHz

4.2.3.1 Spécification

Les filtres qui nous serviront d'exemples applicatifs dans cette section des fréquences centrales situées aux alentours de 100 MHz et de bandes passantes relatives de 10 à 14 %. Des pertes d'insertion inférieures à 8 dB sont requises et l'ondulation dans la bande doit être inférieure à 3 dB. Le niveau de rejet et la largeur des bandes de transition ne sont pas spécifiées pour ce filtre. En revanche, nous chercherons à optimiser ces caractéristiques dans la mesure du possible.

4.2.3.2 Conception d'une configuration de base

Choix d'un matériau, d'une coupe et d'un type d'onde : Les largeurs de bandes spécifiées sont typiquement compatibles avec les coefficients de couplage électromécanique du niobate de lithium ou du tantalate de lithium. Les essais ont été réalisés dans un premier temps sur une coupe (YXt)/90° (ou coupe (YZ)) de niobate de lithium. Cette coupe, la même que décrite dans la section précédente, présente un mode de Rayleigh couplé à 4,4 % environ.

La coupe (YXl)/128° du niobate lithium a également été utilisée pour cette application. Elle présente une onde de Rayleigh dont le coefficient de couplage électromécanique est de 5,7 % environ et surtout un couplage des ondes de volume rayonnées par le transducteur interdigité permettant de minimiser le phénomène autant que faire se peut.

Choix d'une période dans les transducteurs : Pour nous affranchir des phénomènes de réflexions dans les transducteurs pouvant parasiter la réponse du filtre, nous optons pour des transducteurs à 4 doigts par longueur d'onde. La fréquence de Bragg est ainsi égale à deux fois la fréquence de fonctionnement des transducteurs. Nous nous plaçons ainsi dans des conditions de fonctionnement optimales pour un filtre à ondes propagatives. La période moyenne \bar{p} est alors calculée à partir de la formule suivante :

$$\bar{p} = \frac{V_\phi}{4f_c}, \quad (4.9)$$

où V_ϕ et f_c sont respectivement la vitesse de phase de l'onde et la fréquence centrale du filtre. Pour réaliser une bande passante relative de 14 %, nous choisissons les périodes supérieures et inférieures telles que :

$$p_e^{debut} = p_s^{debut} = (1 - 7\%) \bar{p} \quad \text{et} \quad p_e^{fin} = p_s^{fin} = (1 + 7\%) \bar{p}. \quad (4.10)$$

Choix d'une ouverture et d'un nombre d'électrodes : Le nombre de périodes est choisi de manière à obtenir le meilleur couplage électromécanique possible et une raideur des flancs permettant d'obtenir des bande de transition de largeur relative inférieures à 5 % entre -3 et -30 dB. Dans le cas de transducteurs en éventails, l'augmentation du nombre de périodes pour une ouverture acoustique donnée est accompagnée d'une augmentation de l'angle formé par les directions des deux électrodes situées de part et d'autre du transducteur. Un

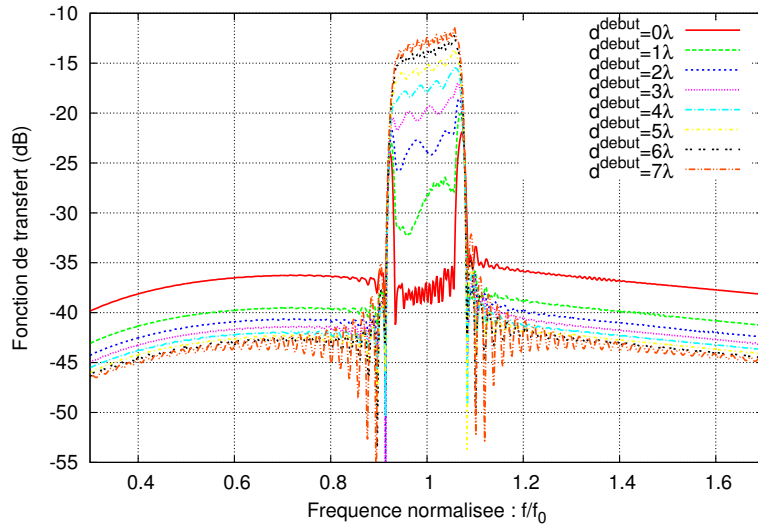


FIGURE 4.18 – Illustration de l’effet de la forme des transducteurs sur la fonction de transfert d’un filtre simulé sur coupe $(YXt)/90^\circ$ de niobate de lithium

angle trop important peut favoriser la propagation d’ondes dans des directions transverses à la direction de propagation choisie et peut donc générer des pertes. Le choix du nombre de périodes est donc réalisé en veillant à ne pas dépasser une certaine valeur de cet angle.

Un nombre différent d’électrodes dans les transducteurs d’entrée et de sortie peut aider à réduire le niveau d’ondulation dans la bande passante. En revanche celle-ci s’accompagne souvent d’une augmentation des pertes d’insertion.

Le nombre choisi est de 200 électrodes dans chaque transducteur, ce qui correspond à 50 longueurs d’ondes moyennes. L’ouverture est prise égale à 40 longueurs d’ondes moyennes soit $160 \bar{p}$. L’angle ainsi formé au sommet du transducteur est de 10° .

4.2.3.3 Etude de la géométrie du filtre sur sa fonction de transfert

Effet de la forme relative des transducteurs : Hormis le nombre d’électrodes et l’ouverture, la forme relative des transducteurs est également dictée par la distance entre les bases et les sommets des transducteurs, respectivement d^{fin} et d^{debut} . Cette différence relative de forme entre le transducteur émetteur et le transducteur récepteur influence de manière notable la fonction de transfert du filtre.

La figure 4.18 montre la fonction de transfert d’un filtre composé de deux transducteurs identiques en terme de périodes et de nombre d’électrodes, calculée pour une valeur de $d^{fin} = 0$ et des valeurs de $d^{debut} \in [0 ; 4N(p^{fin} - p^{debut})]$. Afin d’illustrer notre propos, les configurations de filtres correspondant aux bornes inférieure et supérieure de cet intervalle sont illustrées respectivement sur les figures 4.19.(a) et 4.19.(b).

Nous constatons que la configuration de la figure 4.19.(a) ne permet pas d’obtenir la fonction de transfert recherchée tandis que celle correspondant à la seconde s’apparente d’avantage à la fonction de transfert d’un filtre passe-bande. Nous notons également l’évolution de la fonction de transfert pour les différentes valeurs comprises entre une valeur 0 et $4N(p^{fin} - p^{debut})$.

La configuration de la figure 4.19.(b) correspond à un cas où la corrélation entre les

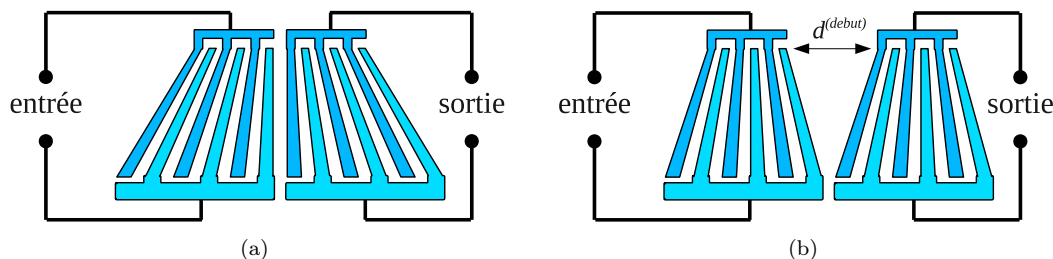


FIGURE 4.19 – Exemples de filtres à transducteurs en éventails de géométries différentes : (a) géométrie défavorisant la corrélation entre les transducteurs ; (b) géométrie favorisant la corrélation entre les transducteurs

réponses impulsionnelles de chacun des transducteurs est effective en tout point de l'ouverture. Dans le cas où la distance d^{debut} évolue vers zéro, cette corrélation est de plus en plus faible, à l'exception des canaux situés aux deux extrémités du filtre. Ce défaut de corrélation donne lieu à de l'atténuation au centre de la bande. Nous obtenons des résultats similaires en augmentant les largeurs d^{debut} et d^{fin} d'une même valeur d (typiquement 40λ).

Une telle configuration permet de maximiser la corrélation des réponses impulsionnelles des transducteurs d'entrée et de sortie tout en minimisant l'angle formé entre les électrodes et la direction transverse à la direction de propagation. Dans la pratique, nous optons pour une telle configuration.

Effet de la distance inter-transducteurs sur le niveau de rejet du filtre : La distance entre les transducteurs joue également un rôle sur la fonction de transfert du filtre. Hormis la phase qui augmente proportionnellement à la distance entre les transducteurs, elle impacte également le niveau de transmission dans les bandes latérales du filtre. En effet, hors de la bande passante le filtre présente un comportement essentiellement capacitif et peut être décrit par le schéma électrique équivalent de la figure 4.20.

La fonction de transfert $H(f)$ du filtre en dehors de la bande passante est alors de la forme :

$$H(f) = \frac{C_{12}}{C_{22} + C_{12}}, \quad (4.11)$$

où la capacité mutuelle entre les deux transducteurs, C_{12} , est un terme inversement proportionnel à la distance entre les deux transducteurs. Par conséquent, la contribution électrostatique de la fonction de transfert du filtre diminue lorsque cette distance augmente. En pratique, un éloignement des deux transducteurs se traduit par une augmentation du niveau de rejet du filtre, comme le montre la figure 4.21.

Nous constatons qu'un intervalle d'une largeur équivalente à une cinquantaine de longueurs d'onde suffit à fournir un niveau de rejet de 40 dB à plus ou moins 50 % de la fréquence centrale, choix sur lequel nous nous portons.

Effet du rapport de métallisation sur la régularité de la bande passante : Dans le cas d'une configuration de filtre comportant des transducteurs à rapport de métallisation constant suivant l'ouverture, nous constatons que le niveau de transmission dans la bande

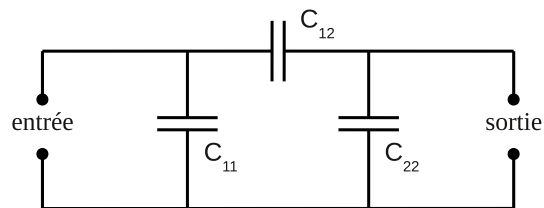


FIGURE 4.20 – Schéma électrique équivalent d'un filtre à transducteurs en éventails pour des fréquences hors de la bande passante. C_{11} et C_{22} représentent les capacités statiques des transducteurs d'entrée et de sortie respectivement, tandis que C_{12} représente la capacité mutuelle entre les transducteurs

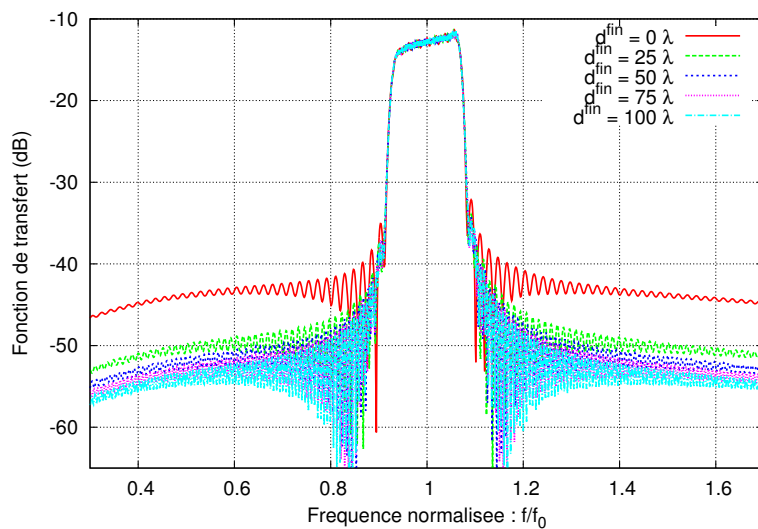


FIGURE 4.21 – Illustration de l'effet d'un intervalle entre les transducteurs d'entrée et de sortie sur la fonction de transfert, pour différentes distances inter-transducteur, simulé sur coupe $(YXt)/90^\circ$ de niobate de lithium

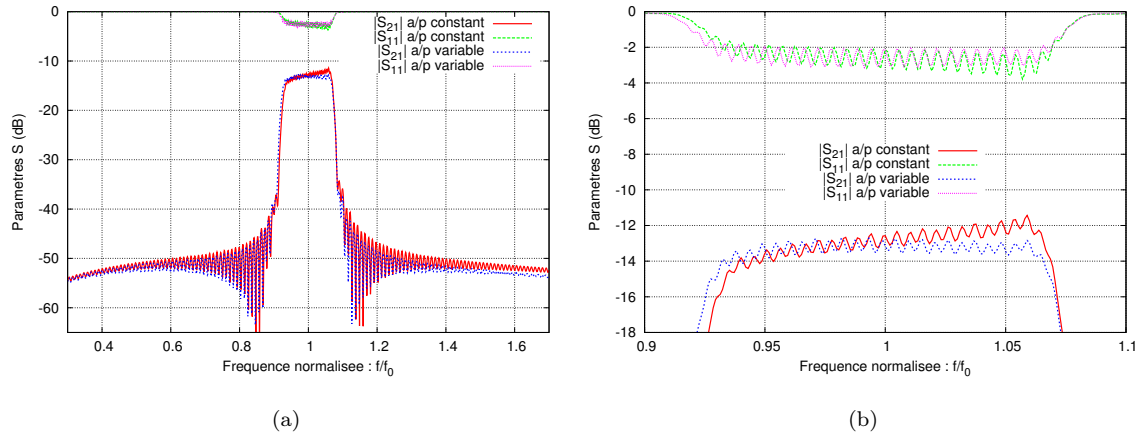


FIGURE 4.22 – Illustration de l'effet d'une distribution linéaire du rapport de métallisation dans l'ouverture des transducteurs, sur la régularité du niveau de transmission dans la bande passante, simulé sur coupe $(YXt)/90^\circ$ de niobate de lithium

présente des irrégularités, comme le montre la figure 4.22. Ce défaut est également présent sur le coefficient de réflexion $|S_{11}|$, ce que nous interprétons comme un défaut d'adaptation d'impédance dans l'ensemble de la bande passante, probablement dû à la valeur de la capacité dans les différents canaux.

L'utilisation de transducteurs à rapport de métallisation variable linéairement suivant l'ouverture permet d'améliorer la régularité du coefficient de réflexion et du niveau de transmission dans la bande passante du filtre.

Configurations retenues : Un certain nombre de filtres a été conçu en suivant le mode opératoire décrit dans les paragraphes précédents. Les géométries des différentes configurations de filtres étudiées que nous allons présenter sont résumées dans le tableau 4.4.

La première configuration, que nous nommerons A par la suite exploite le mode de Rayleigh de la coupe $(YXt)/90^\circ$ du niobate de lithium, dont le coefficient de couplage électromécanique de 4,4 % se prête à la réalisation de filtres à bande passante intermédiaire en minimisant les pertes d'insertion. La fonction de transfert théorique de ce filtre est exposée sur la figure 4.24. Cette configuration de filtre utilise des transducteurs à quatre doigts par longueur d'onde pour s'affranchir du phénomène de bande d'arrêt autour de la fréquence de travail du filtre. Le rapport de métallisation a/p varie linéairement suivant la direction transverse du filtre de manière à régulariser le niveau de transmission dans la bande passante. Les transducteurs d'entrée et de sortie du filtre comportent un nombre de doigts différents afin de limiter le niveau d'ondulation dans la bande passante à moins de 1 dB, sans augmenter les pertes d'insertion de manière significative. Enfin, l'insertion d'un intervalle de propagation libre entre les deux transducteurs permet d'atteindre un niveau de rejet de 35 dB environ. La bande passante théorique de ce filtre est de 14 % environ avec des pertes d'insertion de 14 dB.

Un second filtre, de conception proche du filtre A, est conçu pour fonctionner sur le mode de Rayleigh de la coupe $(YXl)/128^\circ$ du niobate de lithium, dont le couplage électromécanique est supérieur à celui de la coupe $(YXt)/90^\circ$, avec 5,7 % environ. Nous désignerons

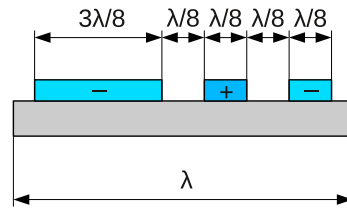


FIGURE 4.23 – Illustration dans le plan sagittal d'une section élémentaire d'un transducteur de type DART

cette configuration par la lettre B. Sa fonction de transfert est exposée sur la figure 4.24. Comme le filtre A, la période dans ses transducteurs est égale au quart de la longueur d'onde. Nous tentons là encore de limiter le niveau d'ondulation dans la bande passante en utilisant un nombre d'électrodes différent dans les transducteurs. Cette approche ne s'avère pas aussi efficace que dans le cas précédent, mais nous réussissons tout de même à maintenir ce niveau autour de 2 dB. La régularisation du niveau de pertes dans la bande passante est réalisé de la même manière que pour le filtre A en faisant varier le rapport de métallisation a/p entre à 0,3 et 0,7 suivant l'ouverture. Les pertes d'insertion sont estimées à 11 dB pour une bande passante relative de 11,5 %.

Le niveau de pertes d'insertion relativement élevé que présentent des structures de filtres à transducteurs bidirectionnels, telles que les configurations A et B, nous a amené à nous intéresser à des structures utilisant des transducteurs privilégiant une direction de propagation. Une troisième structure utilisant des transducteurs de type « DART » a été conçue. Nous la désignons par la lettre C. La simulation d'un tel filtre a nécessité la modification d'une partie du modèle décrit dans la section 4.2.2, de manière à intégrer des cellules présentant la géométrie de la figure 4.23 de type « DART » (Distributed Acoustic Reflection Transducer). Les principes de conception exposés dans la section précédente restent valables pour ce type de filtre. Cependant, la pondération du taux de métallisation dans ses transducteurs s'avère inefficace pour régulariser le niveau de pertes dans la bande passante. Bien qu'*a priori* cette configuration présente des pertes d'insertion plus importantes (15 dB en moyenne) que la configuration A, pour une largeur de bande identique, elle présente un niveau de rejet sensiblement plus grand que les versions A et B, atteignant 50 dB. Néanmoins, l'adaptation des impédances d'entrée et de sortie du filtre permet théoriquement de réduire les pertes d'insertion d'environ 5 dB et d'améliorer la régularité de la bande, comme le montre la figure 4.25.

A ce titre, le développement d'une configuration D, hybride, utilisant un transducteur DART et un transducteur à quatre doigts par longueur d'onde s'avère une approche intéressante pour conserver la régularité de la bande de la configuration A ou B, tout en conservant un avantage en terme de rejet par rapport à ces dernières.

Ses pertes d'insertion sont réduites de 3 dB en moyenne par rapport à la configuration C, pour un niveau de rejet de 45 dB environ. Sa fonction de transfert est exposée sur la figure 4.24.

4.2.3.4 Fabrication et caractérisation

Les différentes configurations de filtres ont été fabriquées à partir des masques dont les motifs sont illustrés sur la figure 4.26. Les dimensions des différentes configurations de

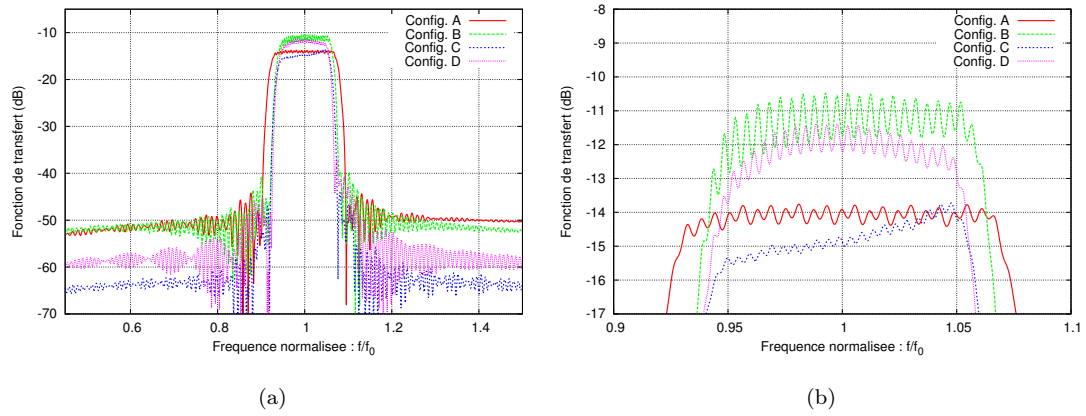


FIGURE 4.24 – Fonctions de transfert des différentes configurations de filtres étudiés

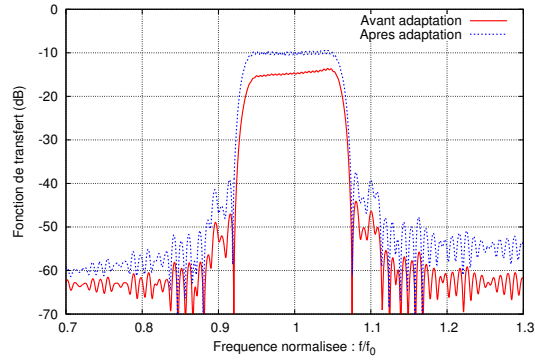


FIGURE 4.25 – Fonction de transfert d'un filtre de type C avant et après adaptation de ses accès par des éléments inductifs

		Config. A	Config. B	Config. C	Config. D
Entrée	Nb. longueurs d'onde	45	55	52	57
	Période	$\lambda_{moy} \pm 7,5 \%$	$\lambda_{moy} \pm 5,7 \%$	$\lambda_{moy} \pm 6,2 \%$	$\lambda_{moy} \pm 5,7 \%$
	a/p	0,525 à 0,7	0,3 à 0,7	-	-
Sortie	Nb. longueurs d'onde	35	40	35	47
	Période	$\lambda_{moy} \pm 7,5 \%$	$\lambda_{moy} \pm 5,7 \%$	$\lambda_{moy} \pm 6,2 \%$	$\lambda_{moy} \pm 5,7 \%$
	a/p	0,525 à 0,7	0,3 à 0,7	-	0,35 à 0,7
Ouverture		$35 \lambda_{moy}$	$35 \lambda_{moy}$	$35 \lambda_{moy}$	$30 \lambda_{moy}$
h/λ_{moy}		1 %	0,9 %	0,9 %	0,9 %
d		40,7 à 46,7 λ_{moy}	58 à 63,3 λ_{moy}	58 à 63,3 λ_{moy}	58 à 63,8 λ_{moy}

TABLE 4.4 – Caractéristiques géométriques des différentes configurations de filtres retenues

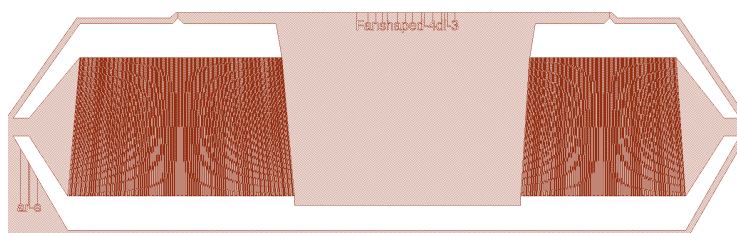


FIGURE 4.26 – Représentation des motifs du filtre B implantés sur le masque. Nous notons la polarité des motifs choisie négative afin d’être compatible avec le procédé de fabrication par « lift-off »

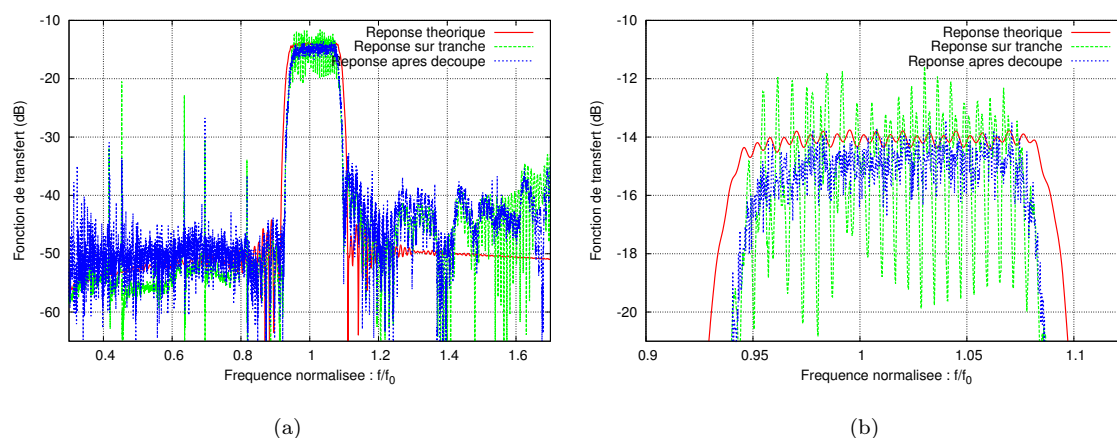


FIGURE 4.27 – Fonction de transfert mesurée d’un filtre de configuration A avant et après découpe (a), grossissement sur la bande passante (b)

filtres sont de $7,9 \times 2,2 \text{ mm}^2$. Nous notons que ces dimensions sont comparables à celles d’un filtre à éléments d’impédance de fréquence trois fois supérieure.

Les dimensions des motifs les plus critiques à réaliser sont de $3 \mu\text{m}$ environ. Les filtres de configuration A sont fabriqués par une filière « lift-off » en photolithographie par contact et le dépôt de métal par évaporation, sur coupe $(YXt)/90^\circ$ de niobate de lithium. Les configurations B, C et D quant à elles sont réalisées via le même type de filière sur des tranches de niobate de lithium, coupe $(YXl)/128^\circ$ de diamètre 100 mm. La lithographie en revanche, est réalisée par projection.

Les différentes configurations ont été caractérisées sur tranches puis découpées. Leurs fonctions de transfert, avant et après l’étape de découpe, sont exposées sur les figures 4.27, 4.28, 4.29 et 4.30.

D’une manière générale nous observons que la réponse spectrale des différents filtres est conforme à la réponse prévue par notre modèle. Les réponses mesurées avant découpe des puces présentent une ondulation particulièrement importante dans la bande passante ($>3 \text{ dB}$). Des réflexions parasites dues à la présence de dispositifs voisins sur la tranche constituent la cause de cet excès d’ondulation. Pour chacun des filtres, le niveau de rejet dans la bande latérale haute est inférieur au niveau prévu par la théorie. Pour les filtres utilisant au moins un transducteur de type DART (configurations C et D), l’accord dans

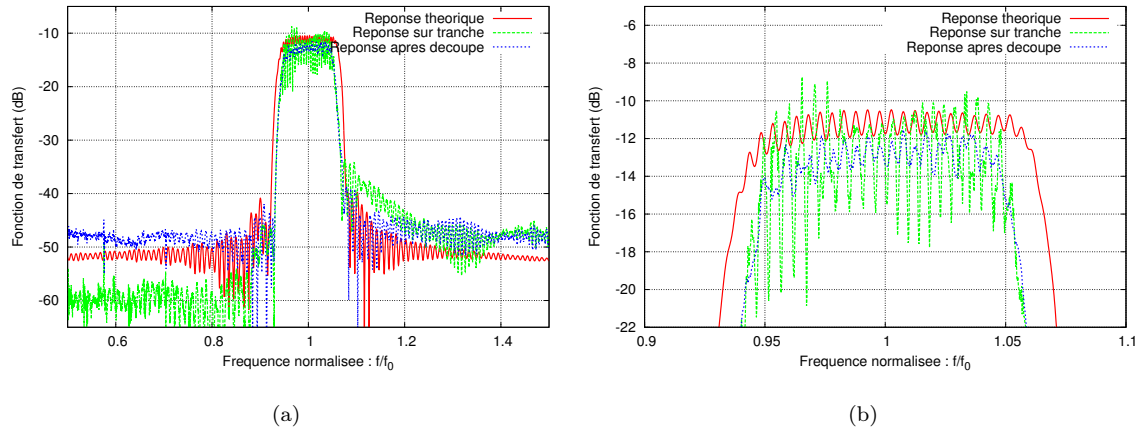


FIGURE 4.28 – Fonction de transfert mesurée d’un filtre de configuration B avant et après découpe (a), grossissement sur la bande passante (b)

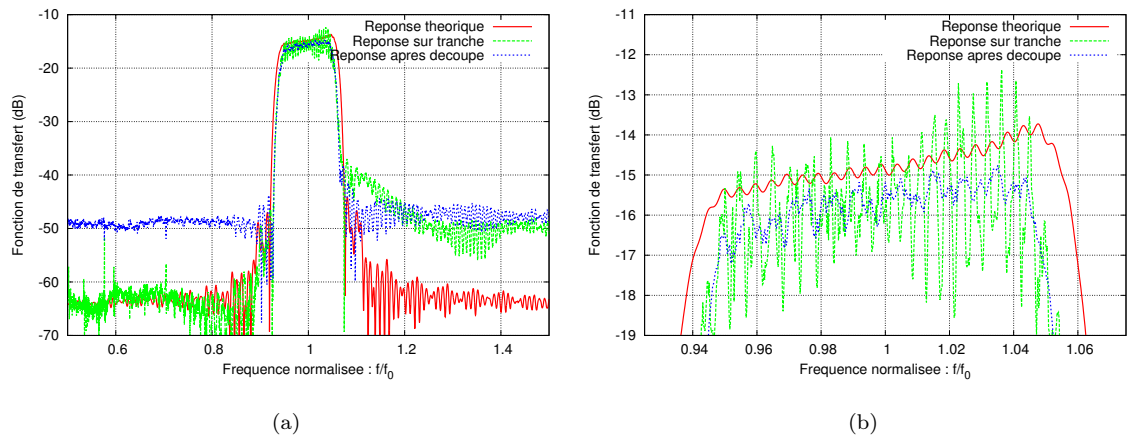


FIGURE 4.29 – Fonction de transfert mesurée d’un filtre de configuration C avant et après découpe (a), grossissement sur la bande passante (b)

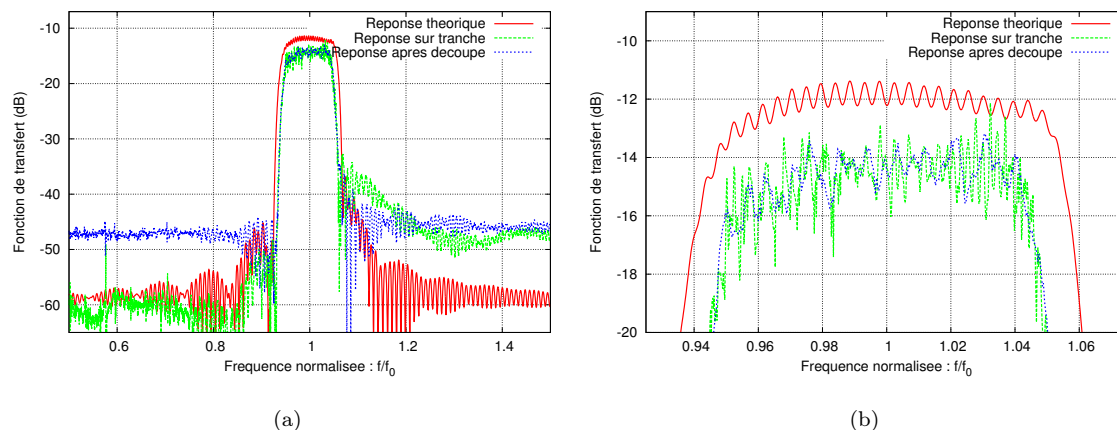


FIGURE 4.30 – Fonction de transfert mesurée d’un filtre de configuration D avant et après découpe (a), grossissement sur la bande passante (b)

la bande latérale de fréquences inférieures entre les réponses théorique et mesurée avant découpe mérite d’être souligné. La caractérisation des filtres A et B, avec des transducteurs à quatre électrodes par longueur d’onde, montre que leur niveau de rejet avant découpe est supérieur au rejet théorique dans la bande latérale inférieure.

La découpe des dispositifs réduit notablement le niveau d’ondulation dans la bande passante, ce qui confirme notre hypothèse. En revanche, le niveau de rejet des différents filtres est sensiblement réduit après découpe. La remontée uniforme du niveau de transmission dans les bandes latérales est semblable au spectre d’un bruit blanc, ce qui nous laisse supposer que nos mesures sont polluées par des signaux rapides, tels que des effets électromagnétiques.

En étudiant la réponse impulsionnelle des différents filtres, nous avons identifié les contributions à court terme et les avons supprimés par l’application d’un fenêtrage. La transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle ainsi traitée donne une nouvelle fonction de transfert, sans la contribution des effets électromagnétiques. La figure 4.31 montre l’effet d’un tel traitement sur la fonction de transfert d’un filtre de type B, mesurée après découpe. Le niveau de transmission dans la bande latérale supérieure est réduit de plus de 10 dB après traitement. Cette observation nous permet de conclure au passage que la remontée du niveau de transmission dans cette bande ne découle pas de la contribution d’ondes de volume rayonnées par les transducteurs.

La largeur de la bande passante systématiquement plus faible sur les réponses mesurées que sur les réponses théoriques constitue un point supplémentaire, avec des bandes passante relative de 12,5 %, 10 %, 10 % et 9,5 % mesurées pour les filtres A, B, C et D respectivement, contre 14 %, 11,5 %, 11,8 % et 10,8 % respectivement prévues par la notre modèle. Les pertes d’insertion sont également plus élevées que prévues avec 14,5 dB, 12,5 dB, 15,5 dB et 14 dB mesurés sur les configurations A, B, C et D respectivement, contre 14 dB, 11 dB, 15 dB et 11,5 dB prévus en théorie. Ces deux points nous laissent supposer qu’il s’agit là d’un défaut de couplage électromécanique, d’un défaut dû à la diffraction du paquet d’ondes dans l’intervalle entre les deux transducteurs ou d’un problème de conception lié à notre programme de calcul.

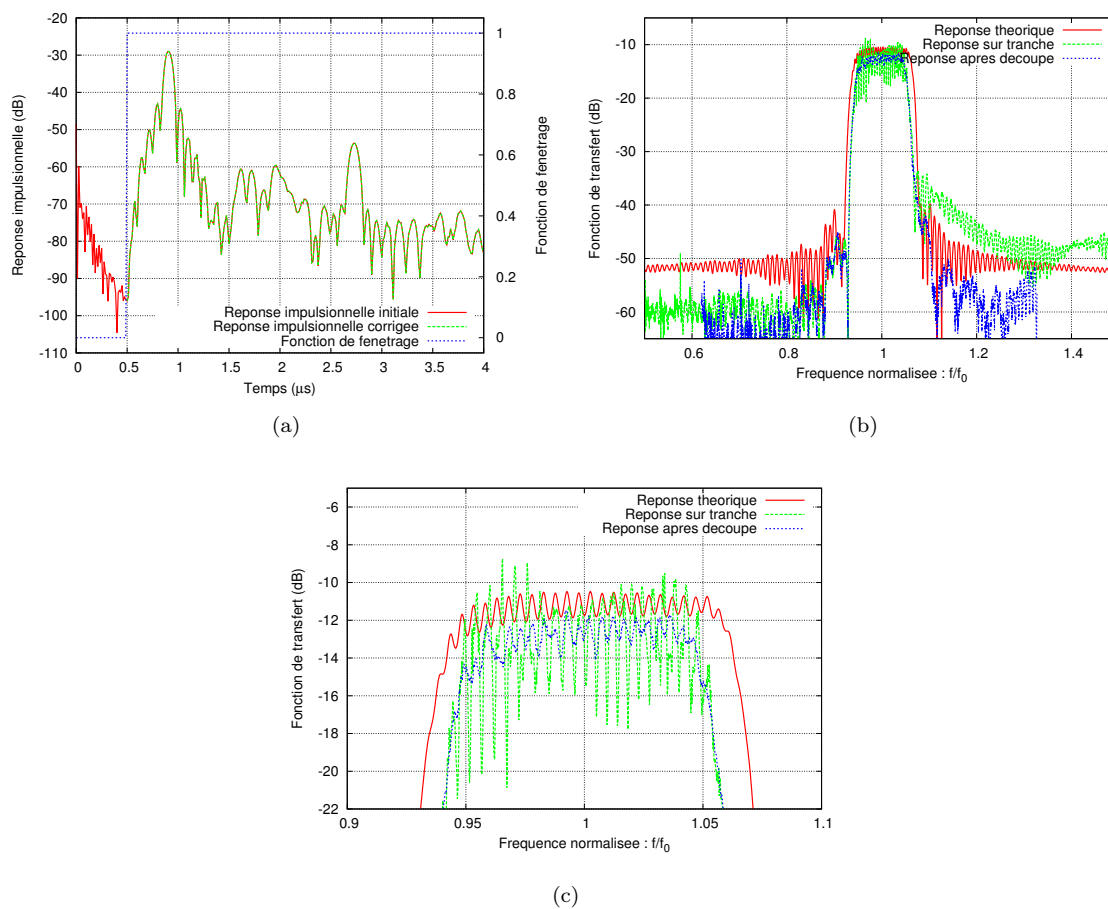
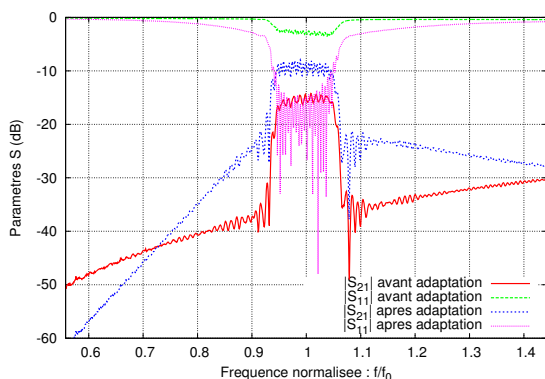
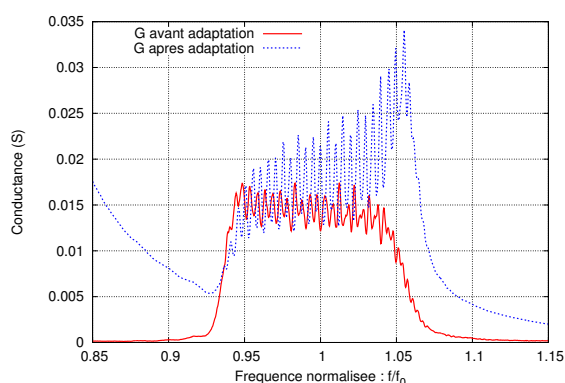


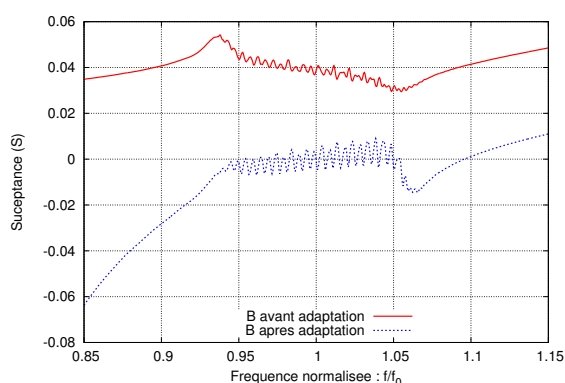
FIGURE 4.31 – Illustration d’un traitement des effets rapides par calcul, sur la fonction de transfert d’un filtre type B



(a)



(b)



(c)

FIGURE 4.32 – Paramètres S d'un filtre de type C assemblé et connecté avec un boîtier de dimensions $13,3 \times 6,5 \text{ mm}^2$ mesurés avant et après adaptation d'impédance (a), conductance (b) et susceptance (c) d'entrée correspondantes

Pour tenter de réduire les pertes d'insertion nous avons adapté en impédance les ports d'entrée et de sortie d'un filtre de type C. Les fonctions de transfert du filtre, mesurées avant et après adaptation d'impédance, sont exposées sur la figure 4.32 avec l'admittance d'entrée correspondante.

Nous notons une réduction sensible des pertes d'insertion avec 9 dB contre 15 auparavant. Cette amélioration se fait au détriment du niveau de rejet proche de la bande, réduit à 11 dB contre 20 dB avant adaptation. Toutefois, la contribution électrique des éléments d'adaptation tend à améliorer cette caractéristique en s'éloignant de la fréquence centrale.

4.2.4 Discussion

Dans cette section, nous avons étudié la possibilité de réaliser des filtres à transducteurs en éventails de bande passante relative comprise entre 10 et 14 %. La simulation du comportement d'un tel filtre a donné lieu au développement d'un modèle dont nous avons exposé les principes en première partie. L'étude de l'influence des différents paramètres géométriques du filtre sur sa réponse en fréquence nous a permis d'identifier quatre configurations de filtres présentant des caractéristiques spectrales intéressantes vis-à-vis des

spécifications imposées. Ces différentes configurations ont été fabriquées sur des plaquettes de coupes (YXt)/90° et (YXl)/128° de niobate de lithium et ont été caractérisées. La comparaison entre les réponses mesurées et celles prévues par notre modèle a mis en évidence des écarts entre théorie et expérience, notamment sur le niveau de rejet après découpe et la largeur de la bande passante.

Concernant le niveau de rejet du filtre, nous avons constaté qu'en éliminant les contributions à court terme, présentes sur la réponse impulsionnelle du filtre, nous retrouvions un niveau de celui obtenu avant découpe. Nous attribuons l'origine de ces contributions parasites au changement des conditions aux limites électriques causé par la découpe. La modification de la distribution du champ électrique dans le dispositif augmente la capacité mutuelle entre les transducteurs, ce qui se traduit par une hausse du niveau de transmission dans les bandes latérales du filtre. Notre idée pour réduire ces contributions parasites consisterait à déposer un film métallique dans l'espace séparant les transducteurs et de le relier au potentiel de référence. Les lignes du champ électrique circulant entre les deux transducteurs se refermeraient ainsi sur cet surface métallisée, réduisant ainsi la capacité mutuelle du filtre.

L'écart de largeur de la bande passante est plus difficile à expliquer. Comme nous l'avons vu dans ce qui précède, la fréquence des différents canaux dépend de leur position suivant la direction transverse. Idéalement, le paquet d'ondes émis par le transducteur d'entrée est complètement transmis au transducteur de sortie si nous supposons que chaque composante de fréquence transite via son canal respectif. Notre modèle a été développé en faisant cette hypothèse. En réalité, le paquet d'ondes se propageant entre les deux transducteurs subit des effets de diffraction. La dilatation du paquet d'ondes suivant la direction transverse fait que certaines composantes de fréquence sortent du canal de propagation correspondant. Dans le cas des canaux situés aux extrémités des transducteurs, une part d'énergie ainsi émise sort du champ de réception du transducteur et réduit donc la contribution correspondante. Ceci expliquerait l'écart de largeur de bande passante observé par rapport à la largeur prévue par notre modèle. En pratique, une manière de limiter la diffraction des ondes dans l'espace situé entre les transducteurs consisterait à y déposer une couche dans le but de réduire la vitesse de propagation du paquet d'ondes et de le guider dans la zone d'ouverture des transducteurs. Une autre stratégie consisterait à élargir de part et d'autre le transducteur. Rajouter la prise en compte de cet effet dans nos modèle serait enfin l'approche la plus pertinente. Pour ce faire il nous faut calculer le champ émis et son étalement le long de la propagation dans l'intervalle entre les transducteurs.

Enfin nous avons constaté l'efficacité d'une adaptation d'impédance sur la réduction des pertes d'insertion.

4.3 Conclusion

Au sein de ce chapitre, nous avons abordé l'étude et la réalisation de filtres de bandes passantes relatives supérieures à 1 %.

Dans la première partie, nous nous sommes intéressés à l'étude de filtres à éléments d'impédance. Afin de simplifier leur étude, nous avons développé un modèle se fondant sur la théorie des quadripôles permettant de simuler le comportement de différentes combinaisons de cellules élémentaires. Nous avons appliqué notre modèle à la conception d'un filtre de largeur de bande passante relative de 1,8 %, centré aux alentours de 300 MHz, qui

correspond à un besoin de la société AR Electronique. Nous avons identifié une combinaison de deux cellules en ponts exploitant le mode de Rayleigh de la coupe $(YXt)/90^\circ$ du niobate de lithium permettant de satisfaire cette spécification. Ces filtres ont été fabriqués et assemblés pour être caractérisés. La mesure de leurs caractéristiques révèle une difficulté de mise au point. Nous proposons plusieurs pistes qui permettront d'identifier les causes du problème et de les corriger. Nous suggérons également une nouvelle configuration de filtre utilisant une structure en échelle exploitant le pseudo-mode de surface de la coupe $(YXl)/42^\circ$ du tantalate de lithium.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de filtres à transducteurs en éventails. La simulation de ce type de filtre nous a amené à développer un modèle qui se fonde sur l'association en parallèle d'un grand nombre de canaux élémentaires. Une campagne de simulation a permis de mettre en évidence l'effet des différentes caractéristiques géométriques du filtre sur sa fonction de transfert. De cette étude, nous avons retenu plusieurs configurations pouvant être appliquées à la réalisation de filtres de bandes passantes relatives comprises entre 10 et 14 %, centrés aux alentours de 100 MHz. Ces configurations de filtres exploitent les ondes de Rayleigh des coupes $(YXl)/128^\circ$ et $(YXt)/90^\circ$. L'ensemble de ces filtres a été fabriqué et leurs réponses mesurées avant et après découpe. La comparaison entre les réponses mesurées et celles prévues par notre modèle permet de dégager les forces et les faiblesses de l'approche adoptée. Nous soulignons des écarts récurrents sur certaines caractéristiques et proposons des pistes pour les réduire. Nous noterons qu'une fois ces éléments réglés, ce type de conception devrait nous permettre de concevoir de façon robuste des filtres de bande passante relative supérieure à 10 % avec des pertes minimale (de l'ordre de 10 dB). Le modèle augmenté des éléments négligés jusqu'alors (effets de diffraction, effet de l'électromagnétisme) pourra entrer dans des boucles d'optimisation automatiques et permettre de maîtriser la fonction de transfert des ces filtres à l'état de l'art.

Chapitre 5

Stratégies de montée en fréquence

L'un des enjeux majeurs de l'industrie des composants à ondes de surface est l'augmentation de la fréquence des dispositifs au-delà de ce qu'autorisent les matériaux et les techniques de fabrications actuellement déployées chez les fabricants de tels composants. Cette problématique concerne aussi bien le filtrage de fréquence que les sources de fréquences embarquées. Dans ce chapitre nous abordons la problématique de la montée en fréquence des composants à ondes de surface. Nous y présentons deux technologies que nous avons mises en œuvre pour réaliser des dispositifs dépassant les limites actuelles de fréquence, à savoir, l'utilisation de substrats à base de carbone-diamant et le développement d'un procédé de lithographie par nano-impression.

5.1 Problématique de la montée en fréquence

Pour rappel, un transducteur à ondes élastiques de surface de période p exploitant une onde dont la phase se propage à la vitesse V_ϕ , produit un signal de spectre centré autour d'une fréquence f_0 dont l'expression au premier ordre est la suivante :

$$f_0 = \frac{V_\phi}{2p}. \quad (5.1)$$

Les matériaux couramment employés dans l'industrie des composants à ondes de surface, que sont le quartz, le niobate de lithium et le tantalate de lithium, sont des matériaux monocristallins dont les vitesses de phase sont comprises entre 3100 et 5100 m.s⁻¹ environ. D'autre part, la résolution des équipements couramment employés dans cette industrie est limitée par la longueur d'onde des sources mises en œuvre dans les illuminateurs. Classiquement ces sources exploitent la raie i du mercure (i -line), de longueur d'onde égale à 365 nm, ce qui confère aux équipements de photolithographie une résolution limite d'environ 300 nm si l'on se place au critère de Rayleigh. En combinant à la fois les limites en termes de vitesse de phase dans les matériaux et de résolution des équipements de photolithographie, nous pouvons estimer que la limite de fréquence pour un composant à ondes de surface se situe aux alentours de 3 GHz. Pour repousser cette limite, des efforts sont faits sur le développement de guides d'ondes à base de matériaux admettant des vitesses de phase supérieures à celles couramment disponibles sur le marché. A ce titre, le diamant et le saphir ont fait l'objet de nombreux travaux car ils présentent des vitesses de phase comprises entre 8 et 12 km.s⁻¹. Dans le même but, des travaux ont été réalisés afin d'amé-

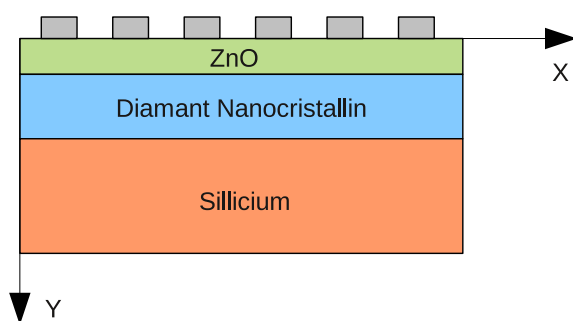


FIGURE 5.1 – Illustration de l'empilement des différentes couches constituant le guide d'ondes

liorer la résolution des techniques de lithographie. Dans les deux sections qui suivent, ces deux approches de montée en fréquence sont étudiées.

5.2 Par augmentation de la vitesse de phase

Dans cette section, nous étudions la possibilité de réaliser des composants à ondes de surface sur substrats à base de carbone-diamant nanocristallin, pour la réalisation d'une source de fréquence embarquée de fréquences supérieures à 3 GHz. En effet, l'intérêt du diamant réside dans la vitesse de phase des ondes qui s'y propagent, de l'ordre de 10 km.s^{-1} , ce qui permet théoriquement de doubler la fréquence de fonctionnement d'un dispositif pour une même période. Les résultats présentés ci-après sont issus du projet ANR OSCCAR-2 (Oscillateurs de très hautes stabilité et pureté spectrale à résonateurs à ondes élastiques guidées sur Substrats Composites à base de CARbone-diamant nanocristallin – Phase 2) dont l'objectif ultime est de réaliser une source de fréquence en bande X (8 à 12 GHz). Dans ce projet, AR Electronique et l'Institut FEMTO-ST collaborent dans les phases de conception des résonateurs, ainsi que dans leur fabrication, leur caractérisation et leur mise en œuvre au sein d'une boucle d'oscillation.

5.2.1 Étude d'une structure de guide d'ondes stratifiée à base de carbone-diamant nanocristallin

Le guide d'ondes que nous nous proposons d'étudier consiste en une structure stratifiée combinant un substrat en silicium d'épaisseur $500 \mu\text{m}$, une couche de diamant nanocristallin de quelques microns d'épaisseur et une couche d'oxyde de zinc dont nous nous laissons le choix de l'épaisseur. Dans certains cas, le substrat de silicium est supprimé avant le dépôt de la couche de ZnO. La couche de diamant nanocristallin est synthétisée sur une plaquette de silicium d'épaisseur égale à $500 \mu\text{m}$. Le diamant n'étant pas piézoélectrique, la génération et la détection des ondes s'effectue via une couche mince piézoélectrique. Dans notre cas, le matériau choisi pour réaliser cette couche est l'oxyde de zinc (ZnO). La figure 5.1 illustre l'empilement des différentes couches constituant le guide d'ondes. La structure Si/C-diamant/ZnO constitue un guide d'ondes dispersif.

Nous choisissons l'épaisseur de la couche de ZnO en fonction des vitesses de propagation des différents modes et de leur coefficient de couplage électromécanique. À partir des courbes de dispersion de la figure 5.2, nous déterminons qu'un produit fréquence \times épais-

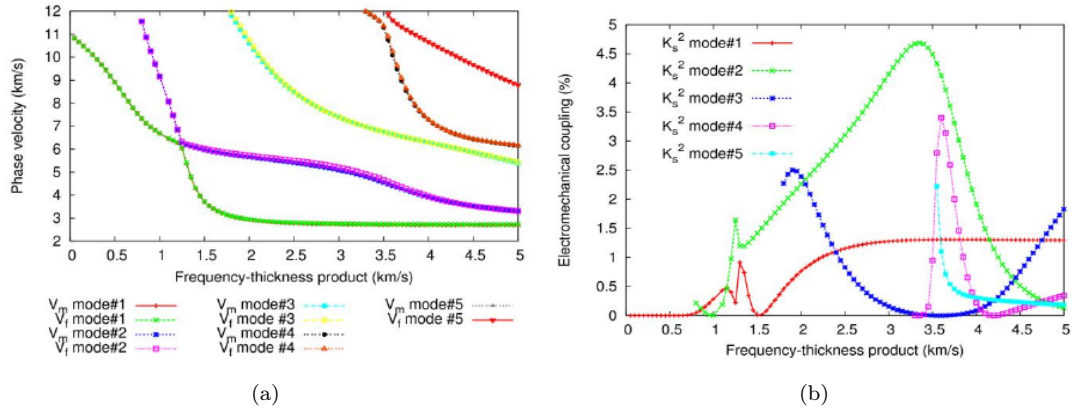


FIGURE 5.2 – Principales propriétés des cinq premiers modes guidés dans une structure Si / C-diamant / ZnO en fonction du produit fréquence \times épaisseur de la couche d'oxyde de zinc : (a) Vitesse de phase ; (b) Coefficient de couplage électromécanique

seur compris entre 2,5 et 2,75 offre la possibilité d'exciter trois modes dont deux présentent des vitesses de phase supérieures à $5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Les calculs des paramètres de propagation des différents modes sont effectués pour différentes épaisseurs comprises entre 500 et 550 nm.

5.2.2 Application à la génération de fréquence

5.2.2.1 Conception des dispositifs

La réalisation d'une source de fréquence ultra-sable à très faible bruit de phase (dans le cas d'un oscillateur à 10 GHz, typiquement -90 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse et -120 dBc/Hz à 1 MHz) requiert la réalisation d'un résonateur présentant un facteur de qualité le plus grand possible avec un niveau de pertes d'insertion minimal. Tout en souhaitant optimiser ces dernières, nous cherchons également à minimiser la sensibilité de la structure aux paramètres technologiques (épaisseur de ZnO, épaisseur de métal, largeur des électrodes, *etc*). Nous nous sommes orientés vers une structure de type Fabry-Perot synchrone *a priori* la plus à même de répondre aux caractéristiques visées. Le schéma d'un tel résonateur est exposé en figure 5.3. Sa particularité réside dans la présence d'une cavité, de la largeur d'un quart de longueur d'onde élastique (à un nombre entier de longueurs d'ondes près), entre les transducteurs d'entrée et de sortie. La fonction de cette cavité consiste à créer des conditions d'interaction cohérentes (constructives) des ondes guidées par la structure. Dans ces conditions, la résonance s'établit au centre de la bande d'arrêt des transducteurs, c'est-à-dire là où la fonction de réflexion des miroirs s'avère maximale et où sa sensibilité aux paramètres technologiques (principalement la hauteur de métal et l'épaisseur de ZnO) est minimale [105]. Cet élément d'optimisation confère au résonateur une certaine robustesse en termes de fabrication. En revanche, le prix à payer en retour concerne la valeur du coefficient de couplage électromécanique à la résonance notablement réduite. En effet, l'introduction d'un espace de propagation de largeur égale à un quart de la longueur d'onde déphase le déplacement mécanique et le potentiel électrique dynamiques dans les transducteurs. La cohérence est donc dégradée et le couplage s'en ressent. Par conséquent, augmenter le nombre d'électrodes dans les transducteurs devient rapidement

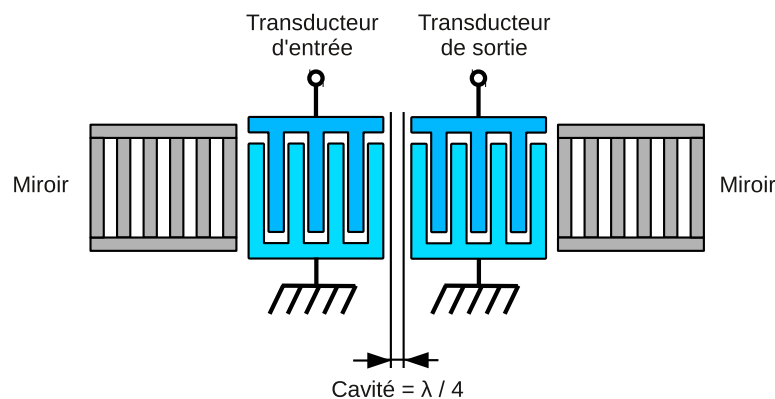


FIGURE 5.3 – Illustration d'un résonateur à ondes de surface à deux ports électriques de type Fabry-Perot

	Transducteurs	Miroirs
Nb. électrodes	31	40
Période	0,952 μm	0,952 μm
a/p	0,5	0,5
Ouverture	100 μm	
Hauteur de métal	50 nm	
Cavité	0,476 μm	

TABLE 5.1 – Caractéristiques géométriques d'un résonateur de période égale à 1 μm environ sur matériau conforme au schéma de la figure 5.2

inutile, contrairement aux résonateurs fonctionnant au bas de la condition de Bragg pour lesquels l'amplitude de l'admittance est proportionnelle au nombre d'électrodes dans les transducteurs.

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, la démarche de conception d'un composant à ondes de surface fait appel à l'utilisation d'outils de simulation. La vitesse des calculs permet de dégager rapidement une configuration compatible avec les exigences de coefficient de qualité et de pertes de l'oscillateur à mettre en œuvre. Ainsi, une première configuration de résonateur à 3 GHz, simulée sur un empilement constitué d'une couche de ZnO d'épaisseur 540 nm, reposant sur 5 μm de carbone-diamant et d'un substrat de silicium, considéré d'épaisseur infinie dans notre modèle, est présentée dans le tableau 1. Nous notons au passage que dans le souci de minimiser le risque de pertes par diffraction et par effet viscoélastiques, la largeur de la cavité est réduite au minimum.

La réponse en fréquence obtenue pour cette configuration de résonateur est reportée sur la figure 5.4. Le coefficient de surtension obtenu dans ce cas atteint environ 4000 et les pertes d'insertion sont estimées à 3 dB, en supposant une atténuation linéaire de 10^{-3} dB par longueur d'onde (*a priori* assez optimiste).

Nous avons retenu cette même structure pour concevoir un résonateur s'approchant au mieux des 5 GHz visés. Les dimensions du dit résonateur, exposées dans le tableau 5.2, ont été obtenues par une homothétie des dimensions du résonateur de période égale à 1 μm .

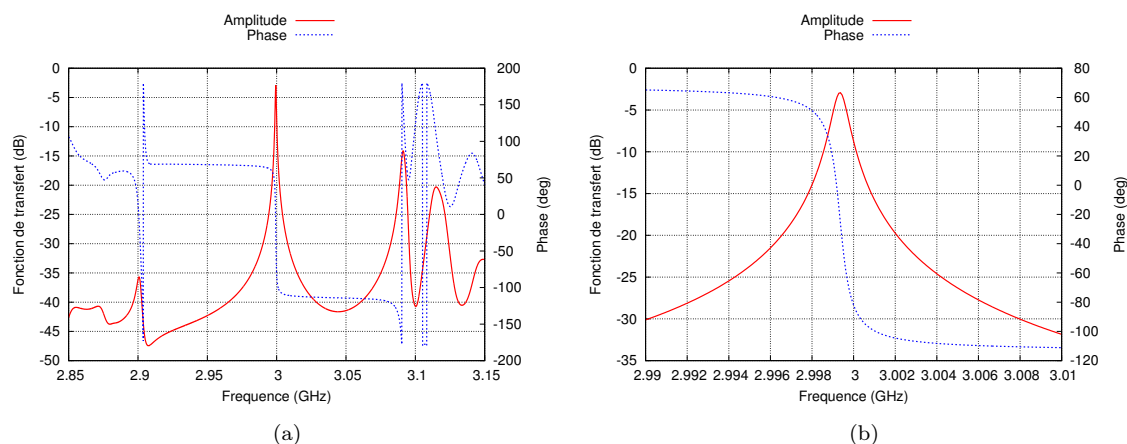


FIGURE 5.4 – Fonction de transfert d’un résonateur sur empilement ZnO/C-diamant/Si, de période égale à 1 μm environ, simulé pour une épaisseur de 520 nm de ZnO (a) et agrandissement sur la résonance (b) (pertes d’insertion égales à 3 dB et coefficient de surtension égal à 4000)

	Transducteurs	Miroirs
Nb. électrodes	31	40
Période	0,6 μm	0,6 μm
a/p	0,5	0,5
Ouverture	60 μm	
Hauteur de métal	50 nm	
Cavité	0,3 μm	

TABLE 5.2 – Caractéristiques géométriques de la configuration de résonateur de période 0,6 μm sur matériau conforme au schéma de la figure 5.2

Sa fonction de transfert théorique est représentée en figure 5.5. La limite que nous nous sommes imposée ici, qui explique l’écart avec la fréquence visée, coïncide avec les dimensions minimales réalisables avec un appareil de photo-réduction standard de l’industrie des composants à ondes de surface, soit des largeurs de traits de 0,3 μm .

Les abaques de la figure 5.6 permettent de se rendre compte de la sensibilité de notre résonateur à l’influence des paramètres d’épaisseurs et nous donne la possibilité de choisir une plage d’épaisseur de métal dans laquelle la sensibilité du dispositif aux paramètres technologiques est minimale. En l’occurrence, une épaisseur de métal de 50 nm constitue un compromis acceptable (au sens des spécifications de l’oscillateur) entre minimisation de pertes d’insertion et maximisation du coefficient de qualité.

5.2.2.2 Elaboration des substrats

L’élaboration des substrats a conduit à de nombreux développements technologiques chez chaque partenaire du projet. Dans ce qui suit, nous décrivons le procédé ayant donné les meilleurs résultats. La figure 5.7 résume les principales étapes de ce procédé.

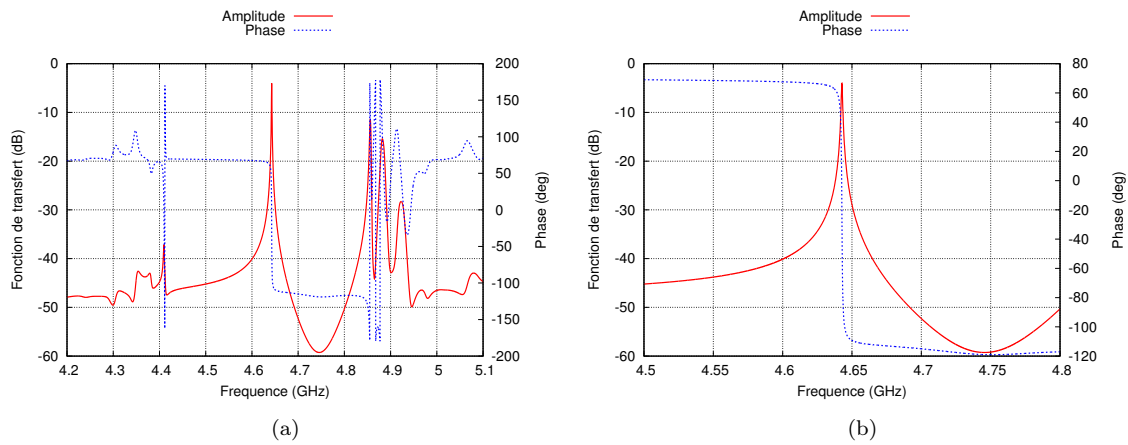


FIGURE 5.5 – Fonction de transfert d'un résonateur sur empilement ZnO/C-diamant/Si, de période 0,6 μm , simulé pour une épaisseur de 520 nm de ZnO (a) et agrandissement sur la résonance (b) (pertes d'insertion égales à 3,8 dB et coefficient de surtension égal à 5500)

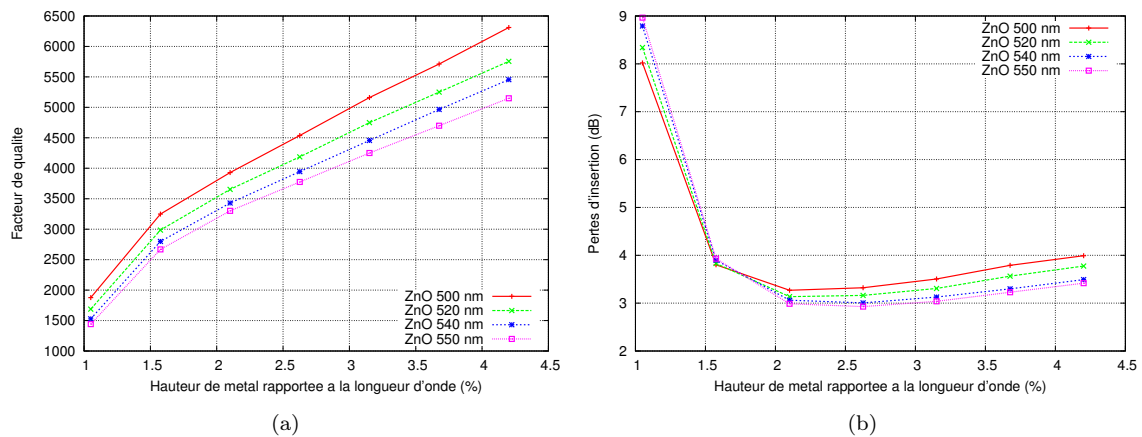


FIGURE 5.6 – Evolution du coefficient de surtension (a) et des pertes d'insertion (b) dans le résonateur pour différentes épaisseurs de la couche de ZnO, en fonction de la hauteur de métal

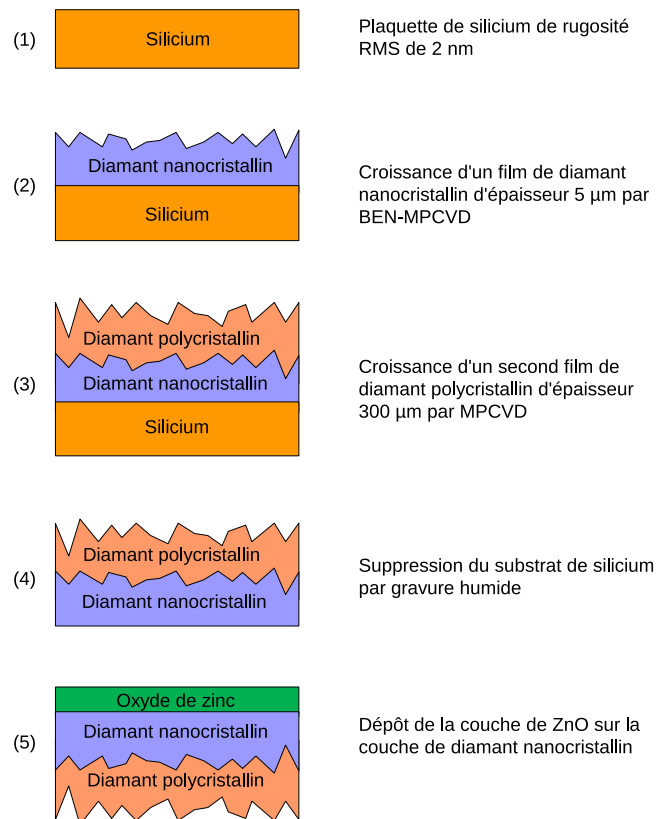


FIGURE 5.7 – Illustration du déroulement des différentes étapes du procédé de fabrication mis en œuvre dans la réalisation de substrats de diamant auto-supporté

Synthèse du substrat de diamant-nanocristallin auto-supporté : La synthèse de la couche de diamant nanocristallin est réalisée sur une plaquette de silicium de 50 mm de diamètre dont la rugosité RMS ne dépasse pas 2 nm. La méthode mise en œuvre consiste à faire croître sur cette surface un film de diamant nanocristallin de quelques micromètres d'épaisseur par un procédé de type BEN-MPCVD (Bias Enhanced Nucleation - Microwave Plasma Chemical Vapor Deposition) [106]. Une seconde croissance est réalisée par MPCVD afin d'obtenir une couche de diamant polycristallin d'épaisseur 300 μm environ. Cette épaisseur est suffisante pour assurer la tenue du film de diamant. Le support de silicium est alors éliminé par gravure humide. Finalement nous obtenons une plaquette de diamant auto-supportée d'épaisseur supérieure à 300 μm , dont la rugosité de la face de nucléation est mesurée au voisinage de 2 nm RMS [107].

Dépôt de la couche de ZnO : La couche d'oxyde de zinc est élaborée par une technique de dépôt par pulvérisation cathodique assistée par RF magnétron sur la plaquette de diamant [108]. Son principe s'apparente à un dépôt par pulvérisation classique couplé à un magnétron radiofréquence. Ce dernier permet de confiner les ions au voisinage de la cible, ce qui augmente sensiblement la vitesse du dépôt. Les dépôts de ZnO réalisés par cette technique présentent une phase de ZnO pure, texturée suivant l'axe-C et une rugosité de surface conforme à celle de la couche de diamant nanocristallin, avec une valeur de 2,6 nm RMS mesurée [109]. Une telle valeur est compatible avec la réalisation de composants à ondes de surface par lithographie électronique et elle permet de limiter les pertes par diffusion.

5.2.2.3 Fabrication et caractérisation des résonateurs

La fabrication des résonateurs de périodes 1 et 0,6 μm est réalisée par un procédé de lift-off utilisant une méthode de lithographie électronique [110]. Ce mode de fabrication est commode dans notre cas car nous ne disposons que d'un nombre limité de substrats à base de diamant nanocristallin incompatibles en taille avec une étape de photolithographie par stepper. Dans ce cas, l'exposition de la couche de résine électro-sensible est réalisée par le déplacement d'un faisceau d'électrons suivant le motif à réaliser. Cette méthode relativement flexible est en revanche incompatible avec un mode de production industriel en raison de sa lenteur. Le dépôt de la couche de métal de 50 nm d'épaisseur est réalisé par évaporation. Un second dépôt est réalisé afin d'épaissir la couche de métal sur les plots de contact des résonateurs. Cette couche est destinée à fournir un contact ohmique de qualité lors de mesures sous pointes de touche RF et lors de la connexion du dispositif avec son boîtier. Les réponses électriques des différents résonateurs ont été mesurées par l'intermédiaire de pointes de touches et d'un analyseur de réseaux.

Nous considérons tout d'abord les réponses des résonateurs de période 1 μm reportées en figure 5.8. Nous notons au préalable que l'épaisseur de la couche d'oxyde de zinc déposée est légèrement supérieure à l'épaisseur visée initialement. Elle s'avère de fait un peu trop épaisse pour atteindre la fréquence de 3 GHz prévue pour le mode 2 que nous identifions à 2,85 GHz. Le mode 1 à 2,2 GHz présente des pertes de l'ordre de 25 dB. Les réponses obtenues pour le mode 2 sont nettement définies, les pertes d'insertion correspondantes sont relevées entre 11 et 12 dB. Ce mode est relativement découplé des autres contributions. Nous retrouvons également une contribution nette à 5,5 GHz avec des pertes d'insertion avoisinant les 20 dB. Nous notons par ailleurs la signature d'un mode à 6,5 GHz, prévu en

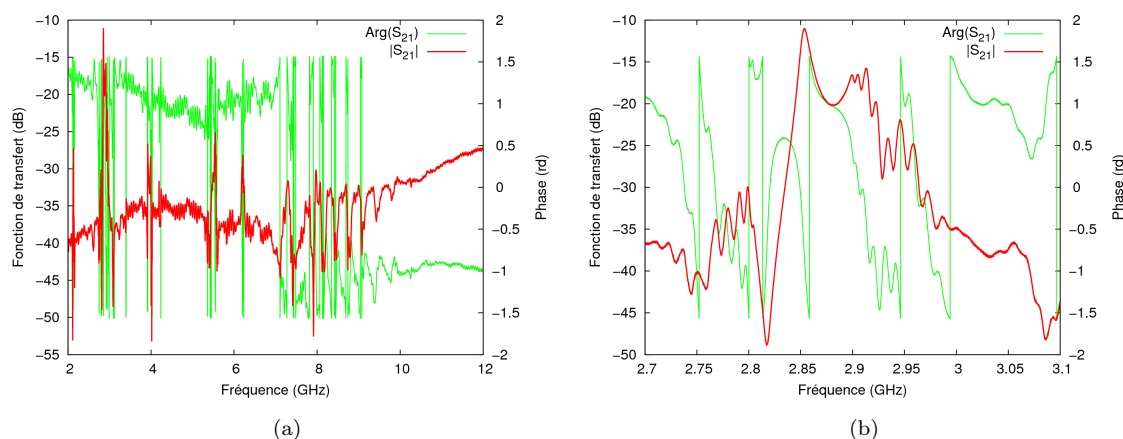


FIGURE 5.8 – Fonction de transfert mesurée d’un résonateur de période 1 μm (a) et grossissement sur la résonance du mode 2 (b)

théorie mais affecté de pertes d’insertion de près de 30 dB. Une série de modes s’étalant de 7 à 10 GHz, potentiellement apparentés à des modes de volume rayonnés par la surface vient compléter le spectre. En pratique, nous estimons que seules les modes à 2,85 et 5,5 GHz pourront être testés au sein d’une boucle d’oscillation. Pour référence, nous reportons en figure 5.10 l’admittance harmonique d’une couche de ZnO sur substrat semi-infini de carbone-diamant. Nous retrouvons les principales contributions plus certaines trop peu couplées pour apparaître effectivement sur les réponses expérimentales.

Nous considérons maintenant les réponses électriques des résonateurs de période 0,6 μm qui sont reportées en figure 5.9. Nous relevons la résonance du second mode à 4,2 GHz avec des pertes d’insertion comprises entre 8 et 9 dB et une contribution à 7 GHz (correspondant *a priori* au mode relevé à 5,5 GHz sur les échantillons précédent) malheureusement affecté d’un niveau de rejet limité (8 dB) et de pertes d’insertion supérieures à 25 dB. Au-delà de 9 GHz, des pics de résonances apparaissent, avec une amplitude plutôt modeste (5 à 10 dB) mais une résolution spectrale surprenante. En effet nous relevons une résonance à 9,25 GHz avec un coefficient de qualité en charge de 1450. De plus, ce résultat apparaît répétable sur d’autres échantillons. Nous notons que ces modes apparaissent bien avant la limite de rayonnement dans le volume comme l’indique l’analyse théorique. Il s’agit donc de modes de résonance dans la structure dont la compréhension ne découle pas simplement de l’analyse harmonique, il faut donc chercher la raison de ces modes ailleurs. Nous notons enfin la possibilité d’exploiter ces modes dans une boucle d’oscillation ce qui permettrait de réaliser directement une source de fréquence en bande X. Cela suppose toutefois de conserver la réponse spectrale des dispositifs après encapsulation. Nous verrons dans la partie suivante que ce critère est loin d’être aisé à satisfaire.

5.2.2.4 Réalisation d’une source de fréquence

La mise en boîtier des puces a été réalisée dans le but de tester le fonctionnement des oscillateurs stabilisés par les résonateurs précédemment testés. Les boîtiers utilisés sont compatibles avec des applications à 5 GHz et plus, de sorte que leur contribution spectrale n’interfère pas de manière significative avec celles de nos résonateurs. La figure 5.11 montre

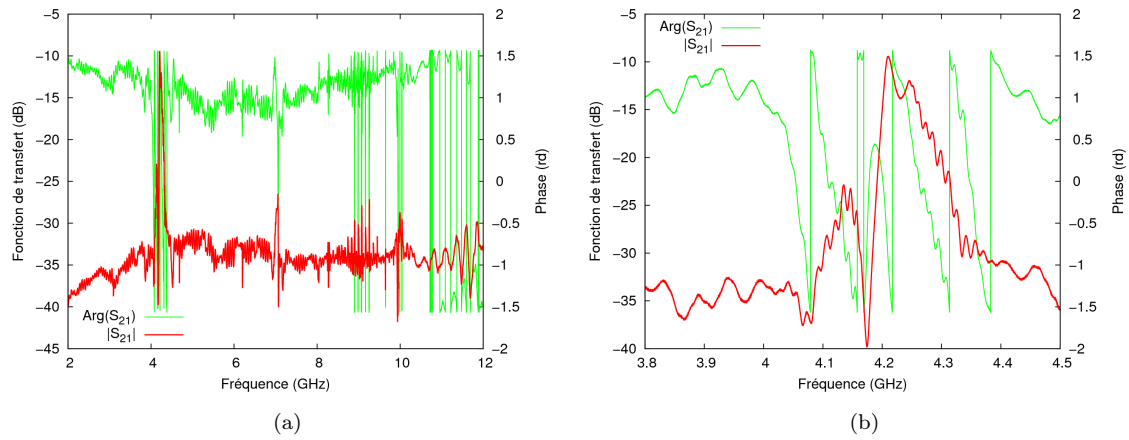


FIGURE 5.9 – Fonction de transfert mesurée d'un résonateur de période $0,6 \mu\text{m}$ (a) et grossissement sur la résonance du mode 2 (b)

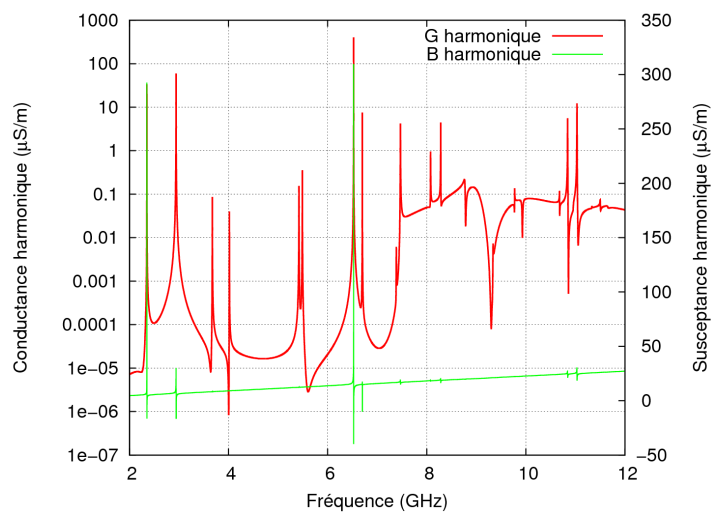


FIGURE 5.10 – Admittance harmonique d'un réseau d'électrodes en aluminium périodique infini sur un empilement ZnO / C-diamant (500 nm sur substrat semi-infini)

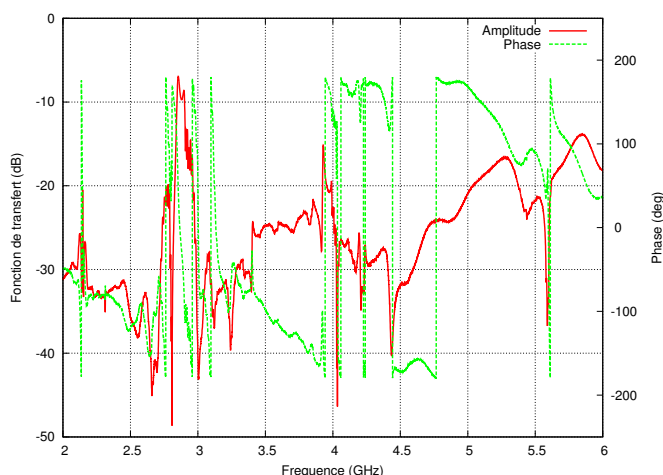


FIGURE 5.11 – Réponse électrique mesurée en large bande d'un résonateur de période 1 μm après encapsulation

que des réponses électriques exploitables ont pu être obtenues pour les résonateurs de période 1 μm . Malheureusement, le boîtier utilisé présente une fréquence de coupure trop basse (aux alentours de 4 GHz) pour permettre des tests pertinents des résonateurs à 4 GHz et plus. Il n'est donc pas possible de tester dans ces conditions les résonances à 4,2 GHz, ni les contributions à 9,25 GHz.

Un agrandissement sur les contributions des modes 1 et 2 des résonateurs est reporté en figure 5.12. Nous constatons l'effet positif de la connexion du dispositif sur les pertes d'insertion des deux premiers modes. En effet, le mode 2 gagne presque 3 dB une fois connecté. Les coefficients de qualité restent en revanche plutôt modestes avec 1000 pour le premier mode et 280 pour le second, ce qui nous place au mieux à un produit $Q.f$ de 2×10^{12} . Nous avons néanmoins pu tester nos circuits d'oscillateur avec les modes exploitables du résonateur de période 1 μm .

Nous avons mis au point un circuit d'oscillateur pouvant fonctionner jusqu'à 5 GHz. Les pertes d'insertion du mode 2 poussent naturellement le circuit à osciller à une fréquence de 2,82 GHz. La séparation spectrale entre les contributions des deux premiers modes a néanmoins rendu possible la mise en oscillation du premier mode en ajoutant un étage d'amplification. Nous avons ainsi cherché à mettre en évidence le potentiel des deux modes sachant leur coefficient de qualité notablement différent. La figure 5.13 montre le câblage de l'oscillateur incorporant les étages d'amplification et de filtrage de l'un des deux modes du résonateur.

La caractérisation du bruit de phase et la mesure de la stabilité court-terme des oscillateurs résultants ont permis une première estimation du potentiel de nos oscillateurs. Les résultats correspondants sont reportés en figure 5.14. Ceux-ci sont superposés avec les caractéristiques de bruit de phase de sources de fréquence disponibles dans le commerce et dont les fréquences porteuses sont proches de celle de notre oscillateur. La première d'entre elles met en œuvre un oscillateur stabilisé par un résonateur à ondes de surface (OCSO) multiplié en fréquence pour arriver à 2 GHz, la seconde exploite un oscillateur stabilisé par un résonateur à ondes de volume (OCXO) multiplié en fréquence pour atteindre 2,5 GHz.

Nous constatons d'abord l'effet du coefficient de qualité qui permet de repousser la

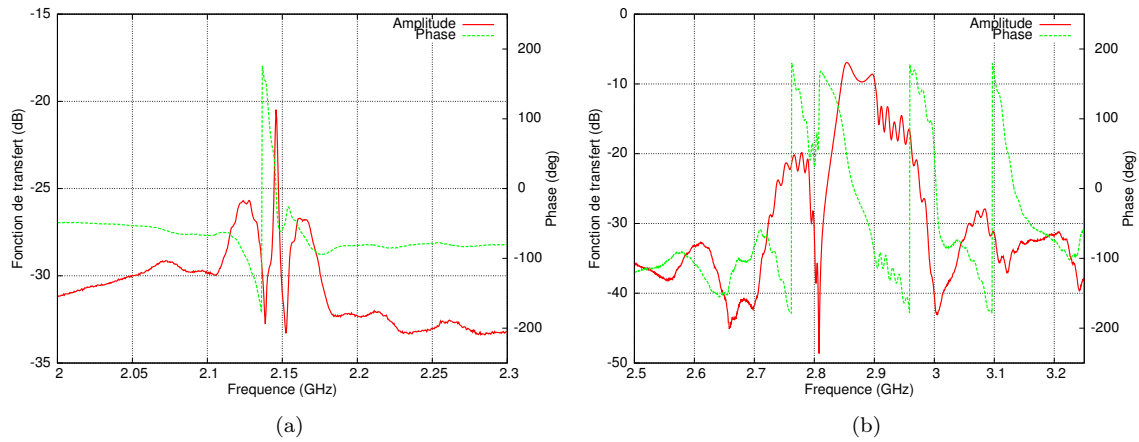


FIGURE 5.12 – Vues rapprochées sur les contributions des modes 1 (2,2 GHz) (a) et 2 (2,85 GHz) (b) d'un résonateur de période 1 μm après encapsulation

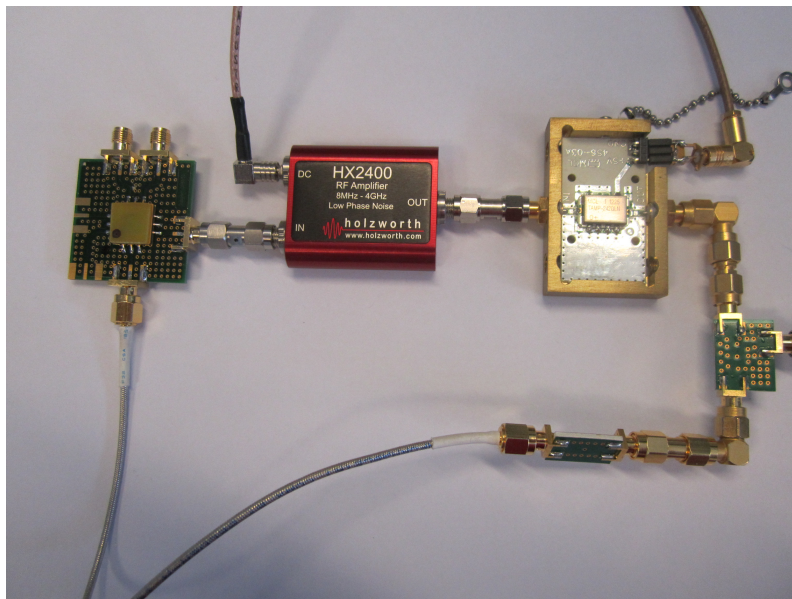


FIGURE 5.13 – Vue sur le câblage de l'oscillateur intégrant le résonateur (à gauche) et la chaîne d'amplification et de filtrage (au centre et à droite)

Fréquences (MHz)	à 1 kHz	à 10 kHz	à 100 kHz	à 1 MHz
2232,43 (mode 1)	-75 dBc/Hz	-100 dBc/Hz	-129 dBc/Hz	-157 dBc/Hz
2893,90 (mode 2)	-65 dBc/Hz	-95 dBc/Hz	-128 dBc/Hz	-156 dBc/Hz
OCSO 2 GHz	-132 dBc/Hz	-156 dBc/Hz	-164 dBc/Hz	-166 dBc/Hz
OCSO 2,5 GHz	-131 dBc/Hz	-151 dBc/Hz	-154 dBc/Hz	-160 dBc/Hz

TABLE 5.3 – Bruit de phase de l’oscillateur aux deux fréquences testées pour différents écarts de fréquence avec la porteuse comparé aux caractéristiques de sources de fréquence disponibles dans le commerce

fréquence de Leeson [91] vers 2 MHz pour le premier mode contre 4 pour le second. Nous notons également l’écart de 10 dB entre les pertes d’insertion des deux modes, partiellement répercuté sur le palier de bruit de leur oscillateur respectif. La caractérisation du bruit de phase à différents écarts de la porteuse du signal donne les résultats reportés dans le tableau 5.3.

La comparaison entre des sources de fréquence commercialement disponibles et notre oscillateur révèle des écarts conséquents (> 20 dBc/Hz entre 100 Hz et 100 kHz). La réduction de cet écart passe en grande partie par l’amélioration du facteur de qualité de nos résonateurs. Néanmoins, nous identifions que le niveau de bruit de phase au-delà de 2 MHz (palier de bruit) constitue un point fort de notre oscillateur. Nous expliquons cette différence par le niveau de pertes d’insertion du mode 2 (< 10 dB) et par l’absence d’une chaîne de multiplication pour parvenir à la fréquence visée, d’où l’intérêt de réaliser un oscillateur directement à la fréquence recherchée.

Enfin nous avons mesuré la stabilité de notre oscillateur fonctionnant sur les modes 1 et 2 de nos résonateurs. Les résultats obtenus entre 0,1 et 100 secondes sont exposés sur la figure 5.15. Les variances d’Allan obtenues sont de l’ordre de quelques 10^{-8} sur une seconde. Loin d’être ridicule, cette valeur indique une marge de progression importante qui passe notamment par l’amélioration des coefficients de qualité de nos résonateurs.

5.2.3 Résumé

Dans cette section, nous avons étudié la possibilité de réaliser des composants à ondes de surface de fréquence proche de 3 GHz, qui constitue la limite actuelle de cette technologie. L’approche étudiée consiste à exploiter des matériaux dont les vitesses de phase sont supérieures à 5 km.s^{-1} , utilisés comme guides d’ondes de surface, notamment du carbone-diamant. La structure dont nous avons étudié les propriétés est constituée d’un empilement de couches silicium / carbone-diamant / oxyde de zinc. Pour des épaisseurs d’oxyde de zinc de l’ordre de 500 nm, cette structure présente des modes de surface se propageant entre 4 et 10 km.s^{-1} . Les développements technologiques qui ont conduit à la réalisation de cette structure sont exposés dans cette section. Deux versions de résonateurs exploitant le deuxième mode de la structure ont été réalisés avec des périodes de 1 et $0,6 \mu\text{m}$ dans le but de s’approcher au plus près de 3 et 5 GHz respectivement. La fabrication des résonateurs a été réalisée en lithographie électronique, avec des périodes compatibles en termes de résolution avec des équipements de lithographie par photo-réduction. Leur caractérisation a montré différentes contributions à des fréquences prévues par l’analyse harmonique. Les

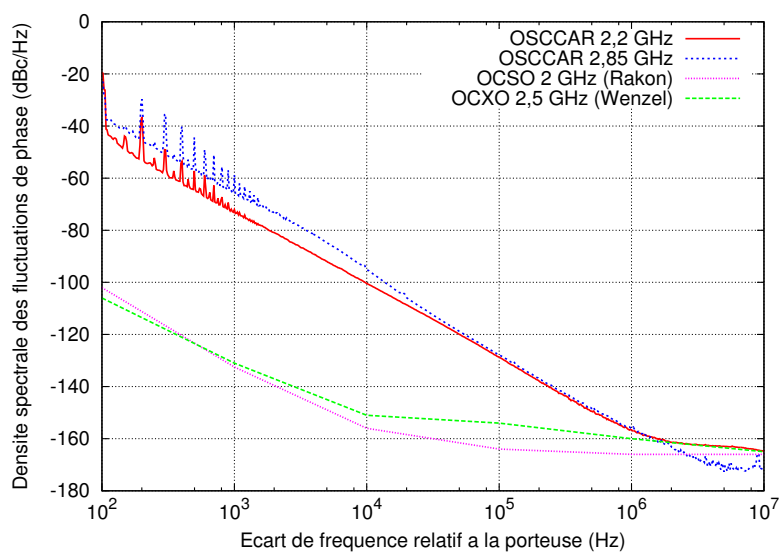


FIGURE 5.14 – Densités spectrales des fluctuations de phase mesurées de l'oscillateur stabilisé sur les modes 1 (2,2 GHz; $Q = 1000$) et 2 (2,85 GHz; $Q = 280$) d'un résonateur de période égale à 1 μm sur substrat ZnO/C-diamant/Silicium, superposées avec les caractéristiques de deux sources de fréquence commercialisées (un OCSO multiplié en fréquence pour atteindre 2 GHz et un OCXO de fréquence multipliée pour parvenir à 2,5 GHz)

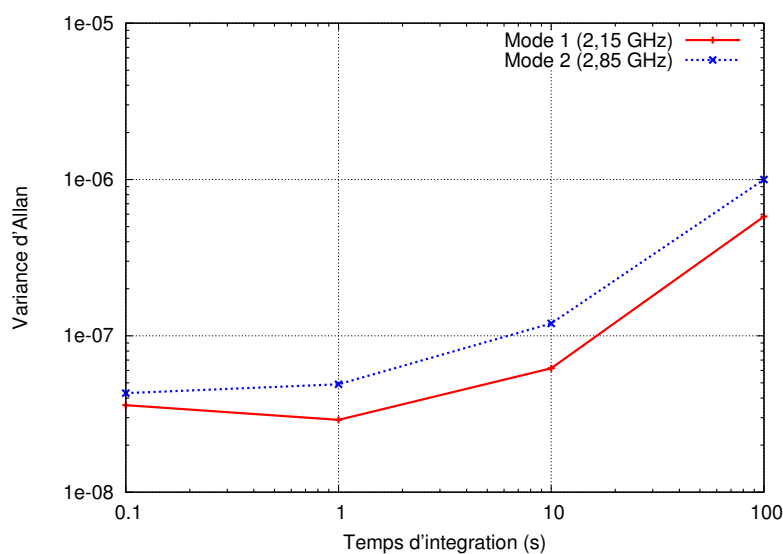


FIGURE 5.15 – Stabilité relative (variance d'Allan) à court-terme de la fréquence de l'oscillateur stabilisé sur les modes 1 (2,2 GHz) et 2 (2,85 GHz) d'un résonateur de période égale à 1 μm

résonateurs de période 1 et 0,6 μm ont montré des résonances à 2,85 GHz et 4,2 GHz, respectivement, avec seulement 10 dB de pertes d'insertion. D'autres contributions, dont l'origine nous échappe, se sont manifestées à 9,25 GHz. L'encapsulation des résonateurs a rendu la contribution à 4,2 GHz inexploitable. Finalement, les modes 1 et 2 du résonateur de période 1 μm ont pu être exploités dans une boucle d'oscillation. La caractérisation de leur bruit de phase et de leur stabilité à court-terme témoigne de la nécessité d'améliorer le coefficient de qualité de nos résonateurs. Ceci passe par l'amélioration de la qualité des substrats. Dans la section qui suit nous étudions au contraire une solution de montée en fréquence privilégiant la réduction de la période des réseaux d'électrodes et la conservation des avantages qu'offrent les monocristaux piézoélectriques.

5.3 Par diminution de la période des réseaux d'électrodes

Dans cette section, nous étudions la possibilité de réaliser des dispositifs à ondes de surface de fréquence supérieures à 3 GHz, à l'aide d'une technologie de lithographie par nano-impression. Cette étude a été réalisée dans le cadre du projet Eurostar NILSAW, dans lequel la société AR Electronique et l'Institut FEMTO-ST étaient impliqués. La première partie de cette section est consacrée à l'étude de cette technologie. Nous en expliquons les principes et discutons de l'intérêt d'employer une telle technologie pour la fabrication de composants à ondes de surface. Dans la deuxième partie, nous décrivons les dispositifs qui nous ont servi de véhicules de tests. Enfin, nous exposons les principaux résultats auxquels nous a conduit ce projet.

5.3.1 Etude d'une technologie de lithographie par nano-impression

5.3.1.1 Principes et intérêt de la nano-impression

La lithographie par nano-impression consiste à transférer des motifs dans une strate de résine par contraste topographique. Dans cette technologie, le masque est remplacé par un moule contenant l'empreinte des dispositifs à réaliser. Ce procédé est comparable à un procédé d'estampage dans lequel le moule fait office de matrice. Les grandes étapes d'un tel procédé sont résumées sur la figure 5.16.

Contrairement à la lithographie UV par photo-réduction typiquement employée dans l'industrie des composants à ondes de surface, la nano-impression utilise un modèle à l'échelle 1 : 1 des motifs à répliquer. L'intérêt de réaliser de tels composants par cette méthode réside principalement dans la résolution avec laquelle ce modèle est défini, permettant le transfert de motifs de dimensions inférieures à 0,3 μm [111]. Il est de fait possible de réaliser des transducteurs à peignes inter-digités de période inférieure à 0,6 μm . L'autre intérêt de cette technique repose dans sa compatibilité avec l'utilisation de substrats piézo-électriques monocristallins permettant de minimiser les pertes par propagation. Néanmoins, la mise en œuvre de cette technique réclame un niveau de préparation des plaquettes autrement plus exigeant que pour la lithographie UV. Un autre avantage par contre tient à la surface des plaquettes *a priori* non contraignante.

Enfin, bien que le moule de base soit particulièrement onéreux à réaliser (vingt mille euros environ), la lithographie par nano-impression constitue un réel intérêt pour les besoins futurs du marché des composants à ondes de surface.

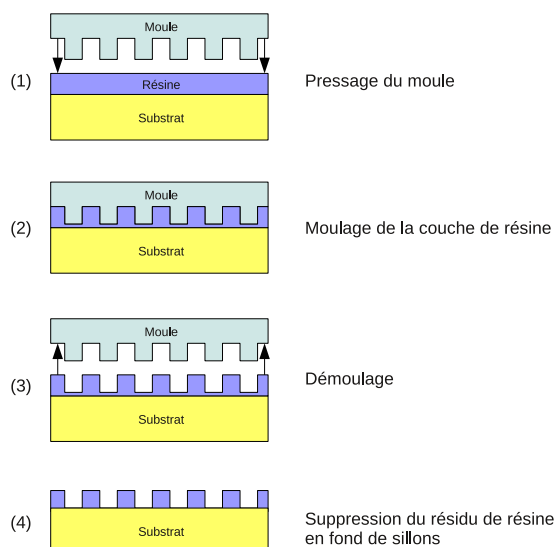


FIGURE 5.16 – Schéma illustrant le principe d'un procédé de lithographie par nano-impression

Dans les sections qui suivent, nous détaillons les procédés mis en œuvre pour la réalisation d'un moule et d'un procédé de lithographie par nano-impression.

5.3.1.2 Fabrication du moule

Le moule constitue la clé de voute du procédé de lithographie par nano-impression, comme le réticule en photolithographie par photo-réduction.

Nous détaillons ici les principales étapes qui permettent d'aboutir à la réalisation d'un moule, illustrées sur la figure 5.17. Il s'agit de la méthode employée dans notre projet qui conduit à une topographie de moule adaptée à la réplication de motifs combinant des surfaces de faibles dimensions ($< 5 \mu\text{m}$) et de plus grandes dimensions ($> 50 \mu\text{m}$), ce qui est le cas d'un dispositif à ondes de surface (peignes et plots de connexion).

Le matériau classiquement utilisé pour réaliser le moule est la silice, notamment pour sa transparence au rayonnement ultra-violet. Ses dimensions extérieures sont généralement inférieures à celle de la plaquette subissant l'impression des motifs. Ce choix s'explique d'une part par la densité de pression nécessaire pour que les motifs du moule pénètrent dans la couche de résine, d'autre part pour s'affranchir en partie de la variation totale d'épaisseur du substrat qui pourrait nuire à la qualité de l'impression. Enfin, la durée d'écriture des motifs par lithographie électronique rendrait le coût du moule prohibitif si celui-ci excédait quelques cm^2 . Dans ce cas la réplication des motifs sur l'ensemble de la plaquette est réalisée par un système de répétition. La figure 5.18 montre la photo d'un moule pour la lithographie par nano-impression.

La réalisation du moule débute par un nettoyage de sa surface et un recuit avant d'être enduit d'une résine électro-sensible. Pour éviter l'accumulation des charges dans la résine lors de l'exposition au faisceau d'électrons, la couche de résine est recouverte d'un film d'aluminium de quelques dizaines de nanomètres (typiquement 20 nm). Les motifs sont définis par balayage électronique. Le film d'aluminium est supprimé par gravure humide et les motifs sont développés. A ce stade, les zones du moule exposées aux électrons sont découvertes. Un film de chrome est déposé sur l'ensemble du moule, puis la résine est dis-

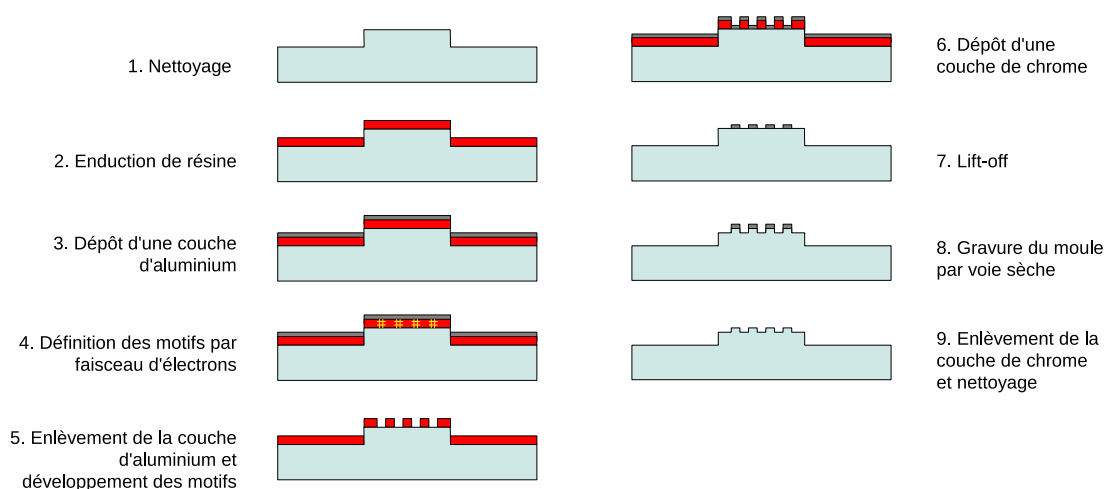


FIGURE 5.17 – Illustration du déroulement d'un procédé de fabrication de moule pour la nano-impression de type « protrusion »

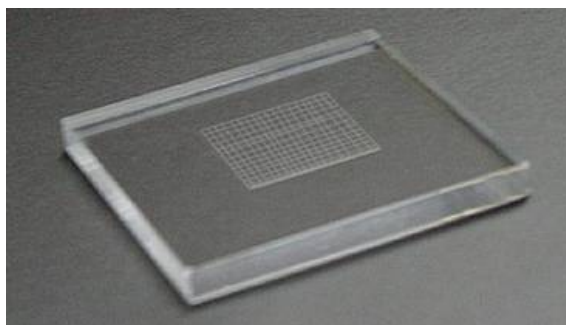


FIGURE 5.18 – Aperçu d'un moule de dimension extérieures $30 \times 30 \text{ mm}^2$ environ, utilisé en lithographie par nano-impression (source NIL Technology ApS)

soute pour permettre une étape de lift-off. Les zones préalablement exposées se retrouvent ainsi couvertes par le film de chrome. Celui-ci constitue en fait un masque de gravure sèche. L'application de la gravure révèle la topographie du moule. Enfin, le film de chrome est éliminé par gravure humide. Les motifs initialement définis par le faisceau d'électrons se présentent maintenant sous la forme d'excroissances à la surface du moule, d'où le nom anglais de ce procédé : « protrusion » [112]. Le contraste que produisent ces excroissances par rapport à la surface est exploité dans le procédé de nano-impression mis en œuvre pour notre projet. Dans la section qui suit, nous détaillons un procédé lithographique dans lequel un tel moule est mis en œuvre.

5.3.1.3 Mise en œuvre du procédé dit de J-FIL

D'une manière générale, la nano-impression représente un procédé générique qui se décline en deux approches différentes, dont les deux plus connues sont la nano-impression assistée thermiquement et la nano-impression assistée par UV [113] [114]. Nous présentons ici le procédé J-FIL (Jet and Flash Imprint Lithographie) exploité dans le cadre de notre

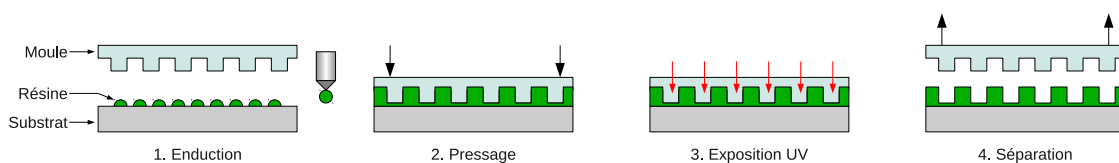


FIGURE 5.19 – Illustration de l'enchaînement des étapes d'un procédé de nano-impression de type J-FIL

projet [115]. Il s'agit donc d'un procédé de nano-impression assisté par UV. Les principales étapes de ce procédé sont illustrées en figure 5.19.

La particularité de ce procédé réside dans l'étape d'enduction qui fait intervenir un système de dosage de la résine goutte par goutte. L'utilisation d'un tel système permet de maîtriser précisément le volume de résine déposé dans différentes zones de la plaquette. Il devient alors possible d'optimiser le procédé d'enduction en fonction des motifs à répliquer. D'autre part, cette méthode permet d'optimiser la consommation de résine nécessaire à l'enduction et constitue un atout compte tenu du coût des résines utilisées.

Le transfert des motifs entre le moule et la couche de résine est réalisé par pressage. La viscosité de la résine rend ce pressage possible avec un effort de quelques Newton seulement. Durant cette étape, la résine remplit les cavités du moule. A ce stade, la principale difficulté consiste à éviter la formation de bulles d'air à l'intérieur du moule, d'où l'intérêt d'utiliser des résines les plus fluides possibles et d'utiliser des agents mouillants pour préparer le moule. Le moule est maintenu en position pour être exposé à un rayonnement UV. Cette exposition provoque la solidification de la résine par polymérisation. Le moule peut alors être retiré. La topographie transférée dans la résine représente alors l'opposée de celle du moule. Ce procédé est ensuite répété sur l'ensemble de la plaquette.

5.3.2 Conception des véhicules de tests

Afin d'évaluer les capacités de ce procédé de lithographie par nano-impression dans la fabrication de composants à ondes de surface, plusieurs dispositifs de fréquences différentes ont été conçus.

Parmi ces dispositifs, nous trouvons les filtres à couplage acoustique longitudinal que nous avons étudié dans le chapitre 3, dont les fréquences sont proches de 1 GHz. L'utilisation de ces filtres comme corps d'épreuve est intéressante en raison de l'existence de dispositifs similaires, fabriqués par le procédé de lithographie conventionnel (photo-réduction UV). Une comparaison entre les réponses électriques des filtres réalisés par deux procédés de fabrication différents constitue un critère objectif pour évaluer les qualités respectives de chaque approches. Les motifs correspondants à ces filtres ont été implantés sur un premier moule de dimensions $12,5 \times 12,5 \text{ mm}^2$ que nous désignerons par la lettre A.

Un second échantillon de corps d'épreuves a été conçu pour tester les capacités du procédé J-FIL à fabriquer des dispositifs à ondes de surface au-delà de la limite de fréquence imposée par la résolution des appareils de photolithographie UV (stepper type body 9). L'un de ces dispositifs consiste en un résonateur à deux ports électriques inspiré par [116]. Il exploite l'onde de cisaillement transverse d'une coupe (YXlt)/36°/90° de quartz. La vitesse de phase de cette onde atteint une vitesse de 5050 m.s^{-1} , environ, son couplage électromécanique approche les 0,2 %. La période choisie dans les transducteurs et dans les miroirs de

0,8 μm porte la fréquence de fonctionnement du résonateur à 3,1 GHz environ, correspondant à peu près à la limite de fréquence admise d'un dispositif à ondes de surface réalisé selon les moyens industriels standard de ce domaine. Sa fonction de transfert théorique, calculée à l'aide de notre modèle de matrice mixte, est exposée sur la figure 5.20.(b).

Le second dispositif est un filtre à éléments d'impédance constitué de quatre cellules en « Π ». Il est conçu pour exploiter l'onde de Rayleigh de la coupe (YXl)/128° de niobate de lithium dont la vitesse de phase atteint 3900 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ environ. La dimension critique de ce filtre, qui correspond à la période mécanique dans les transducteurs des résonateurs séries, est fixée à 0,32 μm environ. Le filtre ainsi conçu présente une bande passante de 200 MHz, centrée autour de 5,8 GHz. Il couvre donc la bande de fréquence ISM (pour Industrial, Scientific and Medical en anglais) comprise entre 5,725 et 5,875 GHz. Sa fonction de transfert est exposée sur la figure 5.20.(c).

Les motifs du résonateur à 3,1 GHz et du filtre à 5,8 GHz sont implantés sur un second moule de dimensions $10 \times 10 \text{ mm}^2$ que nous désignons par la lettre B.

5.3.3 Fabrication et caractérisation

La fabrication des véhicules de tests est réalisée par l'Institut Danois de Technologie (DTI) qui collabore avec AR Electronique et l'Institut FEMTO-ST sur ce projet, et qui a développé ce procédé. Les moules, dont nous avons présenté la fabrication sont réalisés par la société danoise NIL Technology qui fait également partie du consortium NILSAW. Malheureusement, un seul des deux moules prévus initialement a pu être réalisé, il s'agit du moule B. Par conséquent aucun résultat relatif aux dispositifs implantés sur le moule A ne peut être présenté. La filière de réalisation privilégiée repose sur un procédé de lift-off. Pour être réalisable, ce dernier fait intervenir le moule dont la topographie est définie dans la section 5.3.1.3 et le procédé de nano-impression J-FIL décrit dans la section 5.3.1.2. Le déroulement de la fabrication est illustré sur la figure 5.21.

Il débute par le dépôt d'une couche sacrificielle de résine, comme c'est le cas notamment des procédés lift-off bicouches [117]. Une seconde couche de résine est déposée et structurée par l'application du procédé J-FIL. Les résidus de résine restant au fond des sillons sont éliminés par un plasma employant des gaz halogènes. Les zones laissées nue par la première couche de résine sont éliminées par un plasma dioxygène. L'effet produit de flancs rentrant est nécessaire à la réalisation efficace du procédé de lift-off. Le fond des sillons correspond maintenant à la surface du substrat. Le dépôt de la métallisation est réalisé par évaporation, particulièrement adaptée ici du fait de sa directivité. Cette étape s'étant révélée critique pour l'Institut Danois de Technologie en termes de respect des contraintes d'uniformité d'épaisseur de métallisation extrêmement critique aux fréquences de fonctionnement visées, celle-ci, ainsi que l'étape de lift-off ont été réalisées à la société *frec|n|sys*. Afin d'apprécier la capacité du procédé à produire les structures de réseaux périodiques attendues, nous avons caractérisé, par observation au microscope électronique à balayage (MEB), les dimensions des motifs obtenues en neuf points uniformément répartis à la surface de la plaquette. La figure 5.22 montre des clichés réalisés au MEB dans la zone des transducteurs de dispositifs de différentes périodes. Le tableau 5.4 donne les valeurs moyennes des largeurs d'électrodes mesurées et de leur écart-type pour les différents dispositifs.

Nous notons la qualité de la définition des électrodes (pas de rugosité notable) dans le cas de résonateurs à 434 MHz produits pour la société Sensor, également partenaire sur ce projet, ainsi que la dispersion des caractéristiques géométriques correspondantes. Les

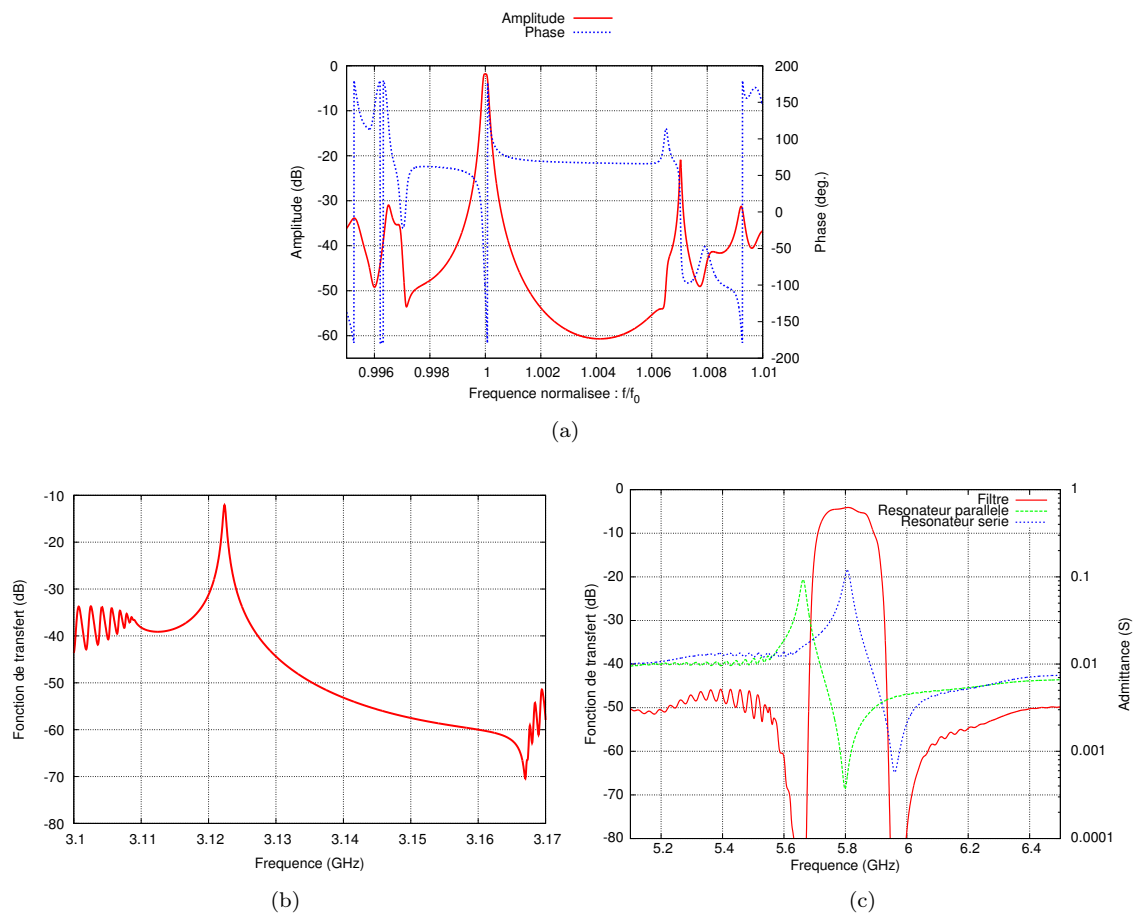


FIGURE 5.20 – Fonctions de transfert théoriques des dispositifs ayant servi de corps d’épreuve : (a) Filtre aux alentours de 1 GHz sur coupe (YXl)/36° de quartz de bande passante relative égale 250 ppm et pertes d’insertion estimées à 2 dB ; (b) Résonateur à 3,1 GHz sur coupe (YXlt)/36°/90° de quartz (onde STW) de période égale à 0,8 μm coefficient de qualité égale à 6000 et pertes d’insertion estimées à 12 dB ; (c) Filtre à 5,8 GHz de période 0,32 μm réalisé sur coupe (YXl)/128° de niobate de lithium bande passante 150 MHz et pertes d’insertion estimées à 5 dB

	Résonateur 434 MHz	Résonateur 3,1 GHz	Filtre 5,8 GHz
Largeur moyenne (μm)	2,84	0,542	0,158
Ecart type (nm)	79 (2,8 %)	27 (5 %)	32 (20 %)

TABLE 5.4 – Récapitulatifs des largeurs moyennes d’électrodes mesurées sur les différents dispositifs et écarts types associés

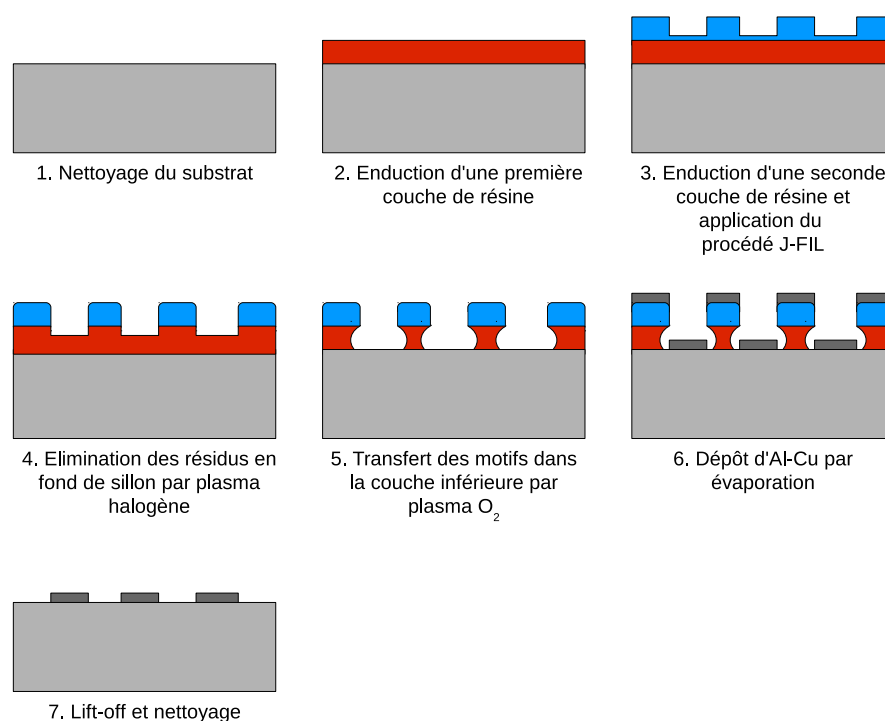


FIGURE 5.21 – Illustration du procédé de lift-off utilisé pour la réalisation de composants à ondes de surface

clichés réalisés sur les résonateurs à 3,1 GHz et les filtres à 5,8 GHz montrent la capacité de notre procédé de nano-impression à réaliser des motifs de largeurs inférieures à la résolution des appareils de lithographie UV classiques utilisés dans l'industrie des composants à ondes de surface (type Body 9 Nikon). Néanmoins, sur l'intégralité d'une plaquette de 100 mm de diamètre, seule une poignée de zones a été correctement répliquée, donnant lieu à un nombre limité (12) de dispositifs mesurables.

Afin de comprendre les causes de ce défaut de réplification, nous avons examiné les profils de la surface de quelques plaquettes de quartz et les avons comparés au profil d'une plaquette de silicium. Les profils en question sont reportés sur la figure 5.23.

Nous soulignons d'importantes variations de l'épaisseur pouvant atteindre près de $0,5 \mu\text{m}$ sur moins de 10 mm de distance sur certaines coupes, ce qui correspond à une largeur de moule. Ces variations d'épaisseur expliqueraient en partie le rendement du procédé. Ce problème peut être résolu par l'utilisation de moules souples, en PDMS (polydiméthylsiloxane) par exemple, mais leur résolution reste alors difficilement inférieure à 300 nm [118]. Parmi les résonateurs à 3,1 GHz mesurés seulement une dizaine présentaient des réponses électriques assimilables à une fonction de transfert. Ces réponses sont exposées sur la figure 5.24. Les pertes d'insertion sont comprises entre 25 et 30 dB et le coefficient de qualité atteint 1200. Nous notons également la présence de nombreuses contributions à gauche de la résonance.

Une analyse par recalage des paramètres de notre modèle de matrice mixte a été effectuée sur l'admittance d'entrée d'un des résonateurs (cf. figure 5.25). Elle met en évidence de pertes résistives (4000 ohms), probablement dues à un court-circuit, et une capacité statique plus importante que prévue, due à la présence d'une capacité parasite (87 fF).

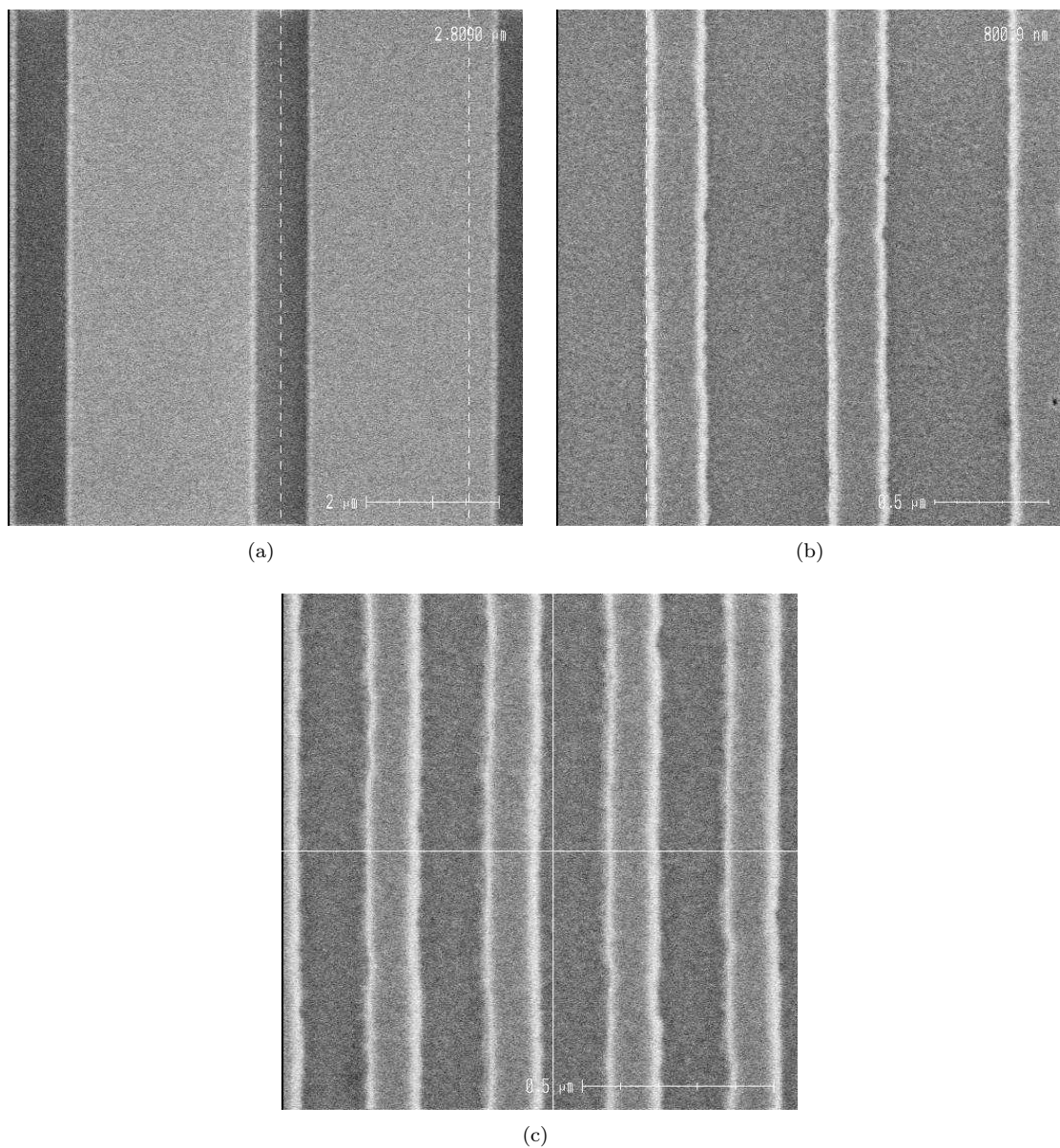


FIGURE 5.22 – Vues réalisées au microscope électronique à balayage sur les motifs de dimensions critiques de différents dispositifs : (a) Résonateurs à 434 MHz (après lift-off) ; (b) Résonateur à 3,1 GHz (après lithographie) ; (c) Filtre à 5,8 GHz (après lithographie)

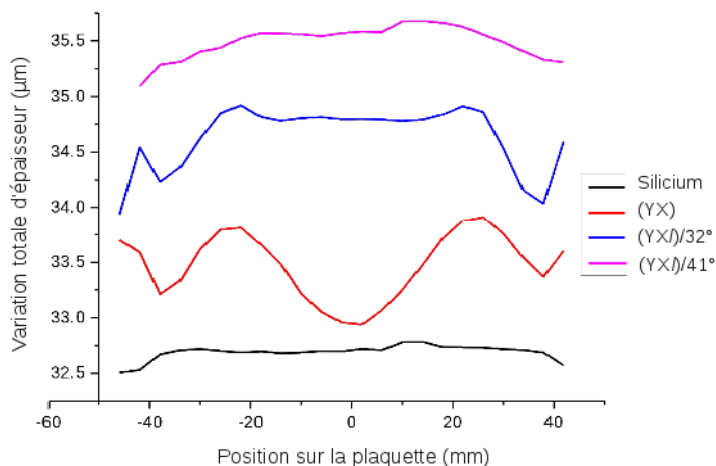


FIGURE 5.23 – Profils d'épaisseur des substrats de silicium, quartz (YX), quartz (YXl)/32° et quartz (YXl)/41° exploitées pour notre application

Les filtres à 5,8 GHz présentent tous des réponses électriques nulles. Nous expliquons ces dysfonctionnements par la présence de courts-circuits visibles au microscope optique.

5.3.4 Résumé

Dans cette section nous avons étudié une méthode de montée en fréquence des dispositifs à ondes de surface par diminution de leur période. Le procédé de nano-impression que nous avons mis en œuvre pour arriver à cette fin et la fabrication des moules associés sont présentés dans la première partie de cette section. Plusieurs véhicules de tests à différentes fréquences ont été conçus pour tester les capacités de ce nouveau procédé à réaliser des composants à ondes de surface. Des difficultés technologiques ont été rencontrées amputant grandement le nombre de dispositifs réalisables. Nous notons la nécessité vitale de maîtriser la variation totale d'épaisseur des substrats pour conserver un rendement compétitif par rapport à des technologies concurrentes. Néanmoins, nous constatons des signes encourageant, à commencer par la possibilité de réaliser des motifs de 160 nm de large, dimensions notablement inférieures à la résolution des appareils de photolithographie couramment employés dans l'industrie des composants à ondes de surface. Sans aller si loin, des résonateurs de fréquences supérieures à 3 GHz ont été réalisés sur un monocristal piézoélectrique et présentaient des réponses électriques avec un coefficient de qualité de 1200.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié deux technologies permettant de réaliser des dispositifs à ondes de surface à des fréquences supérieures à 3 GHz.

La première se fonde sur l'exploitation des vitesses de phases que fournit un guide d'ondes de surface à base de carbone-diamant couplée à une couche piézoélectrique d'oxyde de zinc. L'étude des propriétés d'un tel guide montre qu'il est possible d'exciter des modes

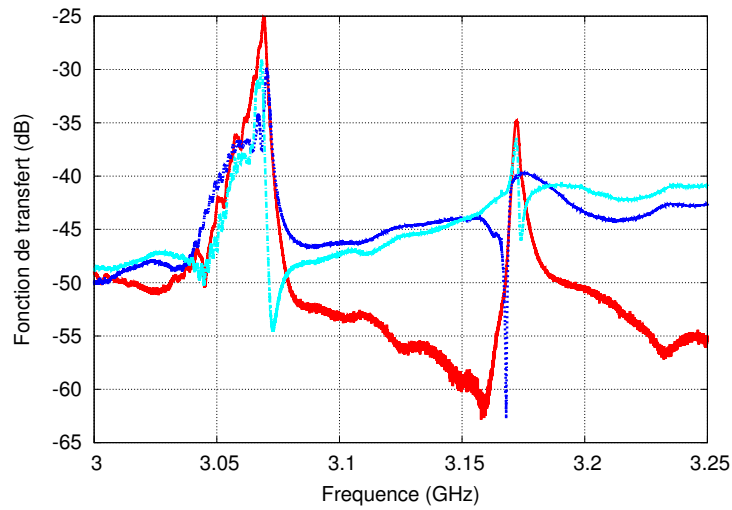


FIGURE 5.24 – Fonctions de transfert mesurées d'un échantillon de résonateurs à 3,1 GHz

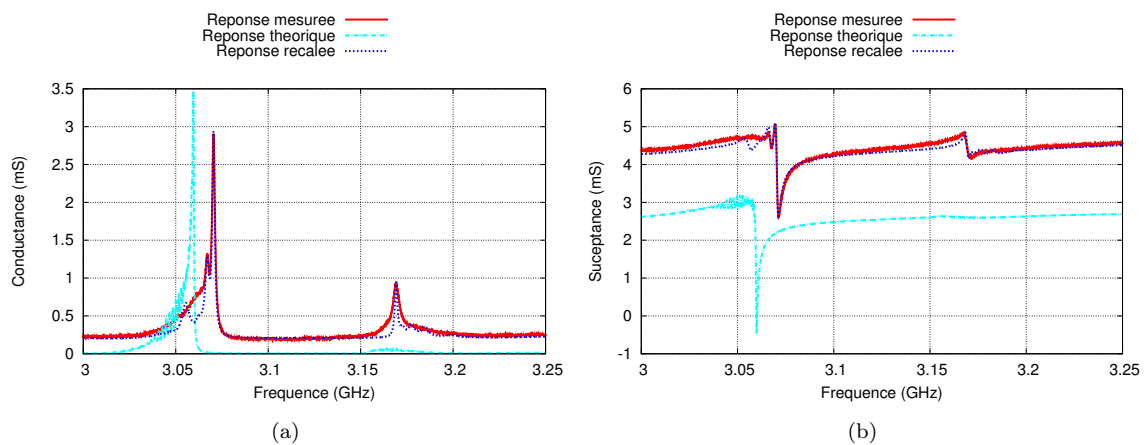


FIGURE 5.25 – Conductance (a) et susceptance (b) d'entrée d'un résonateur à 3,1 GHz superposées avec les paramètres d'admittance prévus initialement par la simulation et paramètres d'admittance après recalage des paramètres de matrice mixte

dont les vitesses sont comprises entre 4 et 10 km.s⁻¹, avec une couche de ZnO de l'ordre de 500 nm d'épaisseur. Ce constat a conduit à tenter d'exploiter des techniques de synthèse de diamant nanocristallin sur silicium ainsi qu'une technique de dépôt de la couche de ZnO par pulvérisation magnétron. Des résonateurs exploitants le deuxième mode de la structure ont été conçus pour fonctionner à 3 et 5 GHz. Ces résonateurs ont été fabriqués en lithographie électronique en veillant à ce que leurs dimensions restent compatibles avec les résolutions d'un appareil de photolithographie de longueur d'onde égale 365 nm. Nous avons mesuré les réponses électriques de ces résonateurs. Elles montrent plusieurs contributions correspondant à différents modes prévus par notre analyse harmonique. Les résonances correspondant au mode 2 présentent des pertes d'insertion sensiblement inférieures à 10 dB, à 2,85 MHz pour les résonateurs de période 1 μm et 4,2 GHz pour celui de période 0,6 μm . D'autres contributions dont l'origine reste indéterminée ont été relevées à 9,25 GHz avec des coefficients de qualité de 1450. Les puces ont été encapsulées pour être montées dans une boucle d'oscillation. L'influence du boîtier sur la réponse spectrale du résonateur de période 0,6 μm rend la contribution du mode 2 à 4,2 GHz inexploitable. Néanmoins, nous sommes parvenus à stabiliser un oscillateur en exploitant les modes 1 et 2 respectivement à 2,2 et 2,85 GHz d'un résonateur de période 1 μm . La caractérisation de notre oscillateur révèle des niveaux de bruit de phase à 10 kHz de -100 et -95 dBc/Hz pour les modes 1 et 2 respectivement, et le palier de bruit s'établit à -164 et -170 dBc/Hz pour ces mêmes modes. La comparaison de ces caractéristiques avec celles annoncées pour des sources de fréquence disponibles dans le commerce nous a permis d'estimer les forces et faiblesses de notre oscillateur. Nous avons notamment identifié la nécessité d'accroître le coefficient de surtension de nos résonateurs, ce qui passe par une amélioration de la qualité des substrats.

La deuxième technologie étudiée dans ce chapitre consiste en un procédé de lithographie par nano-impresion. Dans ce cas, nous profitons de la résolution que fournit un tel procédé pour réduire la période de nos dispositifs et ainsi dépasser les limites de fréquences actuelles. Nous avons décrit la fabrication des moules et le procédé de nano-impresion J-FIL mis en œuvre dans le cadre du projet Eurostar NILSAW. Plusieurs dispositifs de test ont été conçus et implantés sur les moules. Malheureusement, très peu de véhicules de test ont pu être réalisés en raison de difficultés technologiques. Ces difficultés ont mis en évidence des points à améliorer dont il faudra tenir compte pour donner un avenir à ce procédé dans l'industrie des composants à ondes de surface. Nous avons identifié notamment la difficulté à transférer des motifs sur des coupes présentant une variation totale d'épaisseur supérieure à 1 μm . Néanmoins, nous avons montré la possibilité de réaliser des transducteurs à ondes de surface de largeur de trait caractéristiques inférieures à 160 nm. Quelques résonateurs de fréquence supérieure à 3 GHz ont également pu être testés et présentaient des coefficients de qualité de 1200, ce qui donne des signes encourageants.

D'une manière générale, les deux technologies étudiées dans ce chapitre révèlent des potentiels élevés. Elles permettent d'entrevoir la réalisation de composants à ondes de surface à des fréquences de 3 et 5 GHz dans un avenir proche.

Conclusion générale et perspectives

Au sein de ce mémoire, nous avons présenté les différents travaux réalisés dans le cadre de cette thèse. Ceux-ci ont porté sur l'étude et la réalisation de différentes structures de filtres à ondes élastiques de surface dont les caractéristiques répondent à des besoins de la société AR Electronique et aux enjeux des systèmes temps-fréquence du futur.

Dans le premier chapitre, nous avons défini les différentes notions relatives au filtrage de fréquence et à la synthèse de filtres. Nous avons présenté ensuite différentes technologies de filtres couramment utilisées dans la gamme des fréquences radio. Ceci nous a permis de discuter de l'intérêt de l'utilisation de composants à ondes de surface dans les systèmes de télécommunications mobiles.

Dans le second chapitre, nous avons exposé les principes de mise en œuvre d'un filtre à ondes de surface. Les structures de filtres les plus couramment employées et les aspects liés aux matériaux y sont présentés. Nous avons également décrit les modèles utilisés pour simuler la propagation d'ondes dans les dispositifs à ondes de surface. Enfin, nous avons discuté des composants à ondes de surface face aux enjeux des systèmes communicants modernes.

Dans le troisième chapitre nous avons étudié et réalisé plusieurs configurations de filtres à couplage acoustique longitudinal de bande passante relative inférieure à 0,1 % dont les fréquences avoisinent le gigahertz. Des pertes d'insertion inférieures à 5 dB ont été obtenues et la comparaison entre réponses mesurées et théoriques souligne la qualité et la précision de notre outil de conception. Nous avons démontré l'efficacité de l'insertion d'interstices de propagation libre à l'intérieur des transducteurs et du réseau de couplage sur le niveau de sortie de bande d'arrêt des transducteurs, conformément à nos prévisions théoriques. Ceci nous a permis de garantir un niveau de rejet de 20 dB au minimum pour ces filtres. D'autre part nous avons mis en évidence l'intérêt d'employer une ouverture acoustique supérieure à 175 longueurs d'ondes dans le but de limiter le couplage intrinsèque des modes transverses s'établissant dans la structure. En parallèle à cela, nous avons développé un modèle permettant de simuler la contribution de ces effets à la réponse électrique de dispositifs à transducteurs d'ouverture acoustique constante sur le trajet de l'onde. Des comparaisons avec les réponses des filtres étudiés dans ce chapitre ont mis en évidence la validité de ce modèle et sa précision.

Ce travail de modélisation des modes transverses ouvre la voie à la simulation de filtres fondés sur le couplage transverse exploitant ces modes. Ceux-ci constituent une alternative aux filtres à couplage acoustique longitudinal. Afin de garantir une conception précise de ce genre de filtres, quelques raffinements sont à apporter au modèle actuel, à commencer par la prise en compte de la contribution de rayonnement du champ acoustique en dehors des conditions de guidage latérales ($k_{y,i}$ réels pour tout i). Par ailleurs, la mise en œuvre d'un tel modèle nous permet d'envisager de nouvelles stratégies d'élimination de modes

transverses.

Nous avons ensuite étudié et réalisé plusieurs filtres de bandes passantes comprises entre 1 % et 14 %. Ce travail nous a permis de mettre en œuvre des structures de filtres à éléments d'impédance et des filtres à transducteurs en éventails. Pour chacun d'entre eux, un modèle a été réalisé pour simuler et étudier leur comportement. Un filtre en treillis de bande passante relative égale à 2 % environ et quatre filtres à transducteurs en éventails de bandes passantes relatives supérieures à 10 % ont été réalisés et caractérisés. Des comparaisons entre théorie et expérience ont mis en évidence des difficultés de mise au point de la structure en treillis, notamment pour obtenir le niveau de rejet visé. Par ailleurs, nous avons mesuré un écart de largeur récurrent entre bandes passantes mesurées et théoriques sur les filtres à transducteurs en éventails. Pour ces différentes structures, nous proposons des pistes permettant d'améliorer leurs conceptions, notamment en tenant compte des effets de diffraction acoustique et des effets électromagnétiques dans nos modèles.

Les projets ANR OSCCAR-2 et Eurostar NILSAW, dont nous décrivons les travaux dans le chapitre cinq, nous ont permis d'étudier deux approches de montée en fréquence différentes. La première utilise les vitesses de phase élevées fournies par un guide d'ondes à base de carbone-diamant nanocristallin, l'autre, la mise en œuvre d'un procédé de lithographie par nano-impression pour réduire la période des réseaux d'électrodes. Dans le premier cas, des véhicules de tests réalisés sur substrats de 50 mm de diamètre, de périodes compatibles avec la résolution des appareils de lithographie UV de longueur d'onde égale à 365 nm, ont montré des réponses à 4,2 GHz avec des pertes d'insertion inférieures à 10 dB. D'autres dispositifs de période mécanique proche de 1 μm , présentant des modes à 2,2 et 2,85 GHz, ont permis de réaliser des oscillateurs à ces mêmes fréquences. La caractérisation de leur bruit de phase met en évidence la nécessité d'améliorer le coefficient de qualité des résonateurs. Cette amélioration passe par une meilleure maîtrise des caractéristiques de dépôt de la couche de ZnO, notamment sa cristallinité. D'autre part, pour se rapprocher des standards de l'industrie des composants à ondes de surface, le procédé développé pour des substrats de diamètre 50 mm devra être transposé à des substrats de diamètre 100 mm. Il sera ainsi envisageable de produire des dispositifs exploitant les propriétés des substrats à base de carbone diamant de manière collective. Nos travaux ont également mis en évidence le besoin impératif d'exploiter la face de nucléation des substrats de diamant nanocristallin pour toute réalisation de guides d'ondes pour des fréquences supérieures à 2 GHz.

Dans le cas de la lithographie par nano-impression, les résultats sont plus modestes en termes de réponses électriques, mais le procédé utilisé a néanmoins démontré la possibilité de réaliser des dispositifs fonctionnant à 3 GHz et la définition de motifs de dimension inférieures à 160 nm. La poursuite de la mise au point de ce procédé constitue un enjeu important pour les acteurs de l'industrie des composants à ondes de surface puisqu'il constitue un procédé de fabrication collective permettant de repousser les limites actuelles de fréquence. Pour ce faire, le rendement du procédé étudié reste à améliorer. A ce titre, nous avons identifié que le principal levier concerne la réduction des variations d'épaisseur des substrats qui ne peut être réalisée que par une collaboration en amont avec les fournisseurs de matériaux.

Il faut ajouter à cela la possibilité de combiner les deux approches qui permettraient de repousser encore davantage la limite en fréquence de ces composants.

L'ensemble des travaux réalisés au cours de cette thèse serviront de base à de nouveaux projets collaboratifs impliquant le développement de filtres à ondes de surface pour des applications professionnelles et grand public.

Bibliographie

- [1] J.P. TANGUY : *Théorie et pratique du signal : Signaux déterministes et aléatoires en continu et en discret*. Technosup (Paris). Ellipses, 2007.
- [2] G. MANGIANTE : *Analyse et synthèse des filtres actifs analogiques*. Ed. Tec & Doc, 2005.
- [3] W. APPEL : *Mathematics for Physics and Physicists*. Princeton University Press, 2007.
- [4] J. MAX : *Methodes et technique de traitement du signal et applications aux mesures physiques*. Enseignement de l'électronique,.
- [5] A. ANGOT : *Compléments de mathématiques : à l'usage des ingénieurs de l'électrotechnique et des télécommunications*. Collection technique du C.N.E.T. Revue d'optique, 1957.
- [6] A. VANDER VORST et D. VANHOENACKER-JANVIER : *Bases de l'ingénierie micro-onde*. Bibliothèque des Universités.
- [7] A.A. KUMAR : *Signals and Systems*. PHI Learning Pvt. Ltd.
- [8] D.A. FRICKEY : Conversions Between S, Z, Y, H, ABCD, and T Parameters which are Valid for Complex Source and Load Impedances. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 42(2):205–211, Feb 1994.
- [9] S. BALLANTINE : The Lorentz Reciprocity Theorem for Electric Waves. *Radio Engineers, Proceedings of the Institute of*, 16(4):513–518, April 1928.
- [10] A. PACAUD : Circuits électriques linéaires - Représentation paramétrique. *Techniques de l'ingénieur*, (E-104), 2011.
- [11] K. KUROKAWA : Power Waves and the Scattering Matrix. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 13(2):194–202, Mar 1965.
- [12] G. LISSORGES et C. BERLAND : Fonction de transfert des filtres électriques. *Techniques de l'ingénieur*, (E-120), 2009.
- [13] W. STEICHEN et S. BALLANDRAS : Composants acoustiques utilisés pour le filtrage - Revue des différentes technologies. *Techniques de l'ingénieur*, (E-2000).
- [14] A.I. ZVEREV : *Handbook of filter synthesis*.
- [15] M. BELLANGER : *Traitement numérique du signal - 8ème édition - Théorie et pratique : Théorie et pratique*. Sciences de l'ingénieur.
- [16] A.J. GROSSMAN : Synthesis of Tchebycheff Parameter Symmetrical Filters. *Proceedings of the IRE*, 45(4):454–473, April 1957.
- [17] R.M. LERNER : Band-Pass Filters with Linear Phase. *Proceedings of the IEEE*, 52(3):249–268, March 1964.

- [18] R.W. DANIELS : *Approximation methods for electronic filter design : with applications to passive, active, and digital networks.*
- [19] T.W. PARKS et C.S. BURRUS : *Digital filter design.* 1987.
- [20] G. BLANCHET et P. DEVRIENDT : Processeurs de traitement numérique du signal (DSP). *Techniques de l'ingénieur*, (E-3565), 2000.
- [21] Analog Devices INC. : Data Sheet - TigerSHARC Embedded Processor, 2010. www.analog.com.
- [22] Texas Instruments INC. : Multicore Fixed and Floating-Point Digital Processor, 2010. www.ti.com.
- [23] Texas Instruments INC. : RF-Sampling and GPS ADCs, Breakthrough ADCs Revolutionize Radio Architectures, 2012. www.ti.com/gigadc.
- [24] Analog Devices INC. : Blackfin ADSP-BF70x Series of DSP Processors, 2014. www.analog.com.
- [25] G. LISSORGES et C. BERLAND : Synthèse des filtres LC. *Techniques de l'ingénieur*, (E-130), 2009.
- [26] P.F. COMBES et R. CRAMPAGNE : Circuit passifs hyperfréquences - Filtres et cavités. *Techniques de l'ingénieur*, (E-1402), 2002.
- [27] R. MONGIA : 1-100 GHz microstrip filter, aug 2004. US Patent 6,771,147.
- [28] P. FILHOL : Résonateurs diélectriques - Circuits micro-ondes. *Techniques de l'ingénieur*, (E-1920), 2004.
- [29] E. DOUMANIS, G. GOUSSETIS et S. KOSMOPOULOS : *Filter Design for Satellite Communications : Helical Resonator Technology.* 2015.
- [30] P. FILHOL : Résonateurs diélectriques - Matériaux et composants. *Techniques de l'ingénieur*, (E-1922), 2004.
- [31] D. ROYER et E. DIEULESAINT : *Ondes élastiques dans les solides.* 1996. Tome 1 : Propagation libre et guidée.
- [32] D. ROYER et E. DIEULESAINT : *Ondes élastiques dans les solides.* 1999. Tome 2 : Génération, interaction acousto-optique, applications.
- [33] J. Kittinger E. TICHÝ, J. Erhart et J. PRÍVRATSKÁ : *Fundamentals of Piezoelectric Sensorics.* 2010.
- [34] S. LUCYSZYN : *Advanced RF MEMS.* 2010.
- [35] J. ROSENBAUM : *Bulk Acoustic Wave Theory and Devices.* Acoustics and Signal Processing Library. Artech House, 1988.
- [36] K. HASHIMOTO : *RF Bulk Acoustic Wave Filters for Communications.* Artech House Microwave Library. Artech House, Incorporated, 2009.
- [37] D. MORGAN : *Surface Acoustic Wave Filters : With Applications to Electronic Communications and Signal Processing.* Studies in Electrical and Electronic Engineering. Elsevier Science, 2010.
- [38] P. DEFRANOULD et P. WRIGHT : Filtres à ondes de surface. *Techniques de l'ingénieur*, (E-2200), 2000.
- [39] R. SALUT : *Etude des moyens de lithographie haute resolution pour la fabrication de résonateurs à ondes élastiques de surface : application aux sources embarquées.* Theses, Université de Franche-Comté, Dec 2011.

- [40] C. CAMPBELL : *Surface Acoustic Wave Devices and their Signal Processing Applications*. Elsevier Science, 2012.
- [41] C. CAMPBELL : *Surface Acoustic Wave Devices for Mobile and Wireless Communications*. Applications of Modern Acoustics. Academic Press, 1998.
- [42] S.H. CHRISTIANSEN, R. SINGH et U. GOSELE : Wafer Direct Bonding : From Advanced Substrate Engineering to Future Applications in Micro/Nanoelectronics. *Proceedings of the IEEE*, 94(12):2060–2106, Dec 2006.
- [43] M. PIJOLAT, S. LOUBRIAT, D. MERCIER, A. REINHARDT, E. DEFAY, C. DEGUET, M. AID, S. QUESTE et S. BALLANDRAS : LiNbO₃ Film Bulk Acoustic Resonator. *In Frequency Control Symposium (FCS), 2010 IEEE International*, pages 661–664, June 2010.
- [44] R. LANZ et P. MURALT : Solidly Mounted BAW Filters for 8 GHz Based on AlN Thin Films. *In Ultrasonics, 2003 IEEE Symposium on*, volume 1, pages 178–181 Vol.1, Oct 2003.
- [45] T. BARON, E. LEBRASSEUR, F. BASSIGNOT, H. WANG, S. BALLANDRAS, J. FAN, L. CATHERINOT, M. CHATRAS, P. MONFRAIX et L. ESTAGERIE : Wideband Lithium Niobate FBAR Filters. *International Journal of Microwave Science and Technology*, 2013, 2013.
- [46] T. BARON, E. LEBRASSEUR, G. MARTIN, D. GACHON, A. REINHARDT, P.P. LASAGNE, D. RABUS *et al.* : High overtone Bulk Acoustic Resonators : Application to Resonators, Filters and Sensors. *Acoustics 2012 Nantes*, 2012.
- [47] K.M. LAKIN, G.R. KLINE et K.T. MCCARRON : High-Q microwave acoustic resonators and filters. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 41(12):2139–2146, Dec 1993.
- [48] N. CHRETIEN, G. MARTIN, E. LEBRASSEUR, H. WANG, T. BARON, S. BALLANDRAS, E. HENAFF, F. TOMASO et L. CHOMMELOUX : Double-Port AlN/Sapphire High Overtone Bulk Acoustic Resonators for the Stabilization of Radio-Frequency Oscillators. *In Ultrasonics Symposium (IUS), 2012 IEEE International*, pages 2210–2213, Oct 2012.
- [49] E. COURJON : *Transducteurs à domaines ferroélectriques alternés pour composants à ondes de surface appliqués au traitement du signal radio-fréquence par composants passifs*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2009.
- [50] F. BASSIGNOT : *Nouveau type d'oscillateur exploitant des transducteurs à domaines ferroélectriques alternés et des matériaux de guidage pour l'excitation d'ondes ultrasonores d'interface*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2011.
- [51] F. HENROT, F. BASSIGNOT et S. BALLANDRAS : Ridge-Shaped Periodically Poled Transducer for Wide Band R-F Filter. *In EFTF, 2014. IEEE*, 2014.
- [52] B.K. SINHA et H.F. TIERSTEN : On the Temperature Dependence of the Velocity of Surface Waves in Quartz. *Journal of Applied Physics*, 51(9):4659–4665, Sep 1980.
- [53] M. LEWIS : Temperature Compensation Techniques for SAW Devices. *In 1979 Ultrasonics Symposium*, pages 612–622, 1979.
- [54] J.J. CAMPBELL et W.R. JONES : A Method for Estimating Optimal Crystal Cuts and Propagation Directions for Excitation of Piezoelectric Surface Waves. *Sonics and Ultrasonics, IEEE Transactions on*, 15(4):209–217, Oct 1968.

- [55] T.E. PARKER et M.B. SCHULZ : SiO₂ Film Overlays for Temperature-Stable Surface Acoustic Wave Devices. *Applied Physics Letters*, 26(3):75–77, Feb 1975.
- [56] K. GESHI, K. TERAOKA, S. KINOSHITA, M. NAKAYAMA, Y. IMAGAWA, S. NAKAYAMA, K. HASHIMOTO, S. TANAKA, K. TOTSU et H. TAKAGI : Wafer Bonding of Polycrystalline Spinel with LiNbO₃/LiTaO₃ for Temperature Compensation of RF Surface Acoustic Wave Devices. In *Ultrasonics Symposium (IUS), 2012 IEEE International*, pages 2726–2729, Oct 2012.
- [57] C.Z. ROSEN, B.V. HIREMATH et R.E. NEWNHAM : *Piezoelectricity*. Key papers in physics. American Institute of Physics, 1992.
- [58] K.A. INGEBRIGTSEN : Surface Waves in Piezoelectrics. *Journal of Applied Physics*, 40(7):2681–2686, Jun 1969.
- [59] V. LAUDE et S. BALLANDRAS : Slowness Curves and Characteristics of Surface Acoustic Waves Propagating Obliquely in Periodic Finite-Thickness Electrode Gratings. *Journal of applied physics*, 94(2):1235–1242, 2003.
- [60] B.P. ABBOTT et L. SOLIE : A Minimal Diffraction Cut of Quartz for High Performance SAW Filters. In *Ultrasonics Symposium, 2000 IEEE*, volume 1, pages 235–240 vol.1, Oct 2000.
- [61] R.H. TANCRELL et M.G. HOLLAND : Acoustic Surface Wave Filters. *Proceedings of the IEEE*, 59(3):393–409, March 1971.
- [62] D.H. HURLBURT et E.L. ADLER : Group Delay Ripple Resulting from Multiple Reflections in SAW Devices. *Proceedings of the IEEE*, 65(1):167–167, Jan 1977.
- [63] P.M. NARAINÉ et C.K. CAMPBELL : Wide Band Linear Phase SAW Filters Using Apodized Slanted Finger Transducers. In *1983 Ultrasonics Symposium*, pages 113–116, Oct 1983.
- [64] E. BAUSK, R. TAZIEV et A. LEE : Synthesis of Slanted and Quasi-Slanted SAW Transducers. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 51(8):1002–1009, 2004.
- [65] K. YAMANOUCHI et H. FURUYASHIKI : Low-Loss SAW Filter Using Internal Reflection Types of New Single-Phase Unidirectional Transducer. In *IEEE 1984 Ultrasonics Symposium*, pages 68–71, Nov 1984.
- [66] C.S. HARTMANN et B.P. ABBOTT : Overview of Design Challenges for Single Phase Unidirectional SAW Filters. In *Ultrasonics Symposium, 1989. Proceedings., IEEE 1989*, pages 79–89 vol.1, Oct 1989.
- [67] P.V. WRIGHT, D.F. THOMPSON et R.E. CHANG : Single-Phase Unidirectional Transducers Employing Uniform-Width Dithered Electrodes. In *Ultrasonics Symposium, 1995. Proceedings., 1995 IEEE*, volume 1, pages 27–32 vol.1, Nov 1995.
- [68] D.L.T. BELL et R.C.M. LI : Surface-Acoustic-Wave Resonators. *Proceedings of the IEEE*, 64(5):711–721, May 1976.
- [69] V.P. PLESSKY : SAW Impedance Elements. *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 42(5):870–875, Sept 1995.
- [70] M. UEDA, O. KAWACHI, K. HASHIMOTO, O. IKATA et Y. SATOH : Low Loss Ladder Type SAW Filter in the Range of 300 to 400 MHz. In *Ultrasonics Symposium, 1994. Proceedings., 1994 IEEE*, volume 1, pages 143–146 vol.1, Oct 1994.

- [71] H. HAUS : Modes in SAW Grating Resonators. *Journal of Applied Physics*, 48(12): 4955–4961, Dec 1977.
- [72] M. SOLAL : A P-Matrix-Based Model for the Analysis of SAW Transversely Coupled Resonator Filters, Including Guided Modes and a Continuum of Radiated Waves. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 50(12): 1729–1741, 2003.
- [73] P.V. WRIGHT : A Review of SAW Resonator Filter Technology. *In Ultrasonics Symposium, 1992. Proceedings., IEEE 1992*, pages 29–38 vol.1, Oct 1992.
- [74] A.H. FAHMY et E. ADLER : Propagation of Surface Acoustic Waves in Multilayer : a Matrix Description. *Applied Physics Letters*, 22:495–497, 1973.
- [75] T. PASTUREAUD : *Etude de nouvelles structures pour la conception et la fabrication de filtres à ondes acoustiques guidées haute fréquence*. Thèse de doctorat, Université de Franche Comté, 2002.
- [76] A. REINHARDT : *Simulation, conception et réalisation de filtres à ondes de volume dans des couches minces piézoélectriques*. Thèse de doctorat, Université de Franche Comté, 2005.
- [77] L. BOYER : *Etude des phénomènes de réflexion-refraction des ondes planes acoustiques dans les milieux piézoélectriques*. Thèse de doctorat, Université Paris 7, 1994.
- [78] S. BALLANDRAS et W. STEICHEN : Composants acoustiques utilisés pour le filtrage - Modèles et outils de simulation. *Techniques de l'ingénieur*, (E-2001).
- [79] P. VENTURA, J. DESBOIS et L. BOYER : A mixed FEM/Analytical Model of the Electrode Mechanical Perturbation for SAW and PSAW Propagation. *In Ultrasonics Symposium, 1993. Proceedings., IEEE 1993*, pages 205–208 vol.1, Oct 1993.
- [80] P. VENTURA : A New Efficient Combined FEM and Periodic Green's Function Formalism for Analysis of Periodic SAW Structures. *In Ultrasonics Symposium, 1995. Proceedings., IEEE 1995*, pages 263–268, 1995.
- [81] K. BLOTEKJAER, K.A. INGEBRIGTSEN et H. SKEIE : A Method for Analyzing Waves in Structures Consisting of Metal Strips on Dispersive Media. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 20(12):1133–1138, Dec 1973.
- [82] K. BLOTEKJAER, K.A. INGEBRIGTSEN et H. SKEIE : Acoustic Surface Waves in Piezoelectric Materials with Periodic Metal Strips on the Surface. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 20(12):1139–1146, Dec 1973.
- [83] G. FLOQUET : Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques. *Annales scientifiques de l'École Normale Supérieure*, 12:47–88, 1883.
- [84] P.M. SMITH : Dyadic Green's Functions for Multi-Layer Substrates. *In Ultrasonics Symposium, 1999. Proceedings. 1999 IEEE*, volume 1, pages 137–141 vol.1, Oct 1999.
- [85] E. DURAND : *Electrostatique et magnétostatique*. Masson (Paris) 1953, 1953.
- [86] J.C. SABONNADIÈRE : *Techniques de fabrication des microsystèmes 1 : Structures et microsystèmes électromécaniques en couches minces*. Hermes Science Publications, 2004.
- [87] G. HARMAN : *Wire Bonding in Microelectronics*. McGraw-Hill Education, 2010.
- [88] W. RUILE, G. RAML, A. SPRINGER et R. WEIGEL : A Novel Test Device to Characterize SAW Acoustomigration. *In Ultrasonics Symposium, 2000 IEEE*, volume 1, pages 275–278 vol.1, Oct 2000.

- [89] H. SCHMIDT, S. MENZEL, M. WEIHNACHT et R. KUNZE : Investigation of SAW-Induced Acoustomigration Effects in Cu- and Al-Based Metallizations. *In Ultrasonics Symposium, 2001 IEEE*, volume 1, pages 97–100 vol.1, 2001.
- [90] B.K. SINHA et S. LOCKE : Acceleration and Vibration Sensitivity of SAW Devices. *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 34(1):29–38, Jan 1987.
- [91] E. RUBIOLA : *Phase noise and frequency stability in oscillators*. The Cambridge RF and Microwave Engineering Series. Cambridge University Press, 2010.
- [92] T.E. PARKER et G.K. MONTRESS : Precision Surface-Acoustic-Wave (SAW) Oscillators. *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 35(3):342–364, May 1988.
- [93] P.V. WRIGHT : Analysis and Design of Low-Loss SAW Devices with Internal Reflections Using Coupling-of-Modes Theory. *In Ultrasonics Symposium, 1989 IEEE*, pages 141–152, 1989.
- [94] G. TOBOLKA : Mixed Matrix Representation of SAW Transducers. *Sonics and Ultrasonics, IEEE Transactions on*, 26(6):426–427, Nov 1979.
- [95] B. A. AULD : *Acoustic Fields and Waves in Solids*. 1990.
- [96] J.M. HODÉ, J. DESBOIS, P. DUFILIÉ, M. SOLAL et P. VENTURA : SPUDT-Based Filters : Design Principles and Optimization. *In Ultrasonics Symposium, 1995. Proceedings., 1995 IEEE*, volume 1, pages 39–50 vol.1, Nov 1995.
- [97] P. VENTURA, J.M. HODÉ, M. SOLAL, J. DESBOIS et J. RIBBE : Numerical Methods for SAW Propagation Characterization. *In Ultrasonics Symposium, 1998. Proceedings., 1998 IEEE*, volume 1, pages 175–186 vol.1, 1998.
- [98] Y. FUSERO : *Étude théorique et expérimentale de dispositifs à ondes de surface à haute vitesse et fort couplage : application aux filtres télécoms haute fréquence*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2001.
- [99] N. POCKSTEINER, M. JUNGWIRTH, G. KOVACS et R. WEIGEL : Analysis of General Planar Waveguides with N Segments. *In Ultrasonics Symposium, 2000 IEEE*, volume 1, pages 137–141 vol.1, 2000.
- [100] G. SCHOLL, W. RUILE et P.H. RUSSE : P-Matrix Modeling of Transverse-Mode Coupled Resonator Filters. *In Ultrasonics Symposium, 1993. Proceedings., IEEE 1993*, pages 41–46 vol.1, 1993.
- [101] G.T. MARTIN : Transversely Coupled Resonator Filters. *In Ultrasonics Symposium, 1999. Proceedings. 1999 IEEE*, volume 1, pages 15–24 vol.1, 1999.
- [102] M. SOLAL, S. LAUDE et S. BALLANDRAS : A P-Matrix Based Model for SAW Grating Waveguides Taking into Account Modes Conversion at the Reflection. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 51(12):1690–1696, 2004.
- [103] J. HEIGHWAY, S.N. KONDRATIEV et V.P. PLESSKY : Balanced Bridge SAW Impedance Element Filters. *In Ultrasonics Symposium, 1994. Proceedings., 1994 IEEE*, volume 1, pages 27–30 vol.1, Oct 1994.
- [104] S. JEN et R. BOBKOWSKI : Black Lithium Niobate SAW Device Fabrication and Performance Evaluation. *In Ultrasonics Symposium, 2000 IEEE*, volume 1, pages 269–273 vol.1, Oct 2000.

- [105] Y.V. GULYAEV, V.I. GRIGORIEVSKI et V.P. PLESSKY : Comparative Analysis of Synchronous "Hiccup" and Nonsynchronous SAW Resonators on Quartz. *In Electronics and Photonics, 2006. MEP 2006. Multiconference on*, pages 83–86, Nov 2006.
- [106] J.C. ARNAULT *et al.* : Surface Science Contribution to the BEN Control on Si(100) and 3C-SiC(100) : Towards Ultrathin Nanocrystalline Diamonds Films. *In Chemical vapor deposition*, volume 14, pages 187–195, 2008.
- [107] L. BRAUN, E. COURJON, K. AIT AISSA, P. BERGONZO, P. BOILLOT, W. DANIAU, S. DESGREZ, O. EL MAZRIA, C. GESSET, E. GIRARDET, T. LAROCHE, S. LAURENT, O. LEGRANI, G. MARTIN, J.C. NALLATAMBY, L. RAYNAUD, S. RENAUD, S. SAADA, R. SALUT, F. SARRY, B. VINCENT et S. BALLANDRAS : High Frequency SAW Resonators Built on Diamond-Based Substrate. *In European Frequency and Time Forum (EFTF), 2014 Joint*, pages 262–265, June 2014.
- [108] M. LINK, M. SCHREITER, J. WEBER, D. PITZER, R. PRIMIG, M.B. ASSOUAR et O. ELMAZRIA : C-axis Inclined ZnO Films Deposited by Reactive Sputtering using an Additional Blind for Shear BAW Devices. *In Ultrasonics Symposium, 2005 IEEE*, volume 1, pages 202–205, Sept 2005.
- [109] O. LEGRANI et O. ELMAZRIA : Rapport d'avancement projet OSCCAR II - Croissance de ZnO sur diamant par la technique de pulvérisation cathodique magnétron. Rapport technique, Institut Jean Lamour, Centre National de la Recherche Scientifique (C.N.R.S) UMR 7198, Université de Lorraine, jan 2013.
- [110] G.F. IRIARTE : E-Beam Lithography of Nano-Interdigital Transducers on Insulating and Semiconducting Substrates. *Microsystem technologies*, 16:2023–2027, 2010.
- [111] S. Y. CHOU, Peter R. KRAUSS et P. J. RENSTROM : Nanoimprint Lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 14(6):4129–4133, 1996.
- [112] T. NIELSEN, B. BILENBERG et T.H. BRO : NILSAW final report - WP2. Rapport technique, NIL Technology, dec 2014.
- [113] P. VOISIN : *Next Generation Lithography by UV Curing Nanoimprint : Study and Development of Materials and Processes for the Microelectronics Industry Application*. Theses, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, Nov 2007.
- [114] H. SCHIFT et A. KRISTENSEN : Nanoimprint Lithography – Patterning of Resists Using Molding. *In Bharat BHUSHAN, éditeur : Springer Handbook of Nanotechnology*, pages 271–312. Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [115] Z.J. DAVIS et C.M. PEDERSEN : NILSAW final report - WP3. Rapport technique, Danish Technological Institute, dec 2014.
- [116] S. DENISSENKO, E. GAVIGNET, S. BALLANDRAS, E. BIGLER et E. CAMBRIL : Design and Test of 3 GHz, Fundamental Mode STW Resonators on Quartz. *In Frequency Control Symposium, 1995. 49th., Proceedings of the 1995 IEEE International*, pages 469–475, May 1995.
- [117] Y. CHEN, K. PENG et Z. CUI : A Lift-Off Process for High Resolution Patterns Using PMMA/LOR Resist Stack. *Microelectronic Engineering*, 73-74(0):278–281, 2004. Micro and Nano Engineering 2003.
- [118] H. SCHMID et B. MICHEL : Siloxane Polymers for High-Resolution, High-Accuracy Soft Lithography. *Macromolecules*, 33(8):3042–3049, 2000.

Résumé :

Ce mémoire traite de l'étude et de la réalisation de composants à ondes élastiques de surface (SAW)¹⁹¹ pour des applications de filtrage dans les gammes VHF et UHF. Nous y étudions différentes structures de ces filtres, à commencer par des filtres à couplage acoustique longitudinal centrés aux alentours du gigahertz, de bande passante relative inférieure à 0,1 % réalisés sur quartz. Leur fabrication et leur caractérisation ont révélé des pertes d'insertion inférieures à 5 dB et des niveaux de rejet supérieurs à 20 dB, conformément aux prévisions de notre modèle de matrice mixte. Un tel filtre a été inséré dans un oscillateur pour valider la fonction réalisée. Pour une maîtrise accrue de la conception de ces filtres, nous avons développé un modèle tenant compte de la contribution des modes transverses sur leur fonction de transfert. Des comparaisons entre théorie et expérience ont permis de démontrer la précision de ce modèle. Nous nous sommes également intéressés à des structures de filtres à éléments d'impédance et à transducteurs en éventails (fan-shaped) pour la réalisation de bandes passantes relatives comprises entre 1 et 15 % dans la bande 100 – 300 MHz. Pour chacune de ces structures, nous avons développé un modèle permettant d'en étudier le comportement. Une configuration de filtre en treillis de bande passante relative proche de 2 % a été fabriquée et caractérisée, ainsi que plusieurs filtres à transducteurs en éventails de bandes passantes relatives supérieures à 10 %. Enfin, nous avons étudié deux approches qui nous ont permis de réaliser des dispositifs fonctionnant à des fréquences voisines de 3 GHz. La première, consiste à exploiter les vitesses de phase supérieures à 5 km.s⁻¹ d'un guide d'ondes à base de carbone-diamant. La seconde exploite la résolution d'un procédé de lithographie par nano-impression pour réduire la période des réseaux d'électrodes.

Mots-clés : Ondes de surface, Filtres à couplage acoustique longitudinal, Filtres à éléments d'impédance, Filtres à transducteurs en éventails, Quartz, Niobate de lithium, Modes transverses, Carbone-diamant, Nano-impression.

Abstract:

This thesis deals with the development of surface acoustic wave devices (SAW) for filtering applications in the VHF and UHF bands. Several filter structures are studied. The first ones are longitudinally coupled resonator filters (LCRF) manufactured on Quartz with a relative pass-band narrower than 0,1 % centered at about 1 GHz. These filters have been fabricated and characterized, yielding less than 5 dB insertion loss with rejection levels in excess of 20 dB as predicted by our P-matrix model. One of these filters has been mounted in an oscillator to validate its characteristics. To improve the design of such filters, we have developed a model accounting for transverse mode contributions on their spectral function. Comparisons between theory and experiment emphasizes the accuracy of the developed model. We also have investigated impedance element and slanted transducers (fan-shaped) filter structures to produce filters with relative pass-band ranging from 1 to 15 % in the 100 – 300 MHz frequency range. For each type of filters, we have developed a model to predict their electrical response. A balanced-bridge filter configuration with a 2 % relative pass-band and four fan-shaped filters with pass-band larger than 10 % have been fabricated and characterized. Finally, we have studied two approaches for the development of SAW devices operating at frequencies in the vicinity of 3 GHz. The first approach exploits Diamond-based substrates, providing phase velocity higher than 5 km.s⁻¹. The second one uses a nano-imprint lithography process to reduce the pitch of electrode gratings.

Keywords: Surface acoustic waves, Longitudinally coupled resonator filters, Impedance element filters, Fan-shaped filters, Quartz, Lithium Niobate, Transverse modes, Diamond-based substrates, Nano-imprint.

The logo for the SPIM (École doctorale SPIM) features a stylized white 'S' on a yellow horizontal bar, followed by the letters 'PIM' in a large, white, sans-serif font.