

Thèse de Doctorat

Kevin NADAUD

*Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'Université de Nantes
sous le label de l'Université de Nantes Angers Le Mans*

École doctorale : Sciences et technologies de l'information, et mathématiques

Discipline : Milieux denses, matériaux et composants

Unité de recherche : Institut d'Électronique et des Télécommunications de Rennes, UMR CNRS 6164

Soutenue le 29 octobre 2015

Co-conception matériaux hyperfréquences : étude et réalisation de couches minces accordables de BST en vue d'une application réseau réflecteur

JURY

Présidente :	M^{me} Valerie VIGNERAS , Professeur des universités, Bordeaux INP
Rapporteurs :	M. Hervé AUBERT , Professeur des universités, Université de Toulouse M. Paul MURALT , Professeur, École Polytechnique Fédérale de Lausanne
Examineur :	M. Mario MAGLIONE , Directeur de recherche CNRS, ICMCB
Invités :	M. Erwan FOURN , Maître de conférences, INSA de Rennes M. Hervé LEGAY , Expert Ingénierie Antennes, THALES Alenia Space
Directeur de thèse :	M. Hartmut GUNDEL , Professeur des universités, Université de Nantes
Co-directeur de thèse :	M. Raphaël GILLARD , Professeur des universités, INSA de Rennes
Co-encadrante de thèse :	M^{me} Caroline BORDERON , Maître de conférences, Université de Nantes

Table des matières

Remerciements	7
Introduction générale	9
1 État de l'art et positionnement	13
1.1 Introduction	13
1.2 Réseaux réflecteurs	14
1.2.1 Présentation de l'antenne réseau	14
1.2.2 Réseaux réflecteurs passifs	15
1.2.3 Réseaux réflecteurs reconfigurables	18
1.2.4 Conclusion	24
1.3 Couches minces ferroélectriques	25
1.3.1 Propriétés structurales	26
1.3.2 Méthodes d'élaboration	29
1.3.3 Propriétés diélectriques	32
1.3.4 Conclusion	39
1.4 Ferroélectriques et hyperfréquences	40
1.4.1 Caractérisations diélectriques des couches minces	40
1.4.2 Dispositifs incluant des matériaux ferroélectriques	43
1.5 Conclusion sur le chapitre	49
2 Étude basses fréquences de couches minces ferroélectriques de BST	51
2.1 Introduction	51
2.2 Élaboration du matériau	52
2.2.1 Rôle du dopage	52
2.2.2 Élaboration des échantillons	53
2.3 Étude des propriétés diélectriques	54
2.3.1 Présentation de la structure utilisée	55
2.3.2 Cycle d'hystérésis $P(E)$	56
2.3.3 Cycles $\varepsilon'_r(E)$ et $\tan \delta(E)$	56
2.3.4 Évolution des propriétés diélectriques en fréquence	58
2.3.5 Conclusion	59
2.4 Contributions des parois à la permittivité	59
2.4.1 Principe de la mesure	60
2.4.2 Effet en fréquence	60
2.4.3 Participation à l'accordabilité et au facteur de mérite	68
2.4.4 Conclusion sur l'étude des différentes contributions	77
2.5 Conclusion sur le chapitre	78

3	Caractérisations en vue d'une application hyperfréquences	79
3.1	Introduction	79
3.2	Stabilité en température des propriétés diélectriques	81
3.2.1	Résultats de mesure	81
3.2.2	Comparaison avec la littérature	85
3.2.3	Conclusion	88
3.3	Stabilité en fréquence des propriétés diélectriques	88
3.3.1	Structure utilisée	88
3.3.2	Résultats de mesure	89
3.3.3	Comparaison avec la littérature	91
3.3.4	Conclusion	92
3.4	Influence de la topologie de mesure	93
3.4.1	Présentation de la structure de mesure en topologie coplanaire . . .	93
3.4.2	Extraction de la permittivité	94
3.4.3	Simulation de la structure	95
3.4.4	Comparaison avec la mesure MIM	98
3.4.5	Conclusion	100
3.5	Conclusion sur le chapitre	100
4	Cellules de réseau réflecteur à base de matériau ferroélectrique	103
4.1	Introduction	103
4.1.1	Principe de la cellule simple-fente	104
4.1.2	Simulation des cellules de réseau réflecteur	105
4.2	Étude d'une cellule simple fente reconfigurable	107
4.2.1	Conception de la cellule	107
4.2.2	Réalisation et mesure	114
4.2.3	Amélioration de la cellule	118
4.2.4	Conclusion	123
4.3	Étude d'une cellule triple-fente reconfigurable	123
4.3.1	Conception de la cellule	124
4.3.2	Réalisation et mesure	133
4.3.3	Conclusion partielle sur la triple-fente	134
4.4	Conclusion sur le chapitre	134
5	Modélisation de cellules de réseaux réflecteurs	137
5.1	Introduction	137
5.2	Modélisation de cellules passives	138
5.2.1	Cas de la cellule simple-fente	138
5.2.2	Cas de la cellule triple-fente	142
5.2.3	Importance des éléments de couplage	145
5.2.4	Conclusion	146
5.3	Modélisation de cellules reconfigurables	147
5.3.1	Cas de la cellule simple-fente	147
5.3.2	Cas de la cellule triple-fente	151
5.3.3	Conclusion	152
5.4	Conclusion sur le chapitre	152
	Conclusion générale	155

A Incertitudes sur la mesure des propriétés diélectriques	159
A.1 Incertitude due à l'appareil de mesure	159
A.1.1 Cas de l'impédance-mètre	159
A.1.2 Cas de l'analyseur de réseaux	160
A.2 Incertitude due à la géométrie	162
B Études paramétriques additionnelles pour la cellule simple-fente	163
B.1 Influence de l'épaisseur du substrat	163
B.2 Influence de la hauteur de la cellule dans le guide	164
Liste des contributions	165
Table des grandeurs physiques	167
Table des figures	176
Liste des tableaux	177
Bibliographie	179

Remerciements

Les travaux présentés dans cette thèse ont été effectués au sein de l'Institut d'Électronique et de Télécommunication de Rennes, dans l'équipe Matériaux Fonctionnel sur le site de l'Université de Nantes.

Je remercie le directeur de l'IETR, Éric Pottier, Professeur à l'Université de Rennes 1, de m'avoir accueilli dans son laboratoire. Je remercie également Paul Muralt, Professeur à l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, et Hervé Aubert, Professeur à l'Université de Toulouse, d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse et pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture du manuscrit. Je souhaite remercier Valérie Vigneras, Professeur à l'Institut polytechnique de Bordeaux, d'avoir accepté de présider ce jury. Je remercie également Mario Maglione, Directeur de Recherche CNRS à l'ICMCB, Erwan Fourn, Maître de Conférences à l'INSA de Rennes, ainsi que Hervé Legay, Expert Ingénierie Antennes à Thales Alenia Space, d'avoir bien voulu participer au jury.

Je remercie également mes directeurs de thèse les professeurs Hartmut W. Gundel, Professeur à l'Université de Nantes et Raphaël Gillard, Professeur à l'INSA de Rennes, ainsi que Caroline Borderon, Maître de Conférences à l'Université de Nantes de m'avoir laissé une grande autonomie pour effectuer ce travail de recherche tout sachant me conseiller et m'éclairer lorsque j'ai rencontré des difficultés. Merci également à Raphaël Renoud, Maître de Conférences HdR d'avoir participé aux réunions et nombreuses discussions pendant cette thèse et ainsi permis d'aller plus loin dans certaines études grâce à ses avis critiques et ses compétences avérées.

Mes remerciements vont également à Yann Borjon et Pascal Paillard, de Polytech Nantes, pour avoir pu utiliser le bâti de pulvérisation et le microscope optique ainsi que Marc Brunet et Guillaume Lirzin pour leur aide sur les mesures en hautes fréquences et pour la réalisation de masques souples. Je tiens également à remercier Sabrina Pavy de m'avoir formé pour l'utilisation de la salle blanche.

Je souhaite également remercier mon coéquipier de bureau Samuel Baron ainsi que Stéphane pour les nombreuses discussions, aussi bien personnelles que scientifiques. Je souhaite aussi bon courage à Thibault pour le reste de sa thèse. Bon courage également à Den et Massinissa qui attaquent la partie pas forcément évidente de la thèse qu'est la rédaction.

Mes remerciements vont aussi aux autres membres qui ont partagé ma vie de laboratoire pendant ces trois années : Patrick, Magali, Dominique A., Raynald, ... Merci également à toutes les personnes qui m'ont permis d'effectuer les enseignements dans des bonnes conditions, notamment Saïd et Frédéric.

Un petit mot pour les membres du groupe Karez (Loulou, Nico et Arnaud) pour ces fameuses répètes du lundi soir et nos petits concerts dans Nantes.

Je remercie également ma famille qui m'a toujours encouragé et a respecté mes choix.

Pour finir, un très grand merci à Violetta pour son soutien et sa bonne humeur durant ces trois années qui n'ont pas toujours été évidentes.

Introduction générale

Dans notre société actuelle, qui favorise un flux toujours croissant d'information, de plus en plus d'exigences sont imposées aux systèmes sans fil concernant leurs performances et sur le nombre de standards gérés. Afin de répondre à cette demande, les dispositifs hyperfréquences sont désormais reconfigurables. Pour cela, les circuits ou les antennes reconfigurables incluent des diodes varicap et PIN (*Positive Intrinsic Negative*), des MEMS (*MicroElectroMechanical System*) ou encore des cristaux liquides. Par ailleurs, les matériaux ferroélectriques sont à l'étude. Ce sont des diélectriques non linéaires et anisotropes qui, grâce à leur permittivité modifiable par l'application d'un champ électrique, permettent de constituer des capacités variables. Ces dernières peuvent alors être intégrées dans des dispositifs hyperfréquences afin de les rendre reconfigurables.

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le contexte général de la recherche sur les matériaux électriquement commandables pour des dispositifs micro-ondes reconfigurables et plus particulièrement sur les couches minces ferroélectriques. La reconfigurabilité est ici envisagée en termes de modification du diagramme de rayonnement d'un réseau imprimé. Une telle modification peut répondre à des besoins variés : maintien d'une liaison en situation de mobilité, *zooming* dans une zone de couverture ou plus généralement adaptation à toute évolution de la mission de l'antenne au cours du temps. Les réseaux réflecteurs sont particulièrement étudiés car ils possèdent la bonne efficacité de rayonnement et surtout la simplicité d'alimentation des antennes à réflecteur, comme les paraboles. Ils bénéficient également du faible coût de fabrication des antennes réseaux imprimées et, pour le cas des versions agiles, de leur capacité de reconfigurabilité. On s'intéressera ici à une cellule rayonnante unitaire de réseau réflecteur dont on cherchera à contrôler la phase réfléchie de façon dynamique.

Au cours de cette thèse, l'approche de « co-conception matériau-hyperfréquences » a été mise en avant. En effet, pour tirer avantage d'un matériau fonctionnel dans un dispositif hyperfréquences, il est nécessaire de bien connaître ses propriétés et de comprendre son fonctionnement. De la même manière, il faut se faire guider par un besoin concret en hyperfréquences pour optimiser les propriétés d'un matériau car elles peuvent être considérées excellentes pour une application, mais médiocres dans le cas d'une autre. La démarche d'une intégration monolithique du matériau sous forme de couche mince nécessite également de considérer, voire mettre en place, la filière technologique adaptée. Il est bien connu que les propriétés diélectriques sont considérablement conditionnées par le mode de croissance et peuvent donc varier en fonction de l'architecture choisie. Aussi, pour caractériser le matériau, il faut se placer dans une configuration la plus proche de la topologie finale et donc avoir une bonne connaissance de l'application à réaliser. Pour toutes ces raisons, les études effectuées et les avancées dans le cadre de cette thèse se situent à l'interface entre les deux domaines matériaux et hyperfréquences en essayant, autant que possible, de prendre en compte les contraintes respectives de ces deux spécialités. Bien entendu, certaines études concernent bien plus l'un ou l'autre des domaines et peuvent être considérées indépendantes.

Les travaux effectués lors de cette thèse s'inscrivent dans la continuité de ce qui a été précédemment fait à l'IETR sur les cellules de réseaux réflecteurs, notamment sur les travaux de Makdissy [1]. Des topologies de cellules reconfigurables ont été proposées et étudiées mais les réalisations à base de MEMS se sont avérées assez limitées. Du point de vue des matériaux ferroélectriques, les travaux effectués dans cette thèse se situent dans la continuité de ce qui a été mis au point et étudié dans la thèse de Borderon [2]. Avant le début de la thèse, une intégration de matériau accordable dans un dispositif hyperfréquences a été réalisée à l'IETR [3]. Cette réalisation a permis de vérifier que l'on pouvait réaliser la fonction de reconfigurabilité d'une antenne avec le matériau. Cependant, le matériau n'était pas optimisé pour le substrat utilisé, les performances atteignables sont donc améliorables.

Dans cette thèse nous proposons d'inclure un composant accordable à base de ferroélectrique dans une cellule de réseau réflecteur. En se basant sur le protocole de synthèse antérieurement établi, les travaux effectués ici consistent à pousser plus loin l'étude fondamentale et les techniques de caractérisation associées dans le but d'optimiser le matériau. Côté hyperfréquences, des simulations électromagnétiques sont effectuées afin de concevoir la topologie de la cellule qui profite au mieux du matériau. Finalement, le matériau optimisé a été intégré dans la cellule de réseau réflecteur et un dispositif démonstrateur a été caractérisé.

Le premier chapitre permet de positionner les travaux effectués dans cette thèse. Dans un premier temps, le principe de fonctionnement d'un réseau réflecteur est décrit. Ensuite, un état de l'art est dressé sur les cellules passives et agiles de réseaux réflecteurs en présentant des exemples de topologies qui peuvent être utilisées. Par la suite, les matériaux ferroélectriques sont présentés ainsi que leurs propriétés. Enfin, les différentes techniques de caractérisation en hautes fréquences et les méthodes d'intégration dans des dispositifs sont évoquées.

Dans le second chapitre, la réalisation d'une couche mince de $\text{Ba}_{0,80}\text{Sr}_{0,20}\text{TiO}_3$, son optimisation par dopage par manganèse et la caractérisation basses fréquences du matériau sont présentées. L'étude par spectroscopie diélectrique permet de mieux comprendre l'influence du dopant sur le mouvement des parois de domaines. De manière générale, cette technique permet la décomposition de la permittivité et de déterminer ainsi également le poids respectifs des différentes contributions (maille, vibrations et saut de parois de domaines) aux pertes et à l'accordabilité du matériau.

Le troisième chapitre présente les caractérisations du matériau en vue de l'application hyperfréquences présumée. La stabilité en température des propriétés, généralement décrite pour les matériaux ferroélectriques, est particulièrement importante pour toute application. Ainsi, l'évolution de la permittivité, des pertes et de l'accordabilité en fonction de la température est déterminée dans un intervalle de -150°C à 180°C . Les propriétés diélectriques du matériau sont mesurées jusqu'à 10 GHz et l'influence de la structure de mesure est finalement vérifiée.

Le quatrième chapitre présente la conception de la cellule de réseau réflecteur et l'intégration du matériau dans celle-ci. Une topologie basique simple-fente est d'abord simulée, réalisée puis mesurée afin de valider le concept d'agilité de la cellule grâce à un matériau électriquement accordable et la conception du circuit de polarisation. Ensuite, une version plus élaborée de la cellule (à trois fentes) est étudiée remédiant aux inconvénients de la cellule simple-fente.

Dans le cinquième chapitre, la modélisation sous forme d'un schéma équivalent des cellules de réseau réflecteur, décrites dans le chapitre précédent, est présentée. Ce schéma équivalent permet de réduire les temps de simulations des cellules de réseau grâce à l'uti-

lisation de simulations de type circuit, au lieu de simulations de type électromagnétique, bien plus coûteuses en puissance et en temps de calcul. Tout d'abord, le cas des cellules passives est présenté, permettant, dans un deuxième temps d'élargir les modélisations (plus complexes) également aux cellules reconfigurables.

Une conclusion générale sur les aspects « matériaux » et « hyperfréquences » ainsi que l'utilisation de couches minces ferroélectriques accordables pour la réalisation d'un dispositif réseau réflecteur agile clôture le manuscrit de thèse.

Quelques études paramétriques additionnelles pour la cellule simple-fente sont présentées dans l'annexe du manuscrit.

Chapitre 1

État de l'art et positionnement

Sommaire

1.1	Introduction	13
1.2	Réseaux réflecteurs	14
1.2.1	Présentation de l'antenne réseau	14
1.2.2	Réseaux réflecteurs passifs	15
1.2.3	Réseaux réflecteurs reconfigurables	18
1.2.4	Conclusion	24
1.3	Couches minces ferroélectriques	25
1.3.1	Propriétés structurales	26
1.3.2	Méthodes d'élaboration	29
1.3.3	Propriétés diélectriques	32
1.3.4	Conclusion	39
1.4	Ferroélectriques et hyperfréquences	40
1.4.1	Caractérisations diélectriques des couches minces	40
1.4.2	Dispositifs incluant des matériaux ferroélectriques	43
1.5	Conclusion sur le chapitre	49

1.1 Introduction

Ce chapitre a pour but de positionner les travaux effectués au cours de la thèse par rapport à ce qui est présent dans la littérature.

La première partie décrit le principe de fonctionnement des réseaux réflecteurs et un état de l'art sur les différentes topologies de cellules déphaseuses est dressé. Ensuite, les cellules reconfigurables, dérivant généralement des topologies passives précédentes, sont présentées.

La seconde partie présente les propriétés diélectriques des matériaux ferroélectriques ainsi que les différentes contributions qui participent à la permittivité. Les principales méthodes d'élaboration des matériaux ferroélectriques en couches minces sont également décrites.

La dernière partie présente des exemples d'utilisation des matériaux pour les hyperfréquences. Tout d'abord, la caractérisation des matériaux en hautes fréquences est décrite. Celle-ci est indispensable pour dimensionner le dispositif hyperfréquences et prévoir ses performances. Ensuite, des dispositifs incluant des matériaux ferroélectriques sont présentés. Cela permet de voir comment inclure les matériaux accordables dans les circuits micro-ondes.

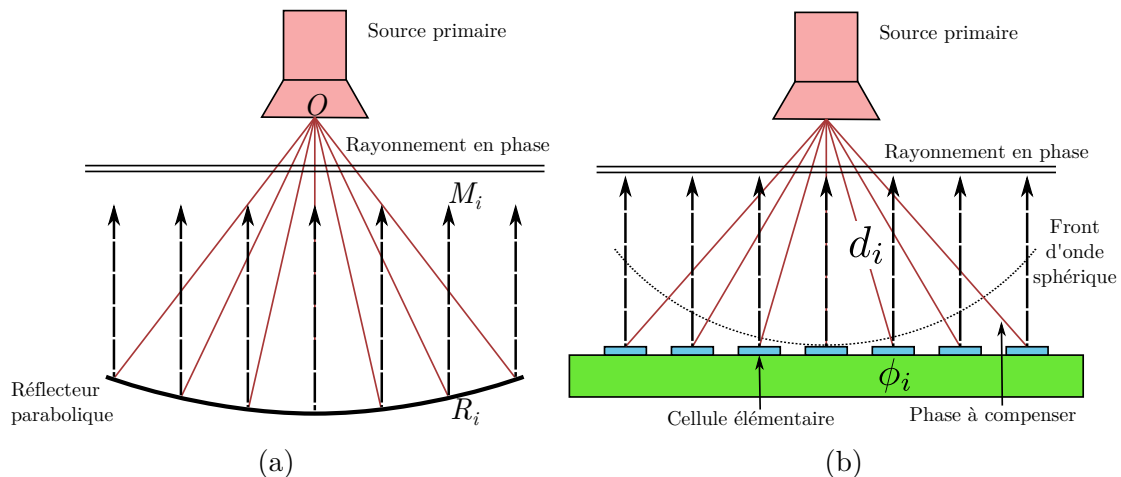


FIGURE 1.1 – Principe de fonctionnement de deux types d'antennes à réflecteurs, d'un réflecteur parabolique (a) et d'un réseau réflecteur (b).

1.2 Réseaux réflecteurs

Dans cette partie, les réseaux réflecteurs sont présentés. Ces antennes, à mi-chemin entre les antennes réseaux et les antennes à réflecteurs ont de nombreux avantages qui vont être décrits par la suite. Le premier paragraphe présente d'abord leur principe de fonctionnement et introduit la notion de cellule, l'élément de base des réseaux réflecteurs. Ensuite, les différents types de cellules sont détaillés : les cellules passives, puis celles reconfigurables, qui dérivent des topologies passives par ajout de composants supplémentaires. L'accent est mis sur les cellules reconfigurables, car, dans la suite de la thèse, il est question d'une cellule reconfigurable à base de matériaux ferroélectriques. Le but de cette partie est de présenter les topologies couramment utilisées, mais également leurs avantages et inconvénients.

1.2.1 Présentation de l'antenne réseau

Une antenne réseau imprimée est un ensemble d'éléments rayonnants imprimés sur un substrat diélectrique. L'alimentation de chacun des éléments est contrôlée en phase et en amplitude. Le rayonnement résultant est la somme des rayonnements de chacune des sources élémentaires. En modifiant l'amplitude et la phase de l'onde émise par chacune des antennes, et grâce au principe d'interférences constructives et destructives, le diagramme de rayonnement du réseau peut être sculpté à volonté. Le grand avantage de ce type d'antenne est qu'elle peut être intégrée sur une surface plane ou de forme quelconque. Dans le cas d'un réseau reconfigurable, la forme du lobe principal peut être ajustée dynamiquement ainsi que sa direction. Le principal défaut se situe au niveau de son circuit d'alimentation. En effet, pour obtenir une grande directivité, un grand nombre d'éléments est nécessaire, ce qui implique un réseau de distribution de l'énergie plus complexe, et qui apportera plus de pertes. De plus, ce réseau de distribution réduit la bande passante et peut être à l'origine d'un rayonnement parasite.

Les antennes à réflecteurs sont constituées d'une source primaire dirigée vers un réflecteur, de forme parabolique généralement, qui permet de focaliser l'onde incidente vers une direction donnée. Le réflecteur de forme parabolique permet de transformer une onde sphérique, émise par la source primaire, en une onde plane. La forme du réflecteur permet d'avoir la somme des chemins optiques $\|OR_i\| + \|R_iM_i\|$ égaux pour toutes les valeurs

de i comme présenté sur la Fig. 1.1a. Les avantages de l'antenne parabolique sont sa très grande bande passante, théoriquement infinie, et une très bonne efficacité de rayonnement. Cependant, la difficulté à maintenir la forme de la parabole dans le temps, son absence de reconfigurabilité et les contraintes pour la fabrication d'une parabole précise font que ce type d'antenne ne correspond pas parfaitement à tous les besoins actuels.

L'antenne à réseau réflecteur est aussi constituée d'une source primaire mais celle-ci éclaire un réseau d'éléments rayonnants qui peut être plan ou conformé (Fig. 1.1b). Tous les éléments renvoient l'onde avec une phase différente afin de compenser la différence de chemin optique entre la source primaire et les cellules. Cela permet d'obtenir au final un front d'ondes planes dans la direction désirée. L'antenne peut être réalisée en technologie circuits imprimés, intrinsèquement faible coût, ce qui actuellement est un avantage non négligeable pour les industriels. Dans le cas d'antennes réseaux reconfigurables, la phase peut être modifiée afin d'ajuster la forme ou la position du faisceau. Pour un rayonnement transverse la phase à compenser par chaque cellule à la fréquence f est :

$$\phi_i(f) = -\frac{2\pi f d_i}{c} + \phi_0, \quad (1.1)$$

avec d_i la distance entre la source et la cellule (visible Fig. 1.1b) et c la célérité de la lumière dans le milieu considéré.

La phase à compenser est définie à une constante près, ϕ_0 . Ce qui compte principalement, c'est de recréer un front d'onde plane dans la direction à éclairer. L'antenne à réseau réflecteur réunit donc les avantages des deux topologies : des pertes en théorie assez faibles grâce à l'absence de circuit de distribution, comme une antenne à réflecteur, ainsi que l'utilisation d'un substrat plan ou conformé et une reconfigurabilité comme une antenne réseau.

1.2.2 Réseaux réflecteurs passifs

L'élément de base d'un réseau réflecteur est la cellule élémentaire. En général c'est elle qui est caractérisée en termes de phase réfléchie et de pertes¹. La gamme de phase réfléchie d'une topologie de cellule doit être la plus grande possible. Dans le cas d'un réseau passif, elle doit être de 360° , ce qui permet de compenser toute différence de trajet, modulo 360° . Des gammes de phase supérieures à 360° peuvent être utiles pour compenser exactement la différence de chemin. Les pertes de la cellule doivent être évidemment les plus faibles possibles car elles conditionnent l'efficacité de l'antenne au final.

1.2.2.1 Cellules imprimées

Le premier réseau réflecteur utilisait des guides d'ondes en court-circuit de différentes longueurs [4]. La longueur du guide conditionne la phase de l'onde réfléchie. Par la suite, les technologies circuits imprimés ont été de plus en plus utilisées [5]. En effet cette méthode de fabrication est très bon marché et la précision est relativement bonne. Les formes peuvent être assez diverses : patch, fente dans le plan de masse, mélange des deux ou encore dipôles.

Les premiers réseaux réflecteurs imprimés utilisaient des patches chargés par des stubs [6, 7], la longueur des stubs permet d'influencer la phase réfléchie (Fig. 1.2a). Dans le cas d'une polarisation circulaire, la rotation du patch permet de modifier la phase réfléchie

1. Dans le reste du manuscrit on appellera phase réfléchie la phase du coefficient de réflexion de la cellule et amplitude réfléchie l'amplitude du coefficient de réflexion.

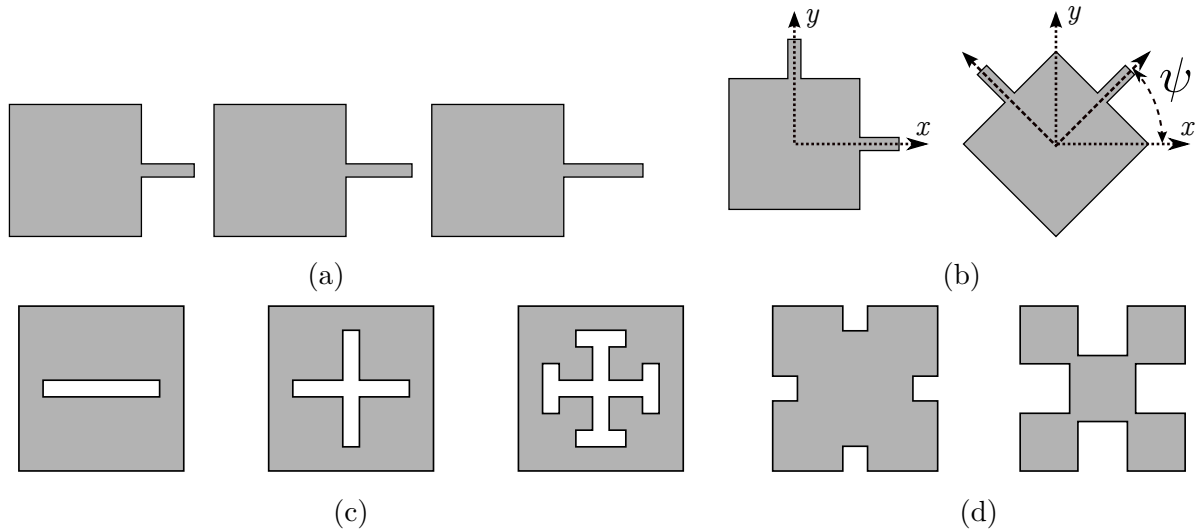


FIGURE 1.2 – Différentes topologies de patches en technologie circuits imprimés. Patches avec des stubs [6, 7] (a), patches avec rotation pour la polarisation circulaire [8] (b), patches chargés avec des fentes [10] (c) et patches de forme fractale [11] (d).

(Fig. 1.2b) comme dans [8]. Cependant, ces cellules étant assez encombrantes à cause des stubs, Targonski propose d'utiliser des patches sans stubs mais de différentes tailles pour changer la fréquence de résonance et ainsi la phase à une fréquence donnée [9]. Afin de diminuer la taille des patches, il est également intéressant de les charger par une fente [10]. La longueur de la fente permet de modifier la fréquence de résonance de la cellule. Dans la thèse de Marnat [10], la cellule travaille en double polarisation, grâce à deux fentes orthogonales, ce qui permet d'augmenter le débit transmis. Afin de pouvoir réaliser une grande gamme de phase, pour couvrir 360° , une fente est rajoutée en bout de chacune des fentes. Cette topologie est nommée croix de Jérusalem et est présentée Fig. 1.2c. On peut aussi modifier la forme du patch. En se rapprochant d'une forme fractale (Fig. 1.2d), Zubir montre que l'on peut augmenter la gamme de phase accessible [11]. Cette amélioration se traduit au final par un meilleur gain et des niveaux de lobes secondaires plus faibles.

1.2.2.2 Résonateurs diélectriques

Les cellules élémentaires peuvent également être constituées de résonateurs diélectriques. Ces cellules sont utilisées pour éviter les pertes à hautes fréquences qui sont dues principalement aux conducteurs. Leur bande passante est en général plus grande et le couplage entre cellules est plus faible [12, 13]. Pour régler la phase réfléchie, plusieurs solutions sont envisageables. La solution la plus basique consiste à modifier la taille du résonateur, comme pour les patches. Une ligne métallique peut être déposée sur le résonateur (Fig. 1.3a), sa longueur conditionnant la phase réfléchie, comme proposé par Jamaluddin [14]. Il est aussi possible de faire une fente dans le plan de masse du résonateur afin de modifier le couplage avec le diélectrique en dessous, [15] (Fig. 1.3b).

1.2.2.3 Cellules à multiples résonances

Un des points qui limite l'utilisation des réseaux réflecteurs se situe au niveau de sa bande passante. Pour les réseaux de taille modérée, cette dernière est principalement conditionnée par celle des cellules mises en œuvre. Pour obtenir des réponses en fréquence les plus linéaires possibles, des cellules comprenant plusieurs résonances sont utilisées.

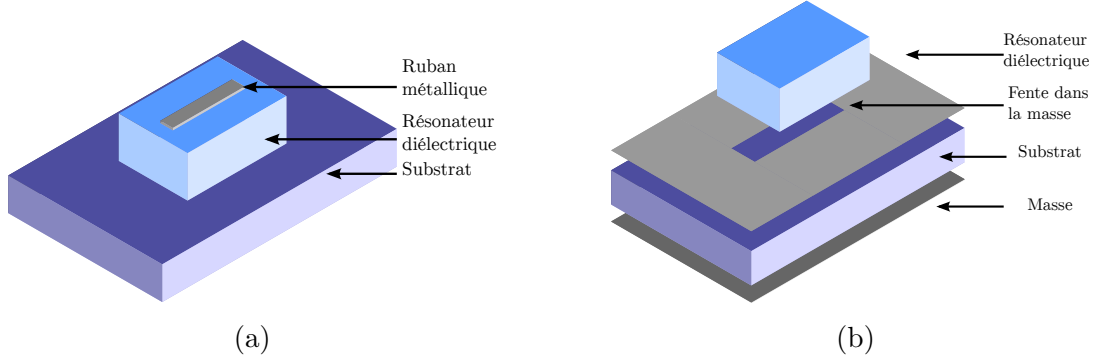


FIGURE 1.3 – Exemples de résonateurs diélectriques avec un ruban métallique [14] (a) et une fente de couplage [15] (b), pour ajuster la phase réfléchie.

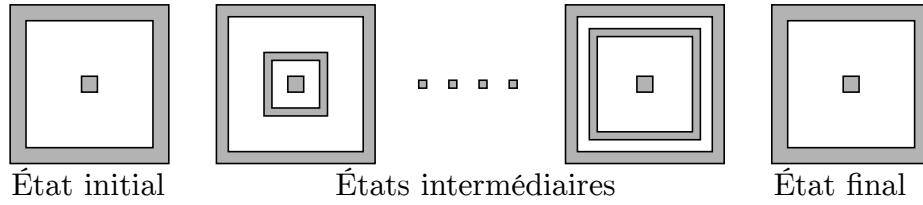


FIGURE 1.4 – Cellule phœnix pour plusieurs états. L'état final et l'état initial sont identiques. [17]

Pour augmenter la bande passante, il est ainsi possible d'empiler plusieurs patches sur plusieurs substrats différents comme présenté par Encinar [16]. L'auteur obtient une bande passante de 15 % à l'aide de cellules composées de 3 patches superposés. Le principal problème de cette structure est l'utilisation de plusieurs substrats empilés. Cela impose un bon d'alignement et entraîne des contraintes mécaniques lors des changements de température dues aux différents coefficients de dilatation thermique des couches.

Des structures simple-couche sont également utilisables. Par exemple, la cellule phœnix proposée dans [17]. Elle peut être vue comme deux fentes annulaires dans un plan de masse. La présence de deux résonances permet d'avoir une pente de phase assez faible et ainsi d'obtenir une bande passante relativement large. L'autre intérêt de cette cellule est qu'elle ne produit pas de discontinuité géométrique du motif (Fig. 1.4). En effet, pour beaucoup de topologies classiques, pour passer de la phase maximale à la phase minimale réalisable, il y a une brusque variation du motif (plus petite taille de patch à plus grande par exemple), ce qui entraîne une sévère dégradation des performances en rayonnement [18, 19]. La cellule présentée dans [17] est cyclique, ce qui permet d'obtenir un rayonnement moins perturbé par la discontinuité de motif.

Une autre possibilité consiste à utiliser plusieurs fentes rectilignes couplées dans un plan de masse [20] (Fig. 1.5). À défaut de permettre une variation cyclique comme la cellule phœnix, cette topologie est plus simple. Elle présente aussi des états de phase parallèles sur une large bande, et conserve un seul niveau de métallisation. Surtout, la phase réfléchie peut être contrôlée par une capacité unique. Dans la version passive, il s'agit d'une capacité figée (réalisée conjointement avec la gravure du plan de masse). Si l'on utilise une capacité variable, il est possible de faire varier la phase réfléchie par la cellule dynamiquement. Pour ces différentes raisons, cette topologie servira de base par la suite pour la cellule reconfigurable proposée dans le chapitre 4 (page 103) de cette thèse.

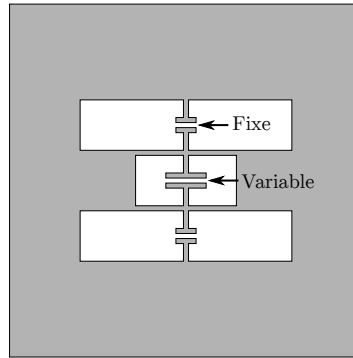


FIGURE 1.5 – Cellule avec plusieurs fentes pour augmenter la bande passante [20].

1.2.3 Réseaux réflecteurs reconfigurables

Un des grands avantages des réseaux réflecteurs par rapport à une antenne parabolique concerne la reconfigurabilité. Cette caractéristique est héritée des réseaux d'antennes pour lesquels l'alimentation de chaque source est indépendante et peut-être commandée en amplitude et en phase. Dans le cas des réseaux réflecteurs, seule la phase peut être modifiée. Une modification de l'amplitude indiquerait une atténuation générée par la cellule, ce qui n'est pas acceptable en termes d'efficacité de l'antenne. La modification de la phase seule permet de gérer la forme du diagramme de rayonnement. Une majeure partie des cellules reconfigurables sont généralement des cellules passives sur lesquelles un composant accordable est ajouté. Les cellules reconfigurables peuvent être classées suivant deux catégories, celles à phase continue et celles à phase discrète.

1.2.3.1 Possibilités pour la reconfigurabilité

Le but de ce paragraphe est de présenter certains des composants ou des matériaux qui peuvent être utilisés pour rendre reconfigurables des cellules de réseaux réflecteurs ou plus généralement des dispositifs microondes. Les cellules de réseaux réflecteurs reconfigurables sont présentées à la suite de ce paragraphe.

Diodes PIN et varicap

Les composants à base de semi-conducteurs peuvent être utilisés pour réaliser des fonctions de reconfigurabilité. Les deux types de composants qui sont principalement utilisés sont les diodes PIN (*Positive Intrinsic Negative*) et les diodes varicap. Les avantages de ces composants sont leur maturité technologique ainsi que leur tension de commande qui est relativement faible.

Les diodes PIN se comportent comme des interrupteurs en *tout ou rien*. Elles sont constituées de l'association de trois semi-conducteurs dopés différemment. Lorsqu'elles sont polarisées dans le sens direct, elles se comportent comme une résistance de faible valeur. Lorsqu'elles sont polarisées dans le sens inverse, elles peuvent être assimilées à une capacité de faible valeur. Elles permettent donc de connecter entre eux ou non des éléments du dispositif.

Les diodes varicap (aussi appelée varactor) se comportent, comme leur nom l'indique comme des capacités variables en fonction de la tension appliquée. Les agilités généralement obtenues sont de 80 % à 90 % avec des tensions de 10 V à 20 V [21].

Le principal défaut des diodes concerne leur consommation qui n'est pas négligeable. En effet, même si un seul composant ne consomme pas beaucoup (< 1 mW [22]), lors de l'association de centaines de diodes sur un réseau complet, la puissance nécessaire peut

Technologies	MEMS	Cristaux liquides	Diodes PIN	Diode varicap
Consommation	Négligeable	Négligeable	$< 0,1 \text{ mW}$	$< 1 \text{ mW}$
Tension	$< 50 \text{ V}$	$< 20 \text{ V}$	$< 10 \text{ V}$	$5 - 20 \text{ V}$
Temps de réaction	$> 10 \mu\text{s}$	$10 \text{ ms} - 20 \text{ s}$	$< 1 \mu\text{s}$	$< 1 \text{ ns}$
Facteur de qualité	> 200	< 20	—	200
Agilité	99 %	25 %	—	80 – 90 %
Coût	Élevé	Faible	Moyen	Moyen
Fiabilité	Moyenne	Bonne	Bonne	Bonne

TABLEAU 1.1 – Tableau récapitulatif des propriétés des différentes technologies disponibles pour rendre reconfigurable un dispositif hyperfréquences. Les données proviennent de [22, 24, 26, 27].

devenir importante. De plus, ces composants sont généralement reportés sur les dispositifs hyperfréquences apportant des étapes supplémentaires et pouvant entraîner des pertes à hautes fréquences.

MEMS

Les MEMS (*Micro Electro Mechanical Systems*) utilisés en hyperfréquences sont des dispositifs microscopiques qui sont constitués d'éléments mobiles tels que des poutres. Ils peuvent être de deux types, capacitifs ou résistifs. Les premiers se comportent comme des capacités variables et les seconds comme des interrupteurs commandables. L'avantage de ces dispositifs est que les pertes et la consommation sont plus faibles que pour les dispositifs semi-conducteurs comme les diodes PIN ou varicap. De plus, les facteurs d'agilité pour ces dispositifs sont très importants. Le principal inconvénient des MEMS concerne la complexité de réalisation et leur fiabilité. Étant constitués des pièces mobiles, ils peuvent être sensibles aux vibrations et fragiles [23, 24]. La présence de ces pièces mobiles rend aussi le temps d'actionnement plus long.

Cristaux liquides

Les cristaux liquides tirent leur agilité de leur forte anisotropie. En appliquant un champ, il est possible de contrôler l'orientation des molécules, et donc la permittivité effective du milieu. Ils peuvent être utilisés dans des dispositifs millimétriques grâce à leur permittivité relativement faible (2 à 4) et des pertes diélectriques modérées ($\tan \delta \simeq 0,02$ à 100 GHz [25]). Les principaux défauts des cristaux liquides concernent leur faible accordabilité (de l'ordre de 25 % [25]) mais également le fait que certains ne puissent pas être utilisés dans des larges gammes de températures (moins de 30 °C) [26]. Leur temps de commutation est également assez grand, limitant la possibilité de les utiliser dans des dispositifs qui doivent se reconfigurer rapidement.

Comparaison des différentes technologies

Le Tableau 1.1 présente un récapitulatif des données typiquement obtenues pour les composants présentés précédemment. On peut noter que globalement les points forts des diodes sont leur maturité technologique, leur tension d'actionnement qui peut être assez faible ainsi que leur agilité qui est relativement importante. Elles ont cependant

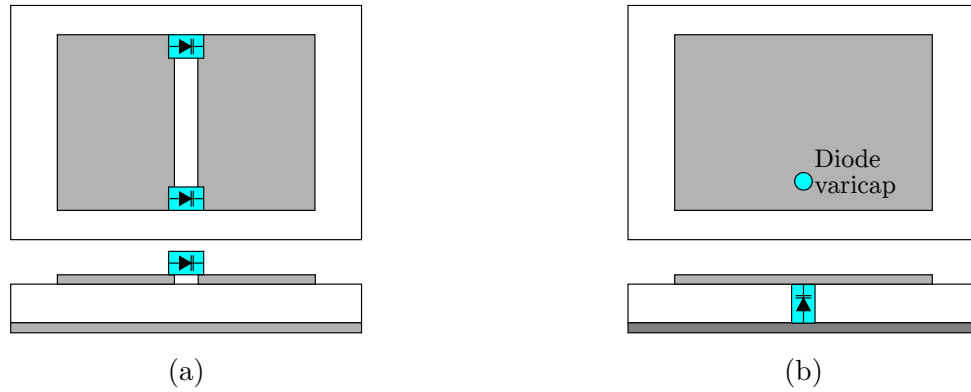


FIGURE 1.6 – Présentation de deux possibilités pour charger un patch avec une diode varicap : entre les moitiés du patch [29] (a) entre le patch et la masse [30] (b).

une consommation non négligeable. Les points forts des MEMS reposent sur leur intégration monolithique qui est un atout à hautes fréquences (pas de composant à reporter/souder), leur consommation négligeable ainsi que leurs bonnes performances électriques. Les MEMS sont néanmoins complexes à fabriquer et relativement fragiles. Les cristaux liquides ont également une consommation négligeable et des performances électriques intéressantes, notamment pour les fréquences millimétriques, mais ils ne peuvent être utilisés que dans des gammes de température limitées et leur temps de commutation est long.

1.2.3.2 Cellules à phase continue

Pour une cellule à phase continue, la phase peut être réglée à n'importe quelle valeur dans la gamme accessible grâce à un signal analogique. L'avantage est que la cellule peut compenser exactement la phase nécessaire. Cependant, cela nécessite de connaître la loi de conversion entre le signal de commande et la phase réalisée. La tension de commande doit être réglée de manière très précise pour que la phase soit correcte.

Diodes varicap

Pour modifier la fréquence d'un élément rayonnant il est possible de le charger avec une diode varicap. L'élément peut avoir diverses formes : un dipôle [28], un patch [29, 30] ou même une croix [31].

Dans [28], Parnes propose de charger un dipôle en son centre par une diode varicap. Bien que cette architecture soit bon marché, la capacité appliquée doit être précise car la phase est très sensible vis-à-vis de sa valeur, en particulier au niveau de la résonance. Réguler une tension n'est pas un problème mais, comme les courbes $C(V_{DC})$ ne sont pas identiques pour chaque diode, la capacité n'est pas forcément celle désirée, ce qui entraîne inévitablement des erreurs sur la phase. Lors de la mesure, l'auteur reconnaît que les tensions des diodes ont été ajustées afin d'obtenir le maximum de gain.

Pour charger un patch, Hum propose de le couper en deux et de mettre deux capacités accordables pour lier les deux moitiés comme présenté Fig. 1.6a [29]. Dans cet article, le patch est modélisé sous la forme d'un circuit équivalent. Cela permet, après quelques simulations électromagnétiques, d'avoir le comportement du patch et de pouvoir optimiser ses dimensions pour convenir le mieux aux diodes choisies. Cela permet aussi de gagner du temps pour adapter le design car une simulation circuit est beaucoup plus rapide qu'une simulation électromagnétique. Dans [30], le patch n'est pas coupé, la diode est simplement

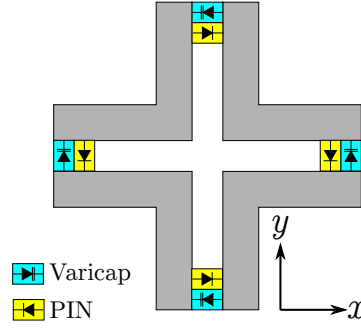


FIGURE 1.7 – Cellule combinant diodes PIN et diodes varicap [31]

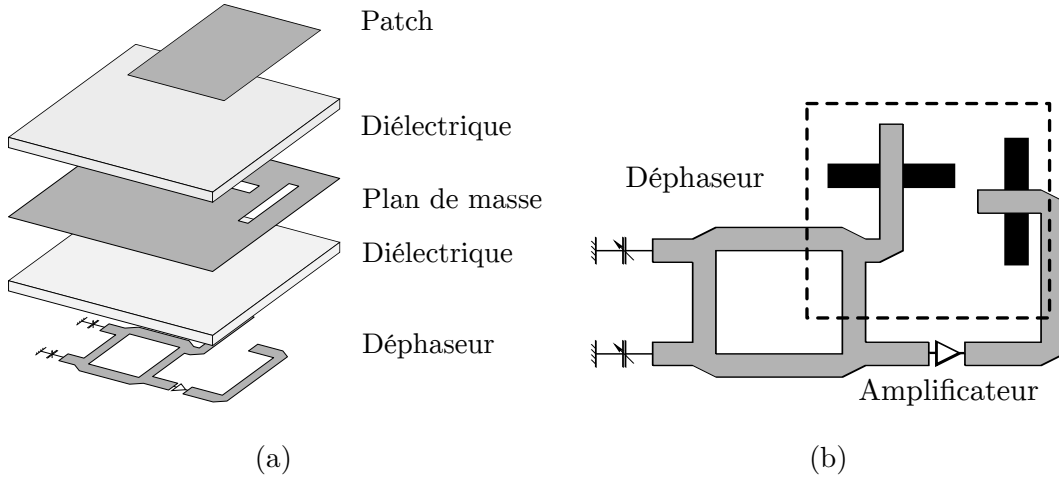


FIGURE 1.8 – Cellule utilisant un déphaseur à base d'hybride 90° et amplificateur [32].

connectée près du bord et reliée à la masse (Fig. 1.6b). Dans cet article, le placement de la diode a été optimisé afin d'augmenter la gamme de phase atteignable.

Les diodes varicap peuvent aussi être utilisées en combinaison avec des diodes PIN, comme présenté dans [31]. Une cellule en forme de croix est chargée par ces deux types de composants pour étendre la gamme de phase accessible (Fig. 1.7). La diode PIN permet de choisir l'état de la cellule et le réglage de la phase se fait avec la diode varicap.

Dans [32], Kishor utilise un patch couplé, par le biais de deux fentes, à un circuit déphaseur. Le circuit déphaseur est basé sur un hybride 90° avec deux charges utilisant des diodes varicap. Pour compenser les pertes dans le circuit, l'auteur intègre un étage amplificateur après le déphaseur (Fig. 1.8). La conception de ce type de réseau réflecteur est assez délicate, il faut veiller à ne pas créer d'oscillation de la cellule, une partie du signal émis pouvant être réinjecté par couplage dans le circuit déphaseur. Dans l'architecture proposée, beaucoup de pertes sont apportées par le circuit de déphasage. Bien que l'amplificateur permette d'apporter du gain, l'efficacité globale aurait pu être meilleure en intégrant le dispositif de déphasage directement dans la cellule plutôt que d'utiliser une approche circuit.

Cristaux liquides

En orientant les cristaux liquides à l'aide d'un champ électrique, il est possible de modifier la permittivité effective. Dans [33], plusieurs structures sont étudiées : un simple patch, plusieurs patches empilés ou encore un patch couplé avec une ligne micro-ruban. Dans tous les cas, les pertes sont assez importantes, de l'ordre de 7 dB à la fréquence de

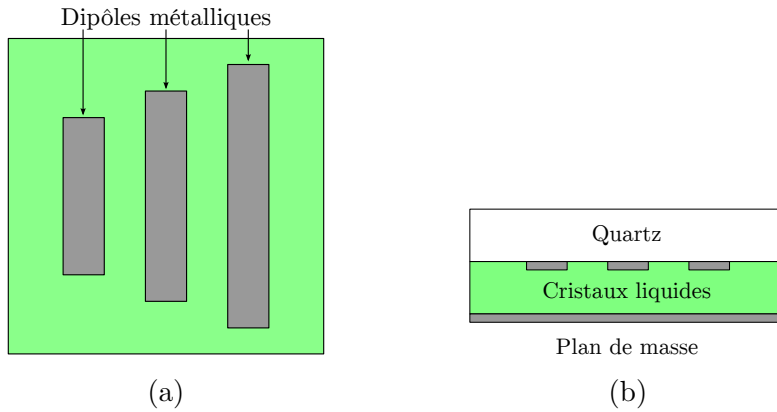


FIGURE 1.9 – Cellule à base de cristaux liquides avec plusieurs dipôles pour augmenter la bande passante, [26]. Vue du dessus (a) et de côté (b).

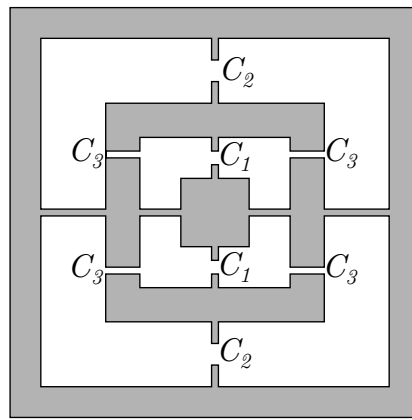


FIGURE 1.10 – Exemple de cellules annulaires avec des MEMS pour contrôler la phase réfléchiée par la cellule [34].

résonance pour le patch simple et jusqu'à 16 dB pour la structure avec la ligne couplée. Au final, sur le réseau réflecteur à base de cristaux liquide, le gain est 4 dB plus faible que pour un réseau réalisé sur un substrat classique.

Pour obtenir une meilleure bande passante, plusieurs résonateurs dipôles imprimés sur un substrat de quartz et lui-même déposé sur des cristaux liquides sont utilisés (Fig. 1.9) [26]. La fréquence de résonance de chacun des éléments est modifiée en appliquant un champ électrique. Ici encore, les pertes dues aux cristaux liquides sont assez importantes, l'auteur les estime à 4 dB.

MEMS

Les MEMS capacitifs peuvent être utilisées pour les cellules à phase continue. Dans [34], une cellule avec deux fentes annulaires est proposée (Fig 1.10). Sur l'anneau métallique qui délimite les deux fentes, 4 capacités sont insérées. Elles permettent de modifier la longueur électrique de cet anneau et donc sa fréquence de résonance. La masse à l'extérieur et l'îlot métallique à l'intérieur permettent d'adoucir la pente de phase afin d'augmenter la bande passante. Ces deux conducteurs sont reliés à l'anneau métallique grâce à des capacités fixes, C_1 et C_2 . Ces deux capacités sont réglées afin d'optimiser la cellule en termes de plage de phase réalisée et de bande passante. La phase réfléchiée est modifiée en changeant la valeur de chacune des capacités C_3 . La bande passante de cette cellule est de 20 % et les pertes sont inférieures à 0,25 dB dans toute la bande.

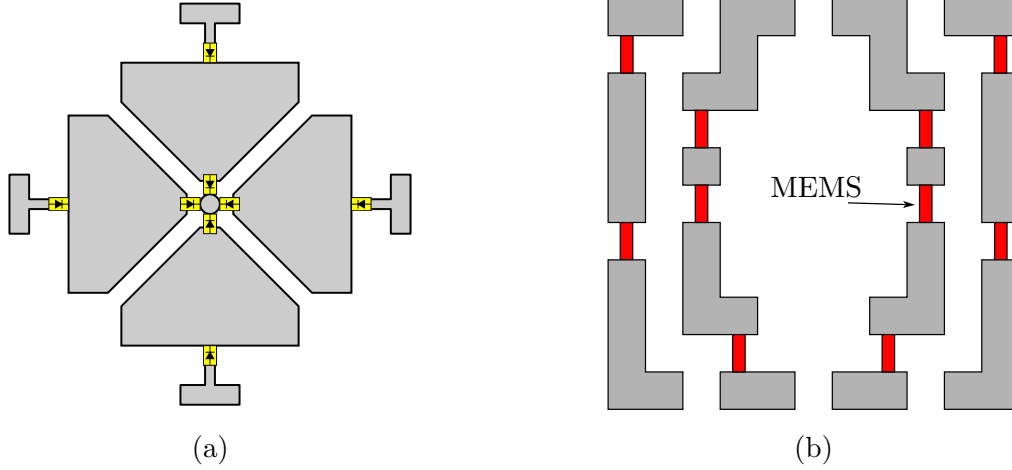


FIGURE 1.11 – Exemples de cellules à phase quantifiée, de forme nœud papillon avec des diodes PIN [36] (a) et de forme pseudo-anneaux avec des MEMS [38] (b).

1.2.3.3 Cellules à phase discrète

Les cellules à phase quantifiée ne peuvent réaliser qu'un nombre fini d'états de phase. Cela permet de commander la cellule à l'aide d'un signal numérique et de limiter le flux de données à gérer pour la modification du diagramme de rayonnement. Bien que seuls quelques états de phase soient réalisables, un grand nombre de cellules permet d'approcher une loi de phase réelle. Néanmoins, l'utilisation d'un nombre fini d'état peut entraîner l'apparition de lobes de quantification. Ce sont des directions où le rayonnement est aussi important que dans la direction principale. Le principal avantage des cellules à phase discrète réside dans leur facilité de commande des cellules : il n'y a pas besoin de gérer très précisément la tension d'alimentation car les éléments reportés se comporte comme des interrupteurs. Ebadi montre qu'avec une certaine répartition des champs dans la source primaire, l'erreur de quantification peut être réduite même avec un faible nombre d'états [35].

Diodes PIN

L'utilisation de diode PIN permet de choisir l'état d'une cellule en connectant ou non des éléments rayonnants entre eux. Selon la configuration de la cellule, la phase réfléchi sera différente.

Ce type de diode a été utilisé dans [36] sur une cellule nœud papillon en double polarisation (Fig. 1.11a). Dans cette thèse, la forme de la cellule a été optimisée pour avoir les meilleures caractéristiques avec des diodes PIN données. Les objectifs étaient d'avoir des états les mieux répartis, le moins de pertes possibles et aussi la meilleure qualité de polarisation.

La cellule proposée dans [37] est une cellule 1 bit. L'avantage de cette cellule est sa très grande bande passante fractionnaire, environ 50 %. Bien que cette cellule n'ait que deux états, grâce à un très grand nombre d'éléments, la loi de phase est correctement approchée. De plus, la commande de la cellule est grandement facilitée.

MEMS

La cellule proposée par Perruisseau dans [38] peut être vue comme deux anneaux emboîtés (Fig. 1.11b). Chaque anneau est coupé en divers endroits où des commutateurs à bases de MEMS sont intégrés. En activant ou non les interrupteurs, la phase réfléchi



FIGURE 1.12 – Présentation de la cellule utilisée par Girard dans [39]. Le dipôle actif est en noir, les autres sont en gris. Zoom sur un dipôle actif (a) et sur un dipôle inactif (b).

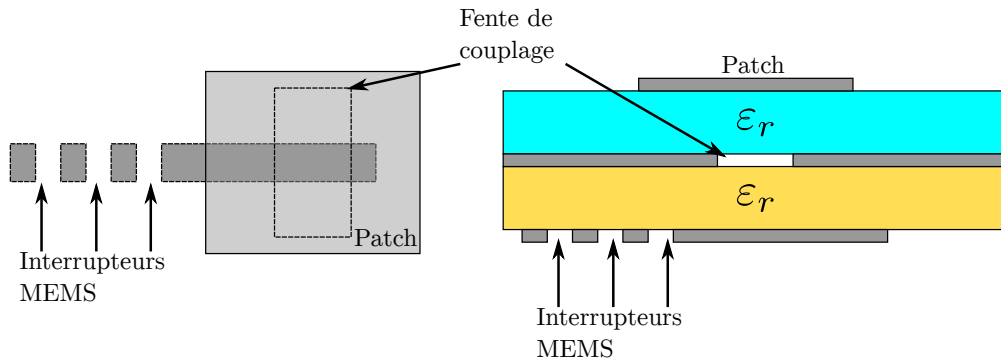


FIGURE 1.13 – Cellule utilisant un déphase à base de ligne couplée au patch. La longueur de la ligne est choisie grâce aux interrupteurs MEMS [41].

par la cellule est modifiée. La symétrie de la cellule permet de conserver une bonne qualité de polarisation.

Dans [39], Girard utilise des MEMS en commutation pour sélectionner un des dipôles dans la cellule (Fig. 1.12). Cette sélection peut être vue comme la rotation physique de la cellule, ce qui pour une polarisation circulaire permet de modifier la phase réfléchie.

La solution proposée par Bayraktar, dans [40], consiste à coupler un patch avec une ligne microruban par le biais d'une fente (Fig. 1.13). En allongeant la ligne à l'aide de commutateurs, la phase réfléchie peut être modifiée, celle-ci étant proportionnelle à la longueur de la ligne. À l'aide de N commutateurs, il est possible de faire $N + 1$ états de phase. Le problème de cette topologie est l'utilisation de plusieurs couches diélectriques et métalliques ce qui complexifie grandement la fabrication. Dans [41], l'auteur utilise le même principe mais avec seulement deux états, ce qui permet de changer la forme du diagramme entre deux positions prédéfinies.

1.2.4 Conclusion

Dans cette partie, les notions de réseau réflecteur et de cellule élémentaire ont été introduites. Le réseau réflecteur s'appuie sur la technologie imprimée, comme les réseaux planaires classiques, tout en gardant une bonne efficacité de rayonnement comme les antennes à réflecteurs. Les réseaux réflecteurs peuvent être rendus reconfigurables grâce à l'ajout de composants accordables ou de matériaux accordables. Cela permet de modifier la forme du diagramme de rayonnement, pour choisir les zones couvertes ou pour faire du balayage comme dans le cas d'un radar.

De nombreuses solutions sont envisageables pour rendre une cellule reconfigurable : des composants semi-conducteurs peuvent être ajoutés comme des diodes PIN ou des

capacités variables, des MEMS ou encore des matériaux accordables peuvent être utilisés. Le choix de la technologie dépend essentiellement des performances que l'on veut obtenir, de la fréquence de travail et aussi de la fiabilité nécessaire.

Les diodes, PIN ou varicap, permettent d'avoir une bonne fiabilité et la tension de commande est relativement faible. Cependant la présence d'un courant continu lors de la polarisation entraîne une consommation importante. Les MEMS n'ont pas ce défaut, dans le cas d'un actionnement électrostatique, aucun courant continu n'est nécessaire. Malheureusement la présence de pièces métalliques mobiles diminue grandement la fiabilité de ces dispositifs. Les cristaux liquides quant à eux ont des agilités assez faibles.

Dans notre cas, la topologie choisie est la cellule triple-fente de Makdissy [1], car elle permet d'obtenir des états linéaires avec la fréquence. De plus, une seule capacité permet de commander la phase réfléchi par la cellule et la structure utilise un seul niveau de métallisation. La conception de la cellule de réseau réflecteur reconfigurable est présentée dans le chapitre 4 (page 103).

1.3 Présentation des couches minces ferroélectriques

Les ferroélectriques sont des matériaux non linéaires qui ont comme principale propriété d'avoir une polarisation même en l'absence de champ extérieur, à l'instar des matériaux ferromagnétiques qui gardent une aimantation spontanée. La caractéristique qui suscite l'intérêt est leur très grande permittivité relative, pouvant aller jusqu'à plusieurs milliers d'unités, mais surtout le fait que celle-ci puisse être modifiée par le biais d'un champ électrique. Les matériaux étudiés en général sont de type displacif², comme le BST (Titanate de Strontium et de Baryum) et le PZT (Titano-Zirconate de Plomb), mais il en existe d'autres tels que le sel de la Rochelle qui est de type ordre/désordre.

Pour les applications microélectroniques, les couches minces sont privilégiées. Elles permettent d'utiliser des tensions plus faibles pour modifier les propriétés du matériau. Selon le ferroélectrique, les applications sont différentes. Ceux qui ont un champ coercitif et une polarisation rémanente importants sont intéressants pour la fabrication de mémoires non volatiles telles que la FeRAM (*Ferroelectric Random Access Memory*) [42, 43]. Ceux avec un champ coercitif faible sont utilisés dans les dispositifs hyperfréquences accordables. Cela permet d'avoir un faible effet d'hystérésis, ce dernier entraînant des pertes à la commutation. Les axes de recherche actuels, pour l'application aux systèmes agiles, consistent à diminuer les pertes du matériau et à augmenter son accordabilité.

Dans la première partie de ce paragraphe, les propriétés des matériaux ferroélectriques de type pérovskite seront décrites. L'origine de la ferroélectricité est expliquée par le biais de la structure cristalline. Les propriétés diélectriques, visibles à l'échelle macroscopique, seront développées et les différentes contributions à la permittivité seront présentées. La seconde partie évoquera l'élaboration des matériaux ferroélectriques en couches minces qui peut se faire de différentes manières, par voie chimique ou par voie physique. Chaque méthode a bien entendu ses contraintes et ses avantages. La troisième partie présente les propriétés diélectriques des couches minces ferroélectriques.

2. Un matériau est de type displacif si la ferroélectricité provient du mouvement d'un ion dans la maille cristallographie.

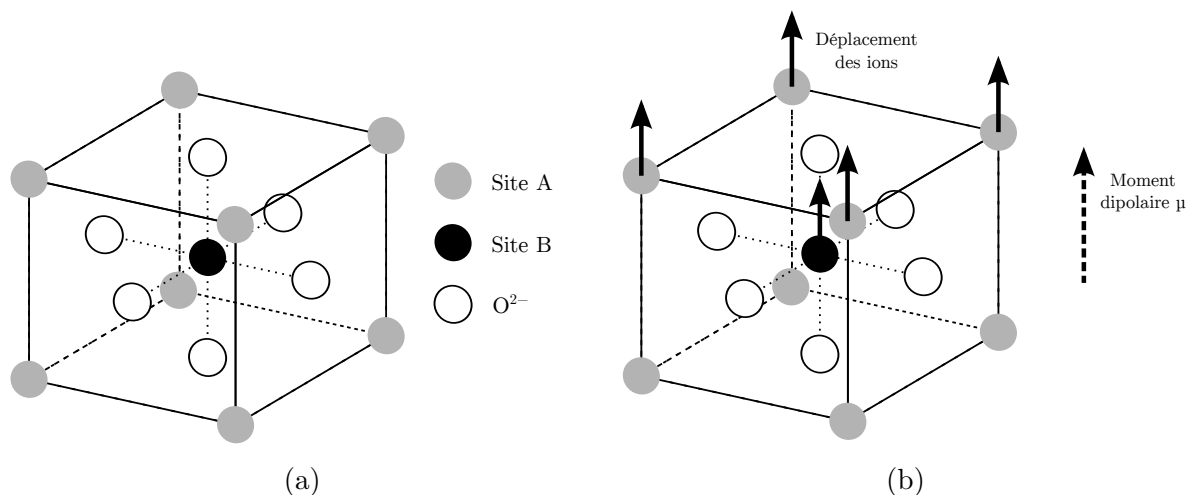


FIGURE 1.14 – Maille cristallographique de la structure pérovskite ABO_3 (a). Déplacement des ions dans la phase ferroélectrique tétragonale (b) [44].

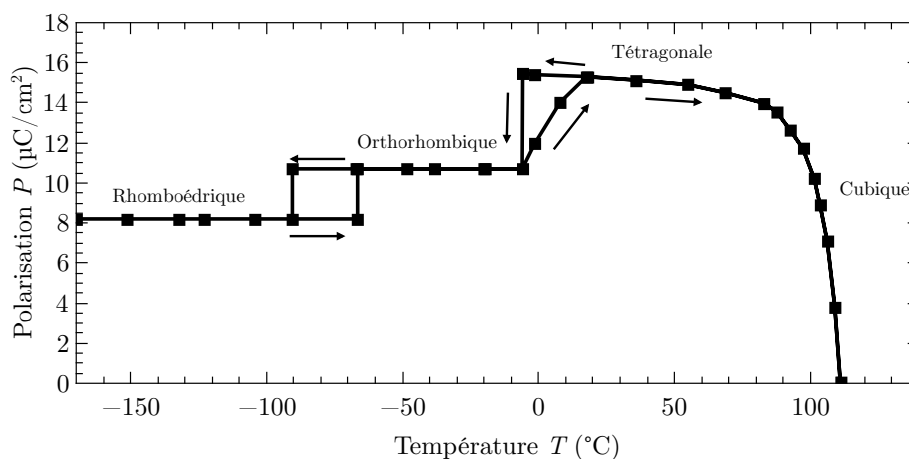


FIGURE 1.15 – Diagramme de phase du $BaTiO_3$ en fonction de la température [45].

1.3.1 Propriétés structurales

1.3.1.1 Présentation de la structure pérovskite

Le matériau étudié dans cette thèse possède une structure dite pérovskite de formule chimique générique ABO_3 (Fig. 1.14a). Elle tire son nom du titanate de calcium (la pérovskite). De nombreux matériaux ferroélectriques de type displacif possèdent cette structure cristalline et elle permet d'expliquer leur caractère ferroélectrique. Dans le cas du $BaTiO_3$, les ions de baryum occupent le site A et le titane occupe le site B. La taille des ions et la température conditionnent la phase dans laquelle le matériau se trouve. La Fig. 1.15 donne la polarisation spontanée et la phase cristalline d'un monocristal de $BaTiO_3$ en fonction de la température [44].

Pour des températures élevées, la plus forte symétrie de la maille est obtenue et le matériau est en phase cubique, l'ion en site B a sa position d'équilibre au milieu de la maille (Fig. 1.14a). Les barycentres des charges positives et négatives sont confondus, il n'y a donc pas de polarisation spontanée. Le matériau est dit en phase paraélectrique.

Si la température est plus faible, la maille est stable dans une autre phase que cubique. Une distorsion de la maille apparaît et la position d'équilibre de l'ion central n'est plus le centre de la maille (Fig. 1.14b). Ainsi, les barycentres des charges positives et négatives

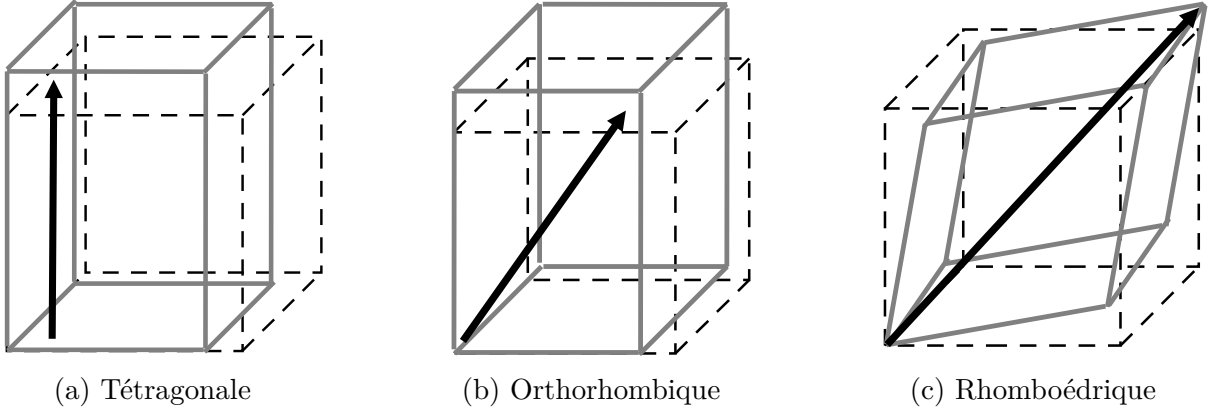


FIGURE 1.16 – Présentation des différentes phases dans lesquelles une phase pérovskite peut se trouver.

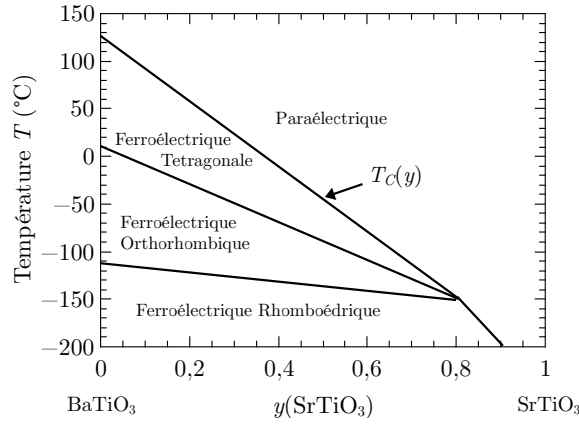


FIGURE 1.17 – Diagramme de phase du BaSrTiO_3 en fonction de la composition [46].

ne sont plus confondus et un moment dipolaire apparaît. En fonction de la température, la distorsion est différente et plus ou moins importante et le matériau se trouve alors dans différentes phases (Fig. 1.15). Selon la phase, l'orientation du moment dipolaire n'est pas la même, ainsi elle peut être tétragonale (orientation suivant l'axe 100, Fig. 1.16a), orthorhombique (orientation suivant l'axe 110, Fig. 1.16b) ou rhomboédrique (orientation suivant l'axe 111, Fig. 1.16c). Ces trois phases sont les phases dans lesquelles le matériau possède des propriétés ferroélectriques. On nomme la température à laquelle le matériau passe de la phase paraélectrique à la phase ferroélectrique la température de Curie T_C .

Le matériau qui va être étudié par la suite est le $\text{Ba}_{1-y}\text{Sr}_y\text{TiO}_3$, un composé mixte de BaTiO_3 et de SrTiO_3 . L'avantage de ce matériau est que sa température de Curie peut être ajustée grâce au rapport baryum/strontium (Fig. 1.17). Ainsi, on peut choisir pour une température donnée, la phase dans laquelle se trouve le matériau. Dans notre cas, la composition $\text{Ba}_{0,80}\text{Sr}_{0,20}\text{TiO}_3$ a été choisie pour avoir la température de Curie autour de 60°C . Ce choix sera justifié par la suite dans le chapitre qui traite de l'étude en température du matériau (chapitre 3, page 79).

1.3.1.2 Influence de la morphologie

La morphologie des matériaux ferroélectriques influence fortement leurs propriétés diélectriques. En effet, il peut s'agir d'un monocristal, d'une céramique ou d'une couche mince. Dans un monocristal, il y a une seule orientation cristallographique. Dans une cé-

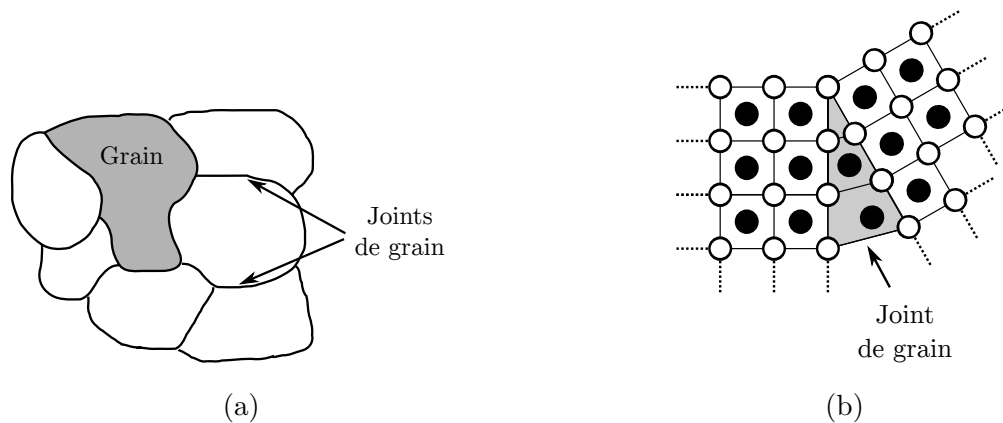


FIGURE 1.18 – Schéma de grains dans un polycristal (a) et schéma d'un joint de grain avec deux orientations cristallines différentes (b).

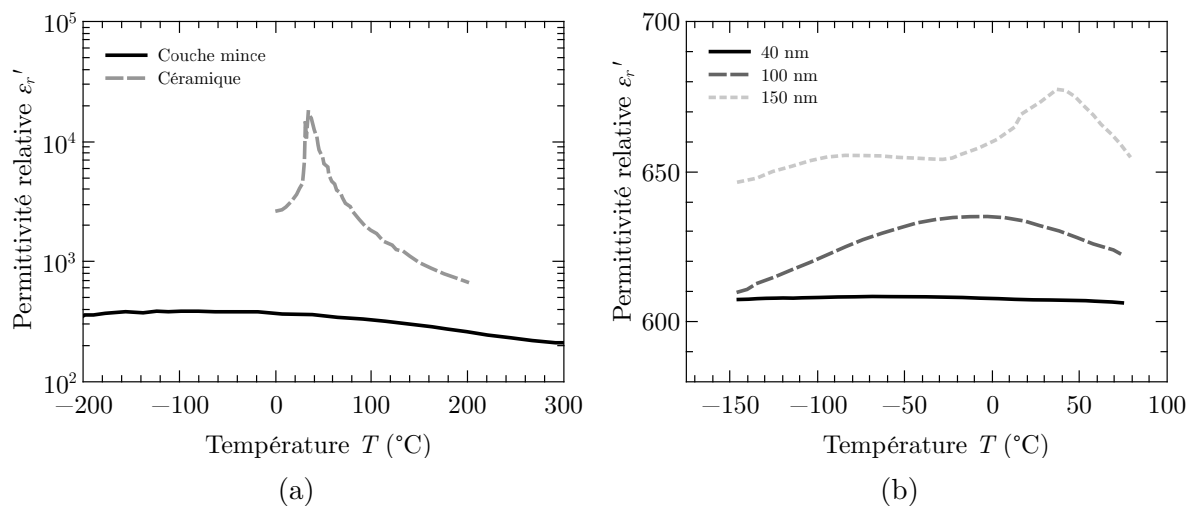


FIGURE 1.19 – Permittivité relative en fonction de la température pour une couche mince et une céramique de $\text{Ba}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{TiO}_3$ (a) [47] et pour différentes tailles de grain pour une couche mince de $\text{Ba}_{0,8}\text{Sr}_{0,2}\text{TiO}_3$ (b) [48].

ramique ou une couche mince, le matériau est constitué de nombreux grains (Fig 1.18a). Chacun des grains se comporte comme un monocristal mais d'un grain à un autre, l'orientation cristalline n'est pas nécessairement la même (Fig. 1.18b). Entre chaque grain, une distorsion de maille apparaît, on appelle cette zone joint de grain. Dans cette zone, des défauts de stœchiométrie et des contraintes sont présents. La principale conséquence est que les propriétés diélectriques sont fortement différentes [47]. La Fig. 1.19a présente la permittivité en fonction de la température d'une couche mince et d'une céramique de $\text{Ba}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{TiO}_3$. On peut déjà noter la forte différence de permittivité maximale dans les deux cas (15 000 contre 400). On peut également remarquer que la permittivité est bien plus dépendante en température pour la céramique (variation de 2500 à 15 000 en 40 °C) que pour la couche mince (variation de 400 à 200 en 300 °C). Cela est dû aux contraintes entre les grains qui diminuent la permittivité effectivement mesurée [47]. Cette diminution de permittivité peut aussi être expliquée par le fait que la permittivité des joints de grains est plus faible que celle du matériau en lui-même car il n'y a pas la contribution ionique [47]. La permittivité effective correspond donc à une moyenne pondérée de la permittivité de la maille et des joints de grain [22]. Aussi, plus la taille

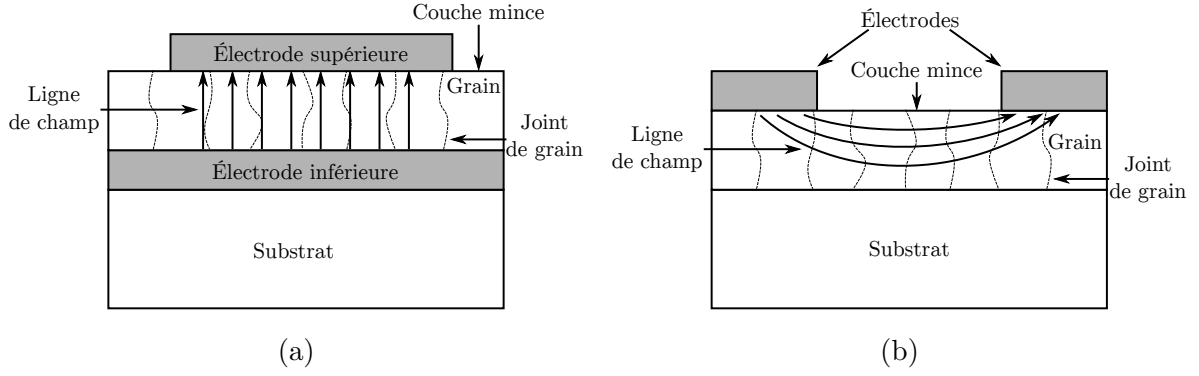


FIGURE 1.20 – Représentation des lignes de champ dans un condensateur en topologie métal isolant métal (a) et dans le cas d'une topologie coplanaire (b) [50].

de grain est grande, plus la permittivité dépend de la température (Fig. 1.19b, [48]). En effet, plus les grains sont petits, plus il y a de grains dans un même volume et plus il y a de contraintes et de joints de grain. Néanmoins, diminuer trop fortement la taille de grain (pour réduire la dépendance en température par exemple) est néfaste car la présence des joints de grain diminuent la permittivité mais également le caractère ferroélectrique du matériau (accordabilité). De plus, les joints de grain sont les zones où des défauts de stœchiométrie sont présents et où de la conduction peut apparaître et donc entraîner des pertes plus importantes.

Outre la taille des grains, leur orientation et leur forme sont également des points importants. Une couche mince peut être épitaxiée (très forte orientation cristalline, quasiment un monocristal), texturée (une direction préférentielle) ou polycristalline (orientation aléatoire des grains). Les couches minces qui présentent des orientations cristallines importantes (épitaxiées) ont des propriétés ferroélectriques qui se rapprochent des propriétés des monocristaux. Plus l'orientation est aléatoire, plus les contraintes entre les grains sont fortes et les propriétés ferroélectriques, permittivité et accordabilité, diminuent. En modifiant l'orientation préférentielle, les propriétés de la couche mince peuvent être influencées [49]. Dans le cas des structures granulaires, les propriétés ne dépendent pas seulement de la taille de grains (cf. Fig. 1.19b) mais également de leur forme. Ainsi, une anisotropie des propriétés de la couche mince, en plus de celle intrinsèque au matériau, peut être observée. Par exemple, dans le cas d'une couche avec des grains de forme colonnaire, la permittivité varie suivant l'axe de mesure (Fig. 1.20). Cela vient du fait que les joints de grains sont orientés soit parallèlement soit perpendiculairement au champ électrique et n'influence donc pas de même manière la permittivité. Pour la structure métal isolant métal, les joints de grain ont moins de poids que dans le cas coplanaire [50]. Dans le cas d'une structure granulaire, l'anisotropie est bien plus faible car, quelque soit la direction, les joints de grain ont un poids très proche [22].

1.3.2 Méthodes d'élaboration

De nombreuses méthodes peuvent être employées pour élaborer un matériau ferroélectrique en couches minces, des méthodes physiques, comme l'ablation laser ou la pulvérisation RF, ou des méthodes chimiques, comme le sol-gel (*chemical solution deposition*, C.S.D.). Les deux familles se distinguent par leurs contraintes, en général plus importantes pour les dépôts par voies physiques mais aussi par l'orientation cristalline des films

déposés. On obtient des fortes orientations cristallines voire des couches épitaxiées grâce aux méthodes physiques (les grains ont des orientations cristallines très proches).

Le but de cette partie est de présenter un rapide aperçu des méthodes d’élaboration des couches minces ferroélectriques. Les méthodes pour obtenir des céramiques massives ou des monocristaux ne sont pas présentées.

1.3.2.1 Méthodes physiques

Les méthodes physiques nécessitent de faire le vide dans l’enceinte afin d’obtenir les bonnes conditions de dépôt (pas d’impuretés et faible pression de gaz réactifs – oxygène, azote). Le matériau à déposer est présent sur une cible réalisée par frittage.

Ablation laser pulsé

Cette méthode d’élaboration, comme son nom l’indique, fait intervenir un laser de puissance. Le laser, de très courte longueur d’onde, n’a pas pour but de chauffer la cible mais de casser les liaisons. Le substrat est placé en face de la cible afin que le panache de matière, aussi appelé plume, se dépose sur celui-ci. Une illustration est visible Fig. 1.21a. Les paramètres pour obtenir un dépôt de qualité sont nombreux, pression de l’enceinte, température, distance entre la cible et le substrat. Cette technique de dépôt permet d’obtenir des matériaux avec une très bonne orientation cristalline.

Un inconvénient de cette méthode se situe au niveau de la stœchiométrie. D’après [27], elle est difficile à maintenir lors du transfert si des composés sont volatiles. Dans la thèse de Laur [27], pour le matériau déposé, du KTN (Potassium Tantale Niobium), le potassium étant très volatil, un excès a dû être introduit dans la cible afin d’obtenir les proportions de chaque élément désirées. Pour les gaz, comme l’oxygène dans le cas du BST, il peut être ajouté directement dans l’enceinte afin d’obtenir la bonne composition [51]. Il semble aussi que les surfaces obtenues soient faibles, environ 1 cm^2 , et que l’épaisseur n’est pas constante sur toute la surface (écart de l’ordre de 30 % [27]), même si un mouvement du porte substrat permet de ramener cette inhomogénéité à environ 5 – 10 % [52].

Dépôt par pulvérisation cathodique

La pulvérisation cathodique consiste à créer un plasma afin de détacher la matière en provenance d’une cible afin de la déposer sur le substrat. Le plasma peut être généré par un champ continu (ce qui fonctionne bien pour les métaux, mais pas pour les isolants) ou grâce à un champ radiofréquence (RF), ce qui permet de déposer n’importe quel matériau. Les matériaux ferroélectriques étant des isolants, il est nécessaire d’utiliser la pulvérisation RF [53]. Une illustration est visible Fig. 1.21b.

Comme pour le dépôt par ablation laser pulsé, de nombreux paramètres doivent être réglés pour optimiser les qualités du matériau déposé : la puissance RF, la température du porte substrat ou la pression dans l’enceinte. Pour générer un plasma il faut qu’un gaz soit présent, en général de l’argon et de l’oxygène [54]. Les débits des deux gaz doivent être ajustés afin d’obtenir la stœchiométrie voulue [55].

1.3.2.2 Méthodes chimiques

Pour les méthodes de dépôt par voie chimique, les précurseurs peuvent être sous forme liquide (*Chemical Solution Deposition*, *CSD*) ou sous forme gazeuse (*Chemical Vapour Deposition*, *CVD*).

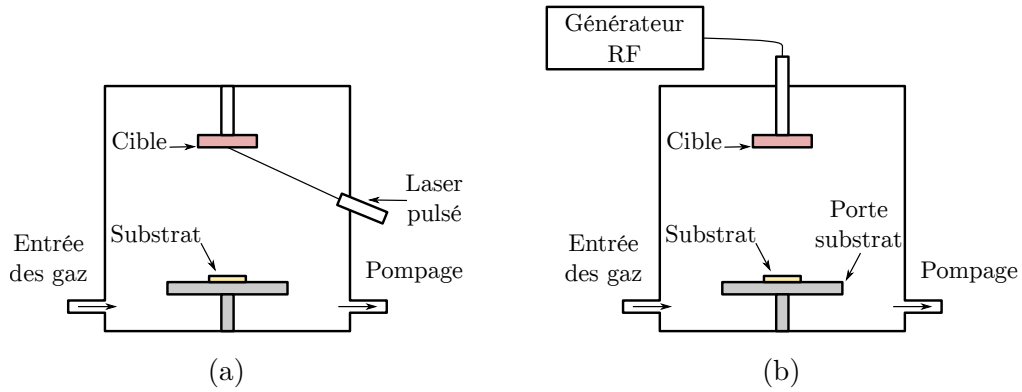


FIGURE 1.21 – Illustration de la méthode d’ablation par laser pulsé (a) et de la pulvérisation (b).

Chemical Solution Deposition (CSD)

Les méthodes chimiques permettent de garder une bonne stœchiométrie des couches déposées. En effet elle est contrôlée par celle de la solution précurseur. Un autre avantage est que l’ajout de dopant est relativement simple, puisqu’il suffit de l’ajouter dans la solution. De plus son taux est maîtrisable, il correspond à celui présent dans la solution. Cependant, avec cette méthode d’élaboration il est difficile de faire croître des matériaux avec une forte orientation cristalline. Le protocole d’élaboration de la solution utilisée pour ces travaux est présenté dans le chapitre 2 (page 51).

Pour la méthode de *spin coating*, une solution précurseur est déposée sur le substrat et l’excès est enlevé par centrifugation (Fig. 1.22a) puis l’échantillon est mis dans un four préchauffé pour la cristallisation de la couche. L’épaisseur de chaque couche déposée est en général assez faible. Pour avoir l’épaisseur désirée, le nombre de dépôts peut devenir important et par conséquent le temps total d’élaboration aussi. Cependant, les méthodes chimiques sont assez simples à mettre en œuvre et nécessitent peu de matériel. De plus, elles permettent d’obtenir des grandes surfaces avec une bonne homogénéité des propriétés. Les paramètres à ajuster pour l’élaboration sont principalement la concentration de la solution afin d’obtenir un matériau dense et une taille de grains optimale [2, 48] ou encore la température de recuit afin d’éliminer les phases parasites [56].

Chemical Vapour Deposition (CVD)

Lors du dépôt par CVD, les précurseurs en phase gazeuse sont déposés sur un substrat chauffé et réagissent à sa surface pour constituer la couche [57, 58] (Fig. 1.22b). L’enceinte est pompée pour éliminer les gaz des réactions secondaires et car les pressions de dépôt sont généralement plus faibles que la pression atmosphérique [59]. Les principaux paramètres qui influencent le dépôt sont la température du substrat, les débits des gaz et la pression dans l’enceinte.

D’autres techniques sont utilisables pour déposer un film de matériau ferroélectrique telle que l’impression. Une encre contenant des particules du matériau désiré est déposée sur un substrat puis recuite. L’avantage de cette méthode est qu’elle permet d’obtenir des films plus épais (jusqu’à 5 μm pour Sazegar [60]) mais la température de recuit est très importante 1200 $^{\circ}\text{C}$ [61].

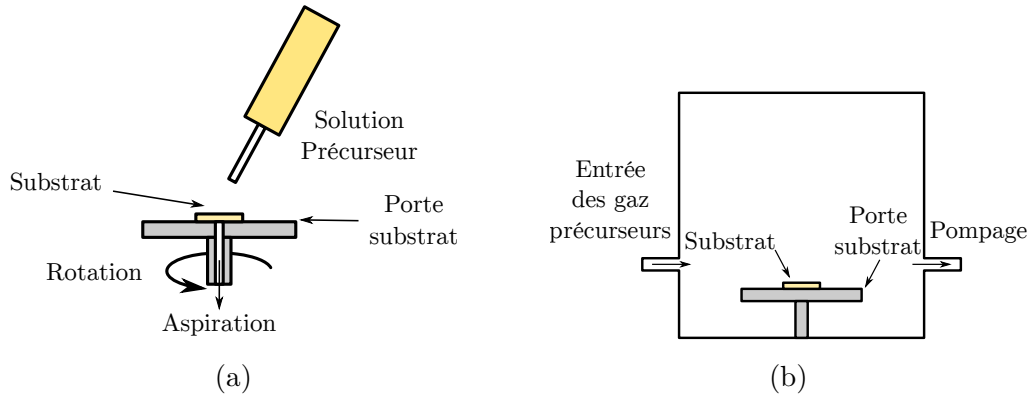


FIGURE 1.22 – Illustration de la méthode par CSD (a) et par CVD (b).

1.3.3 Propriétés diélectriques

Dans cette partie, les propriétés diélectriques des matériaux ferroélectriques sont abordées. Dans un premier temps, les cycles de polarisation en fonction du champ appliqué ($P(E)$) sont présentés ainsi que la différence entre les matériaux durs et doux. Par la suite, les cycles de permittivité en fonction du champ appliqué ($\epsilon'_r(E)$) sont décrits. Ces cycles permettent de calculer l'accordabilité de la couche mince et donc le facteur mérite. Ces deux notions sont aussi introduites dans cette partie.

1.3.3.1 Cycles d'hystérésis $P(E)$

La principale propriété des matériaux ferroélectriques est qu'une polarisation spontanée est présente même en l'absence de champ extérieur. Dans cette partie, un cycle d'hystérésis typiquement obtenu sur un matériau ferroélectrique est présenté.

Description d'un cycle

Les matériaux souvent utilisés sont des céramiques ou des couches minces avec des structures en grain, un exemple est visible Fig. 1.23a. À l'intérieur de chacun des grains, l'orientation cristalline est la même. Le grain est décomposé en domaines à l'intérieur desquels l'orientation des moments dipolaires est la même. Les flèches indiquent la polarisation dans chacun des domaines. Lorsque l'on applique un champ électrique, il est possible de faire basculer la polarisation des domaines dans une des directions permises (axes cristallographiques).

Un exemple de polarisation en fonction du champ appliqué est présenté Fig. 1.23b. La courbe en pointillée, correspond à la première polarisation du matériau. En effet, juste après sa fabrication, les domaines sont orientés aléatoirement. Lorsque le champ augmente, la polarisation augmente fortement et de manière non linéaire [62] car les domaines commencent à s'orienter dans la même direction. Ensuite, elle arrive progressivement à sa valeur à saturation $+P_{sat}$, quand tous les domaines sont orientés dans le même sens. Lorsque l'on retire le champ appliqué, la polarisation diminue légèrement et atteint une valeur non nulle, que l'on nomme la polarisation rémanente $+P_r$. Pour annuler la polarisation, il est nécessaire d'appliquer un champ que l'on appelle champ coercitif $-E_c$. Dans cet état, de nouveaux domaines ont été créés, mais la polarisation totale est nulle car leurs effets se compensent. Si le champ appliqué diminue encore, la polarisation diminue et atteint sa valeur à saturation minimale $-P_{sat}$.

On peut noter que la polarisation n'est pas proportionnelle au champ alternatif appliqué : cela signifie que le matériau n'est pas linéaire. La principale conséquence est que

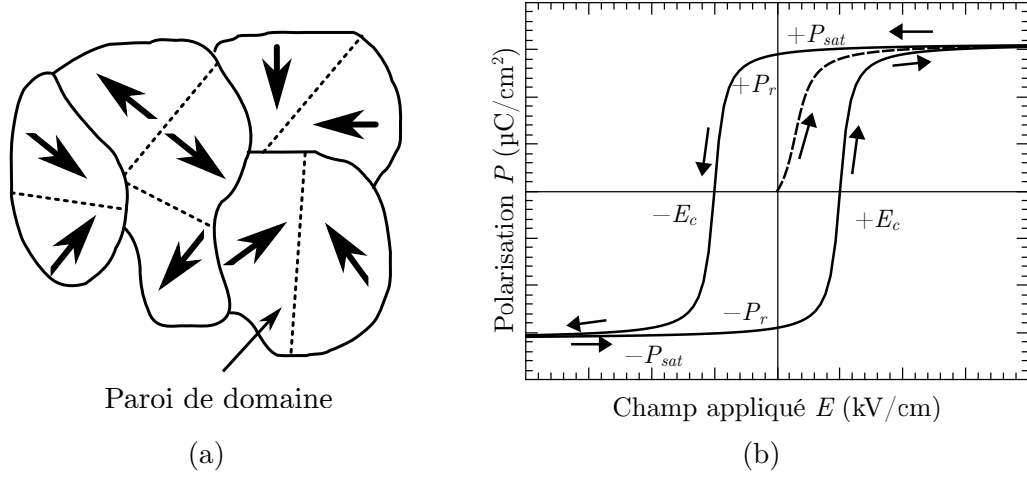


FIGURE 1.23 – Exemple de structure en grain avec la polarisation représentée (a). Exemple de la polarisation en fonction du champ appliqué (b).

la permittivité va dépendre du champ appliqué. En effet, la permittivité relative d'un matériau peut être assimilée à la susceptibilité qui est définie comme la dérivée de la polarisation par rapport au champ appliqué :

$$\varepsilon_r = \chi + 1 \approx \chi = \frac{\partial P}{\partial E} \quad (1.2)$$

Cette approximation est légitime dans le cas des ferroélectriques car, en général, la susceptibilité électronique χ est très grande devant 1. Dans le cas d'un matériau non linéaire, elle dépend du champ E appliqué. C'est ce qui fait l'intérêt d'un matériau ferroélectrique : sa permittivité dépend du champ appliqué.

De plus, on peut remarquer qu'un effet d'hystérésis est présent. Ainsi, la polarisation dépend du champ appliqué mais également de l'histoire de l'échantillon (de l'état précédent). Cet effet d'hystérésis est d'autant plus grand que le champ coercitif et la polarisation rémanente sont grands.

Exemples de cycles $P(E)$

La mesure des cycles $P(E)$ peut se faire avec la méthode de Sawyer-Tower [63]. La Fig. 1.24 présente les cycles de deux matériaux disponibles à l'IETR. En absence de précision particulière, il s'agit du $\text{Pb}_{0,57}\text{Zr}_{0,43}\text{TiO}_3$ (PZT 57/43) et du $\text{Ba}_{0,80}\text{Sr}_{0,20}\text{TiO}_3$ (BST 80/20). La première différence se situe au niveau des valeurs de champ coercitif. Pour le PZT, cette grandeur est élevée ce qui signifie que pour basculer la polarisation dans le matériau, il faut un champ plus grand. Ce matériau est donc qualifié de dur [62]. Pour le BST, le matériau est qualifié de doux car son champ coercitif est très faible (facile à polariser/dépolariser). Une autre différence est que la polarisation rémanente est beaucoup plus grande pour le PZT que pour le BST.

1.3.3.2 Cycles d'hystérésis $\varepsilon'_r(E)$

Comme pour les autres diélectriques, la permittivité des matériaux ferroélectriques dépend de la fréquence et de la température, mais elle dépend en plus du champ DC appliqué. Pour représenter cela, les cycles $\varepsilon'_r(E)$ sont utilisés. Dans un premier temps, le principe de la mesure de la permittivité d'un matériau ferroélectrique est décrit. Par la suite, des exemples de cycles $\varepsilon'_r(E)$ de deux matériaux utilisés à l'IETR sont présentés.

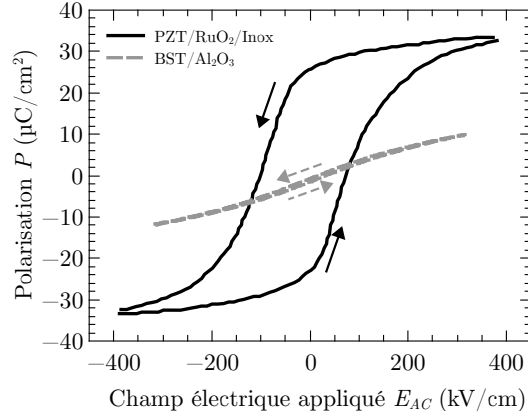


FIGURE 1.24 – Cycles $P(E)$ à 50 Hz sur des échantillons de PZT (57/43) et de BST (80/20).

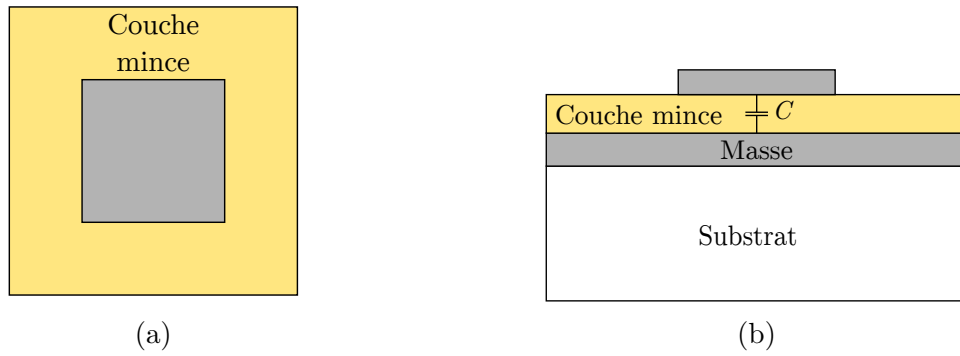


FIGURE 1.25 – Vue du dessus (a) et de côté (b) de la structure utilisée pour la caractérisation diélectrique de couche mince.

Principe de la mesure

Pour la mesure des propriétés diélectriques à basses fréquences, le condensateur à armatures parallèles est principalement utilisé [2]. Un schéma présentant cette topologie est visible Fig. 1.25. L'avantage de cette topologie est que la valeur de la capacité est directement reliée à celle de permittivité du matériau en utilisant la formule du condensateur plan :

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{S_f}{t_f}, \quad (1.3)$$

avec t_f l'épaisseur du matériau, S_f la surface des électrodes, $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ F}/\text{m}$ la permittivité diélectrique du vide et ε_r la permittivité relative du matériau entre les électrodes. La seule limite de ce modèle est que l'épaisseur du matériau doit être suffisamment faible devant les dimensions de l'électrode pour que les champs de débordement soient négligeables.

Les matériaux ferroélectriques ont cependant des pertes non négligeables, la permittivité doit donc être considérée comme une grandeur complexe :

$$\varepsilon_r = \varepsilon'_r - i\varepsilon''_r. \quad (1.4)$$

Pour un matériau sans perte, le terme imaginaire est nul. On peut aussi définir les pertes par la tangente de l'angle de pertes :

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''_r}{\varepsilon'_r}. \quad (1.5)$$

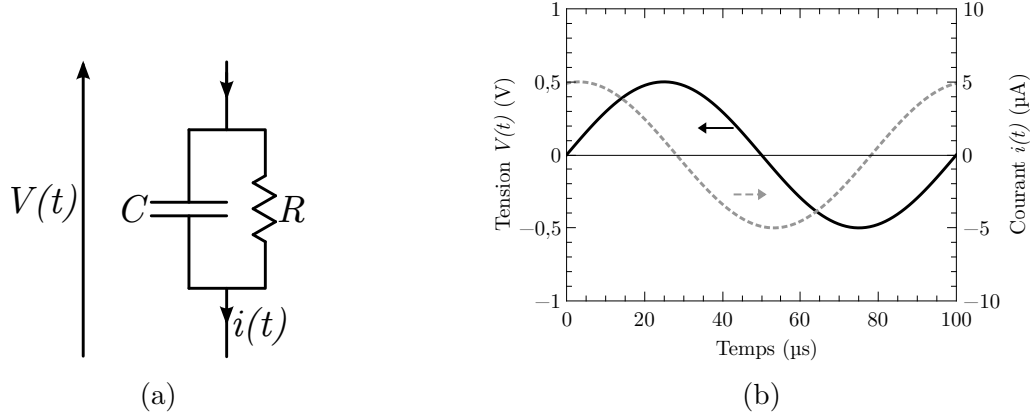


FIGURE 1.26 – Schéma équivalent d'un condensateur à pertes (a) et tension et courant à ses bornes (b).

Du point de vue physique, l'angle δ correspond au retard entre le champ électrique et le déplacement électrique. Le condensateur ferroélectrique peut être représenté comme l'association en parallèle d'une capacité idéale et d'une résistance (Fig. 1.26a). La valeur de la résistance en parallèle de la capacité ferroélectrique vaut donc :

$$R = \frac{1}{\tan \delta C \omega}, \quad (1.6)$$

avec $\omega = 2\pi f$ la pulsation du signal de mesure. Pour un matériau sans pertes, la valeur de la résistance en parallèle est infinie et plus les pertes sont importantes, plus la résistance est faible. Ce schéma équivalent peut par exemple être utilisé pour représenter le condensateur ferroélectrique dans un logiciel de simulation.

La mesure de la permittivité et des pertes du matériau s'effectue en appliquant une tension sinusoïdale de faible amplitude sur le matériau et en mesurant le courant qui traverse le condensateur ferroélectrique. La Fig. 1.26b présente la tension aux bornes d'une capacité ferroélectrique et le courant la traversant. On se place ici dans le cas d'une tension d'excitation très faible par rapport au champ coercitif pour ne pas saturer le matériau. C'est pour cette raison que les signaux sont quasiment sinusoïdaux. Dans le cas d'une tension plus importante, le ferroélectrique va saturer et on obtient les cycles d'hystérésis présentés dans le paragraphe précédent. À partir des amplitudes des deux signaux, il est possible de calculer la valeur de la capacité et de remonter à la valeur de la permittivité de la couche en utilisant (1.3). Les pertes du condensateur peuvent être mesurées à l'aide du déphasage entre deux signaux. Pour un condensateur idéal, le déphasage entre les deux signaux est égal à $\pi/2$. Dans le cas d'un condensateur à pertes, cet angle est diminué de δ . La mesure est généralement effectuée à l'aide d'un impédancemètre, ce dernier donnant directement la capacité et les pertes $\tan \delta$.

La valeur de $\tan \delta$ va dépendre du matériau et de sa qualité : des défauts dans la maille cristalline peuvent augmenter les pertes. Les principaux défauts présents dans les matériaux ferroélectriques sont les lacunes d'oxygène [64, 65]. Ces lacunes correspondent à des défauts de stœchiométrie dans la maille de BST qui peuvent se former lorsque le substrat s'oxyde fortement [2] ou simplement quand la cristallisation est effectuée sous air [66]. Ces lacunes d'oxygène, laissent des liaisons pendantes qui participent à la conduction dans le matériau [64, 65] et peuvent migrer lors de l'application d'un champ de polarisation, participant ainsi aux pertes du matériau. Ces lacunes peuvent être compensées en effectuant un dopage par un accepteur d'électron comme le chrome Cr^{2+} [67, 68], le manganèse Mn^{2+} [69, 70] le fer, Fe^{2+} [71] ou le bismuth Bi^{3+} [72]. Par la suite, un dopage

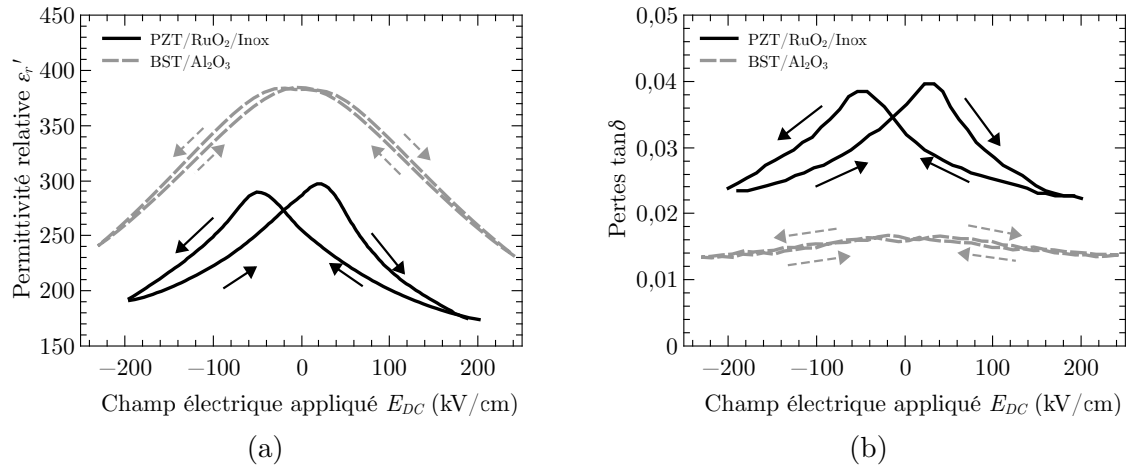


FIGURE 1.27 – Cycles $\varepsilon'_r(E)$ (a) et $\tan \delta(E)$ (b) à 10 kHz sur des échantillons de PZT (57/43) et de BST (80/20).

du matériau au manganèse va être effectué pour améliorer ses propriétés. Un matériau avec des pertes diélectriques les plus faibles possibles est bien entendu recherché pour une application micro-ondes.

Exemples de cycles $\varepsilon'_r(E)$

Pour la mesure des cycles $\varepsilon'_r(E)$, un condensateur ferroélectrique est mesuré à l'aide d'un impédancemètre. La somme de deux signaux est appliquée au matériau :

$$V(t) = V_{AC} \sin(2\pi ft) + V_{DC}, \quad (1.7)$$

avec V_{AC} et f , respectivement l'amplitude et la fréquence du signal alternatif et V_{DC} la tension continue qui permet de polariser le matériau ferroélectrique (pour obtenir l'accordabilité). Comme les phénomènes dépendent du champ appliqué au matériau, la notation utilisant le champ appliqué est plus fréquemment utilisée :

$$E(t) = \frac{V(t)}{t_f} = E_{AC} \sin(2\pi ft) + E_{DC}, \quad (1.8)$$

Les cycles $\varepsilon_r(E)$, mesurés avec une fréquence du petit signal de 10 kHz, de deux matériaux disponibles à l'IETR sont présentés Fig. 1.27a (PZT 57/43 et BST 80/20). Dans les deux cas on peut voir que lorsque le champ de polarisation DC augmente, la permittivité relative du matériau diminue. Les matériaux étant dans la phase ferroélectrique, les cycles ont une forme dite « papillon », cela est lié au cycle d'hystérésis du matériau. En effet, pour un champ DC donné, la valeur de la permittivité n'est pas la même, lorsqu'il augmente ou diminue. Plus le matériau va être dur, plus son cycle papillon sera ouvert car son champ coercitif sera grand [62]. Comme pour les cycles $P(E)$, une importante différence de champ coercitif est visible entre les deux matériaux. Cela se traduit par un effet d'hystérésis qui est plus visible sur PZT que BST. Pour les applications micro-ondes, ce fort champ coercitif peut poser problème car, selon l'histoire du matériau, la valeur de la permittivité ne sera pas la même, ce qui peut complexifier le circuit de commande du condensateur variable. Les cycles $\varepsilon'_r(E)$ sont généralement associés aux cycles $\tan \delta(E)$. La Fig. 1.27b présente les pertes diélectriques en fonction du champ appliqué. Comme la permittivité, les pertes évoluent avec le champ appliqué. Ici encore, selon le caractère dur ou doux du matériau, l'effet d'hystérésis est plus ou moins marqué.

Le cycle complet permet de connaître l'agilité du matériau en regardant la variation de permittivité. Par définition l'accordabilité relative est définie de la manière suivante [73] :

$$n_r = \frac{\varepsilon'_r(E_c) - \varepsilon'_r(E_{max})}{\varepsilon'_r(E_c)} \times 100. \quad (1.9)$$

Avec $\varepsilon'_r(E_c)$ la permittivité maximale, qui est obtenue lorsque que le champ est égal au champ coercitif, et $\varepsilon'_r(E_{max})$ la permittivité minimale, qui est obtenue lorsque le champ est maximum.

Une grande accordabilité du matériau est préférable car cela permettra d'avoir une grande agilité du dispositif micro-ondes. Néanmoins, cette forte accordabilité ne doit pas se faire au détriment des pertes. En effet, les deux phénomènes sont généralement liés et un matériau avec une forte accordabilité est susceptible d'avoir des pertes importantes. Pour comparer efficacement les matériaux, le facteur de mérite (FoM) est calculé de la manière suivante [73] :

$$FoM = \frac{n_r}{\tan \delta_{E_c}(\%)}, \quad (1.10)$$

où $\tan \delta_{E_c}(\%)$ correspond aux pertes diélectriques, au champ coercitif, exprimées en pourcents. Le FoM permet de refléter le fait qu'un dispositif ne peut pas pleinement tirer parti d'une forte accordabilité si les pertes diélectriques sont trop importantes. C'est ce critère qui permettra de comparer les propriétés diélectriques de notre matériau avec la littérature.

1.3.3.3 Contributions des parois de domaines

Dans les matériaux ferroélectriques, en plus de la contribution ionique [2], il existe d'autres phénomènes participant à la permittivité qui sont en plus dépendants de l'amplitude du champ excitateur E_{AC} . Ces autres phénomènes apparaissent lorsque l'on se place à des champs excitateurs plus petits que le champ coercitif. Dans un matériau en phase ferroélectrique, il existe des domaines où la polarisation est dans un seul sens (Fig. 1.28a). Entre chacun des domaines, la polarisation évolue progressivement comme le montre la Fig. 1.28b pour le cas d'une paroi à 180° . Cette zone où la polarisation évolue progressivement est appelée paroi de domaine. Les points d'accrochages des parois sont généralement des défauts dans la structure cristalline du matériau (lacunes, impuretés).

Lorsqu'un champ AC est appliqué pour mesurer la permittivité du matériau, les parois peuvent être mises en mouvement. Ce mouvement de paroi de domaine va lui aussi contribuer à la permittivité du matériau. Selon l'amplitude de ce champ d'excitation, les mouvements peuvent être de différents types. Si l'amplitude est faible, la paroi va seulement vibrer autour de sa position d'équilibre car elle ne peut pas passer la barrière de potentiel pour aller s'accrocher sur un autre site (Fig. 1.28c). Cette contribution est dite réversible car l'état des parois n'a pas changé. Si le champ AC est plus important, la paroi a suffisamment d'énergie pour aller s'accrocher à un autre site. Ce mouvement va également participer à la permittivité. Comme l'état du matériau a changé, cette contribution est dite irréversible. Cela se traduit par une permittivité qui augmente lorsque que l'amplitude du champ AC augmente. Pour décrire cette évolution de la permittivité, la loi de Rayleigh est habituellement utilisée [62, 74, 75]. Elle considère que la permittivité est constante en dessous du seuil E_{th} et qu'elle augmente linéairement à partir de ce seuil :

$$\varepsilon_r = \begin{cases} \varepsilon_{init} & \text{si } E_{AC} < E_{th} \\ \varepsilon_{rl} + \alpha_r E_{AC} & \text{si } E_{AC} > E_{th} \end{cases} \quad (1.11)$$

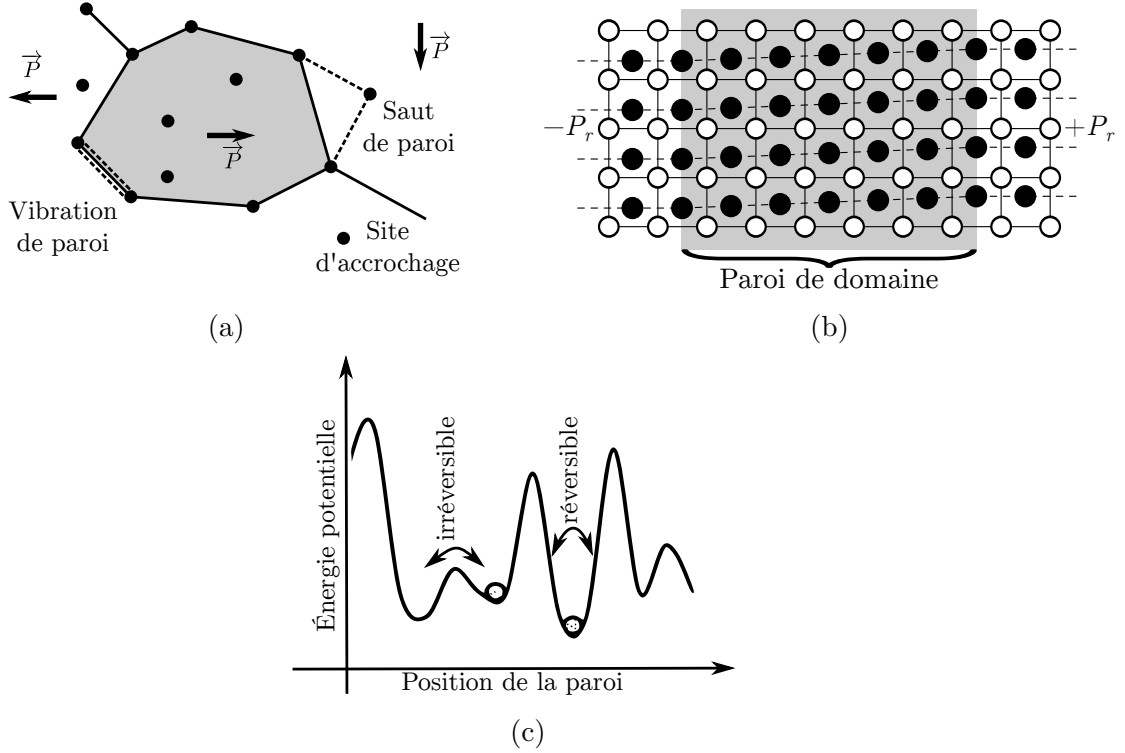


FIGURE 1.28 – Schéma de plusieurs domaines ferroélectriques (a) et d'une paroi entre deux domaines à 180° (b) et énergie potentielle d'une paroi en fonction de sa position (c) [2, 62].

avec ε_{rl} la permittivité de la maille et α_r qui est le coefficient de Rayleigh représentant le saut de parois de domaine, et ε_{init} la permittivité relative aux faibles champs et qui correspond à la somme de la permittivité de la maille ε_{rl} et celle de la vibration ε_{r-rev} . Néanmoins, comme dans le matériau il y a un grand nombre de parois et que les potentiels des défauts ne sont pas les mêmes, ce passage de la vibration au saut de parois de domaine se fait progressivement. Deux exemples de permittivité en fonction du champ AC sont présentés Fig. 1.29. Comme l'on peut le constater, l'approche de Rayleigh ne décrit correctement l'évolution de la permittivité que pour des valeurs de champs importants. Une approche nouvelle développée au sein de l'IETR peu avant le début de la thèse consiste à décrire la permittivité par une loi hyperbolique [76] :

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{rl} + \sqrt{\varepsilon_{r-rev}^2 + (\alpha_r E_{AC})^2}, \quad (1.12)$$

où ε_{rl} correspond à la contribution de la maille, ε_{r-rev} à la contribution due à la vibration des parois de domaines (aussi appelée contribution réversible) et α_r à la contribution due aux sauts des parois de domaines (aussi appelée contribution irréversible). L'utilisation de la loi hyperbolique permet de décrire correctement l'évolution de la permittivité dans toute la gamme de mesure.

En fonction du matériau et de sa structure cristalline, la contribution des parois de domaines peut être plus ou moins importante. Par exemple sur BST, une augmentation de champ AC de 1 kV/cm à 10 kV/cm se traduit par une augmentation de 2 unités de permittivité relative (Fig. 1.29a) alors que sur PZT cette même augmentation de champ se traduit par une augmentation de permittivité de 10 unités (Fig. 1.29b).

Le fait que la permittivité du matériau dépende du champ de mesure implique également que les propriétés du matériau intégré vont aussi dépendre du champ E_{AC} qu'il va

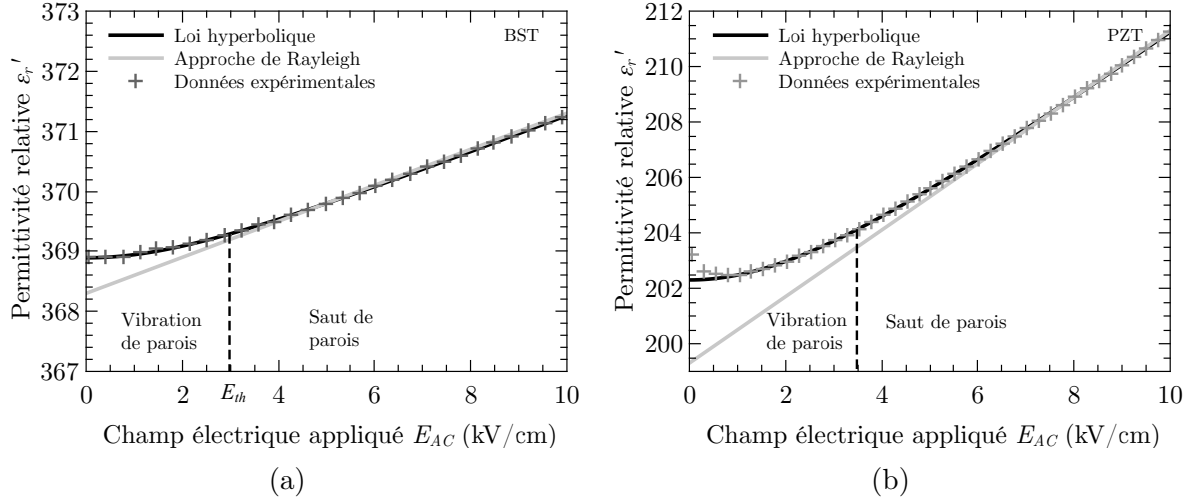


FIGURE 1.29 – Exemples de permittivités en fonction du champ E_{AC} sur des échantillons de $\text{Ba}_{0,80}\text{Sr}_{0,20}\text{TiO}_3$ (a) et de $\text{Pb}_{0,57}\text{Zr}_{0,47}\text{TiO}_3$ (b), mesurées à 100 kHz.

subir lors de son utilisation. Ainsi, il est important d'avoir le même champ pour la caractérisation que pour son utilisation dans un dispositif. Cela permet d'avoir une cohérence entre les performances prévues pour le dispositif et celles mesurées.

De plus, la mesure de la permittivité en fonction du champ AC permet de décorréler les différentes contributions à la permittivité et ainsi de caractériser plus finement le matériau. Grâce à cela, il est possible de savoir quels sont les poids respectifs des contributions dans la permittivité, les pertes et l'accordabilité et donc de savoir celle qui doit être limitée ou privilégiée.

1.3.4 Conclusion

Les matériaux ferroélectriques ont comme principale caractéristique de présenter une polarisation non nulle en l'absence de champ, lorsqu'ils sont à une température inférieure à celle de Curie. L'intérêt porté pour ces matériaux vient du fait que leur permittivité peut être modifiée sous l'application d'un champ continu. Un matériau couramment utilisé en hyperfréquences est le BST. La principale raison est que ses pertes sont relativement faibles et son agilité importante. De plus, sa température de Curie peut être réglée en ajustant le taux de strontium. Cette température conditionne la phase dans laquelle le matériau est à température ambiante, et ainsi ses propriétés diélectriques.

Bien que de nombreuses méthodes d'élaboration soient envisageables, l'équipe s'est spécialisé dans le dépôt par voie chimique. Même si il est plus difficile d'obtenir des orientations cristallines particulières que pour les méthodes physiques, la pulvérisation cathodique et l'ablation laser, elle est moins coûteuse et moins contraignante. De plus la stoechiométrie des composés déposés est facilement contrôlable, elle conditionne la température de Curie, et l'ajout de dopant est aisé. Les surfaces obtenues sont plus grandes et plus homogènes en épaisseur que celles obtenues par voie physique.

Les propriétés diélectriques des matériaux ont également été décrites. Le principe de la mesure à basses fréquences a été évoqué ainsi que les cycles d'hystérésis $P(E)$, $\epsilon_r'(E)$ et $\tan \delta(E)$, caractéristiques des matériaux ferroélectriques.

1.4 Utilisation des matériaux ferroélectriques dans les dispositifs hyperfréquences

Dans cette partie, la caractérisation à hautes fréquences des matériaux ferroélectriques est présentée ainsi que leur utilisation dans des dispositifs micro-ondes.

1.4.1 Caractérisations diélectriques des couches minces

La caractérisation du matériau en hautes fréquences est indispensable pour le dimensionnement des dispositifs et pour connaître les performances atteignables. La permittivité, les pertes diélectriques ainsi que l’accordabilité sont les paramètres à connaître. Les méthodes peuvent être regroupées en trois catégories [77] :

Mesures propagatives : Ce type de mesure est basée sur la propagation des ondes dans un milieu diélectrique. Ces mesures ne peuvent s’effectuer que pour des fréquences suffisamment élevées. En effet, la taille du dispositif doit être de l’ordre de la longueur d’onde.

Mesures directes : Dans cette configuration, la mesure se base sur un condensateur où le diélectrique est le matériau à mesurer. L’impédance du condensateur est mesurée, soit avec un impédance-mètre pour les basses fréquences, soit avec un analyseur de réseaux pour les hautes fréquences. À partir de cette impédance, la permittivité complexe est extraite. La contrainte pour ce type de mesure est d’avoir des structures de mesure petites devant la longueur d’onde pour négliger les phénomènes de propagation à l’intérieur.

Mesures par résonance : Cette mesure fait appel à un résonateur ou une cavité résonante qui contient le matériau à caractériser. La fréquence de résonance du dispositif étant conditionnée par les propriétés du matériau. À partir de la forme du résonateur ou de la cavité et de la variation de fréquence de résonance, il est possible de remonter aux propriétés du matériau.

Dans ce paragraphe, les mesures par résonance ne sont pas décrites car elles sont, par principe, faible bande. Même s’il peut y avoir plusieurs fréquences de résonance, l’interpolation entre les points est délicate car des phénomènes de relaxation sont présents dans les diélectriques. De plus, l’inventaire des méthodes présentées ici se limite aux mesures applicables aux couches minces. En effet, dans le cas des matériaux massifs, d’autres méthodes sont utilisables mais elles sont difficilement applicables aux couches minces.

1.4.1.1 Méthodes propagatives

Les méthodes propagatives sont applicables seulement quand la taille des dispositifs est de l’ordre de la longueur d’onde. Cela restreint donc cette méthode aux mesures en hautes fréquences. La plupart du temps, ces mesures utilisent une ligne coplanaire (CPW, *CoPlanar Waveguide*) gravée sur le ferroélectrique afin d’effectuer la mesure (Fig. 1.30). Un avantage de cette technique est qu’elle ne nécessite qu’un seul niveau de métallisation et donc seulement une gravure. Cela permet de ne pas avoir à gérer l’alignement des masques photolithographiques.

Les lignes coplanaires sont très utilisées pour la caractérisation hyperfréquence car il est assez facile de remonter à la permittivité effective à partir de la constante de propagation grâce à une transformation conforme [78]. Cependant, la précision de cette méthode reste

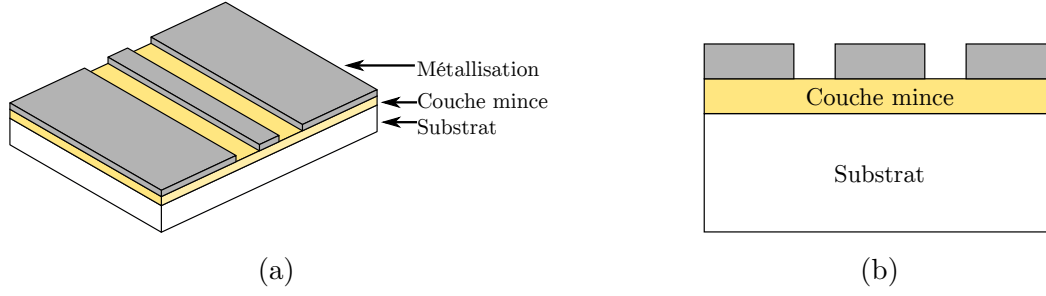


FIGURE 1.30 – Exemple de ligne coplanaire utilisée pour la caractérisation par méthode propagative.

convenable seulement quand le gap entre le ruban et les conducteurs de masse est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche [2, 79]. Dans le cas contraire, la permittivité effective dépend peu de celle du ferroélectrique [2, 27] et l'incertitude sur la permittivité de la couche mince devient importante. Cependant, maintenir un gap de faible largeur sur des grandes longueurs peut entraîner des problèmes de faisabilité technologique. De plus, pour extraire correctement les pertes du matériau, il est nécessaire de dissocier les pertes conductrices des pertes diélectriques. L'utilisation de simulations et/ou de modèles analytiques permet d'améliorer la précision de l'extraction [80, 81].

Une autre technique à base de lignes coplanaires est utilisée dans [82]. Elle consiste à poser simplement l'échantillon sur une ligne coplanaire. Les résultats donnés par cette technique semblent cependant dépendre du contact entre l'échantillon et les lignes. La présence ou non d'une lame d'air ou la rugosité du substrat semblent influencer fortement sur la mesure et donner des résultats peu fiables.

1.4.1.2 Mesures directes

Les mesures propagatives pouvant entraîner des problèmes soit de réalisations soit d'imprécision, d'autres méthodes basées sur des dispositifs petits devant la longueur d'onde ont été proposées. Un point important sur ces topologies est qu'elles peuvent en général s'appliquer aussi bien aux basses qu'aux hautes fréquences, contrairement aux structures propagatives. Ainsi, la même structure peut, sous certaines conditions de dimensions, être utilisée sur une très large bande. Deux principales configurations peuvent être définies : les topologies MIM et les topologies coplanaires.

Mesures en topologie MIM (Métal Isolant Métal)

La topologie présentée dans [83] (Fig. 1.31) est très proche de la topologie utilisée classiquement en basses fréquences (voir paragraphe 1.3.3.2). Elle est constituée d'une électrode inférieure, du matériau à caractériser et d'une électrode supérieure. La capacité que l'on mesure est celle formée par l'électrode circulaire avec la masse (C_f sur la Fig. 1.31b). Compte tenu des rapports de dimension (l'épaisseur de la couche mince est de l'ordre du micromètre et le diamètre de la pastille de plusieurs dizaines de micromètres), l'extraction de la permittivité peut se faire avec la formule du condensateur plan (1.3). L'élément en plus par rapport à la structure basses fréquences est le plan de masse supérieur qui permet de contacter la capacité avec des pointes GSG (*Ground Signal Ground*). La capacité formée par les conducteurs de masses inférieure et supérieure, C_m , est retirée en effectuant la mesure de deux électrodes de diamètres différents et en soustrayant les impédances [83].

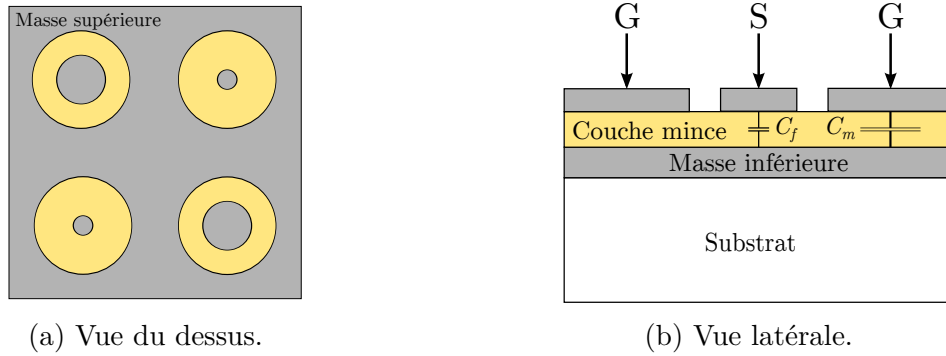


FIGURE 1.31 – Capacité de type MIM permettant la caractérisation en basses et hautes fréquences d'une couche mince.

La principale condition d'utilisation de cette topologie est d'avoir un diamètre du condensateur suffisamment petit pour considérer la structure comme localisée. En effet, à cause de la forte permittivité du matériau diélectrique et une faible conductivité éventuelle de l'électrode inférieure, des phénomènes de propagation peuvent apparaître dans la structure. Plus la résistivité des électrodes, la permittivité de la couche mince ou le diamètre de l'électrode sont grands, plus on va s'écarter du condensateur localisé et les phénomènes de propagation vont être importants. Ces effets de propagation vont se traduire par une sous-estimation de la permittivité mesurée et une surestimation des pertes diélectriques à hautes fréquences [83–85].

Une solution pour faire face à ce problème de propagation est de réduire la taille de la capacité comme dans [84]. Dans cet ouvrage, Tiggelman montre bien que si la taille de l'électrode supérieure augmente, la capacité apparente mesurée est plus faible. Cependant, réduire la taille de la pastille n'est pas sans conséquence. En effet, les capacités de débordement (ou capacité de bord) sur le périmètre de l'électrode prennent une importance de plus en plus grande, ce qui fausse aussi la mesure de permittivité. Une autre solution consiste à réduire la résistivité des électrodes en augmentant l'épaisseur du métal utilisé ou en utilisant un matériau plus conducteur [86].

Cette structure sera utilisée par la suite car elle permet de caractériser le matériau dans la même topologie que pour les mesures basses fréquences. En effet, la présence ou non du platine en dessous du matériau ferroélectrique peut influencer sa croissance et donc ses propriétés. Utiliser la même structure en basses et hautes fréquences est donc primordial. Une attention particulière sera prise pour avoir des électrodes supérieures suffisamment petites et la masse inférieure la plus conductrice possible afin de limiter les phénomènes de propagation dans la structure.

Mesures en configuration coplanaire

Dans certaines applications, le ferroélectrique est déposé directement sur le substrat. Sans électrode inférieure, la topologie MIM ne peut pas être utilisée pour la caractérisation. Les topologies coplanaires sont donc utilisées. Un exemple est présenté Fig. 1.32. Cette structure consiste en deux électrodes déposées sur le matériau. Avec cette topologie, un gap très étroit est plus facile à faire sur de petites largeurs, la précision sera donc normalement plus importante qu'avec les lignes coplanaires.

Comme pour les mesures avec des lignes CPW, l'extraction de la permittivité doit se faire en utilisant des modèles mathématiques. Dans [87], Vendik propose un modèle décrivant la capacité entre deux conducteurs dans une configuration coplanaire. Ce modèle assez simple ne prend pas en compte les capacités de franges (C_f) sur les extrémités

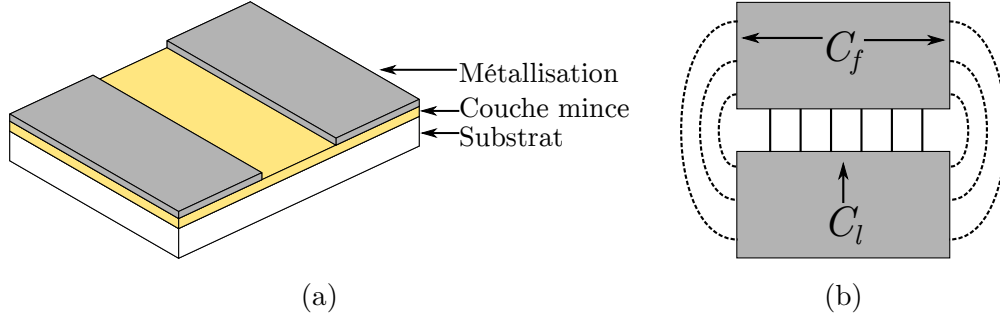


FIGURE 1.32 – Présentation de la topologie de capacité coplanaire modélisée par Vendik dans [87] (a) et représentation des lignes de champ dans la structure (b).

des conducteurs, il considère simplement la capacité linéique (C_l). Bien qu'incomplet, ce modèle a été utilisé avec une correction pour la caractérisation des couches minces comme cela est présenté paragraphe 3.4. Un modèle plus complet a été développé par Gevorgian [22]. Bien plus complexe, il prend en compte l'intégralité des contributions pour la capacité totale mais il dispose d'un paramètre d'ajustement. Avec ce paramètre il est, en théorie, possible de mieux prédire la capacité entre les deux électrodes, cependant des simulations préliminaires ont permis de conclure qu'il n'est pas adapté. En effet, avec la correction qui sera proposée par la suite, le modèle de Vendik est plus efficace que le modèle de Gevorgian.

Les capacités interdigitées permettent également la mesure des propriétés des ferroélectriques. Elles sont en général choisies car leurs valeurs sont plus élevées que celles des condensateurs utilisant seulement deux conducteurs coplanaires. Cette méthode de caractérisation est fréquemment utilisée pour extraire la permittivité [50, 88]. L'extraction se fait grâce aux formules fournies dans [89]. Ce modèle n'est cependant applicable que pour des fréquences pour lesquelles le dispositif est électriquement petit car il est issu d'une formulation quasi-statique. Dans [90], la capacité mesurée oscille fortement lorsque la fréquence varie. C'est le signe que le modèle n'est plus applicable en l'état et qu'un schéma électrique équivalent prenant en compte l'inductance le long des doigts est nécessaire.

1.4.2 Dispositifs incluant des matériaux ferroélectriques

1.4.2.1 Circuits hyperfréquences

De nombreux circuits hyperfréquences peuvent être rendus reconfigurables. Dans la suite de cette partie, les filtres et les déphaseurs vont être détaillés. Cependant, le ferroélectrique peut être utilisé dans d'autres types de circuit, dans les hybrides 180° par exemple [91], qui sont à la base de circuits plus complexes tels que les mélangeurs, des isolateurs ou encore des déphaseurs. Des circuits d'adaptation accordables sont aussi à l'étude comme dans [84, 92]. Cela permet par exemple d'utiliser une antenne à plusieurs fréquences ou de la réadaptater en fonction de l'environnement extérieur, comme dans le cas d'un téléphone portable.

Pour l'intégration des matériaux ferroélectriques, il y a principalement deux moyens. La première manière consiste à intégrer le matériau de façon localisée, dans une capacité variable, coplanaire ou de type MIM. Comme on va le voir, cette méthode est assez courante car elle permet de réutiliser les topologies classiques des circuits. L'autre possibilité consiste à utiliser le ferroélectrique de manière distribuée, dans des lignes de transmissions ou des antennes. Nous allons voir dans cet état de l'art que certaines techniques d'inté-

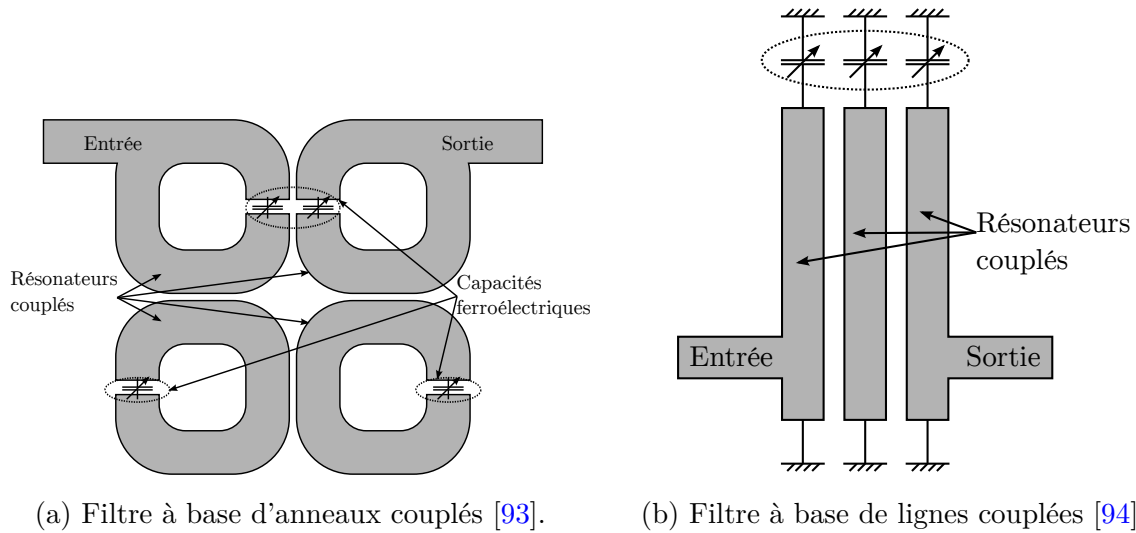


FIGURE 1.33 – Exemples de filtres micro-ondes incorporant des capacités ferroélectriques.

gration sont préférables pour profiter au mieux des performances du matériau et limiter les pertes du dispositif.

Filtres agiles

Les filtres occupent une grande place dans les systèmes hyperfréquences. Ils sont par exemple présents à tous les niveaux d'une chaîne de réception, après les amplificateurs, les mélangeurs ou les antennes. Les filtres utilisent fréquemment des résonateurs LC. Pour modifier la fréquence de résonance d'un tel résonateur, il suffit de modifier la valeur de l'un des deux composants. Cela est facilement faisable en chargeant le résonateur avec une capacité variable.

Dans l'exemple de Courrèges [93], deux topologies de filtre sont étudiées, une avec des résonateurs à fentes et la seconde avec des résonateurs en anneaux (Fig. 1.33a). Dans les deux cas, les capacités ferroélectriques servent à modifier la fréquence centrale de chaque étage du filtre. Une autre topologie est décrite dans [94] qui consiste à charger des résonateurs à ligne rectiligne avec une capacité ferroélectrique (Fig. 1.33b).

Dans [84], aucun filtre n'est réalisé à proprement parler, mais l'auteur montre que les capacités ferroélectriques peuvent convenir pour la conception d'un filtre. Cela est fait en se basant sur des modèles mathématiques décrivant les performances des filtres en partant des coefficients de qualité des composants les constituant.

Déphaseurs variables

Les déphaseurs accordables permettent d'alimenter les différents éléments d'une antenne réseau avec des phases différentes pour former le diagramme. Ils peuvent également être utilisés dans pour les applications MIMO (*Multiple Input Multiple Output*) comme dans le cas des antennes WLAN (*Wireless Local Area Network*). L'objectif d'un déphaseur est d'avoir le meilleur compromis entre gamme de déphasages réalisables et pertes faibles. Pour les déphaseurs, le facteur de mérite est donné par [95] :

$$FoM_{phase\ shifter} = \frac{\Delta\phi}{L_{21}}, \quad (1.13)$$

avec $\Delta\phi$ l'écart entre les phases extrêmes réalisables (en °) et L_{21} les pertes d'insertion en dB. Les déphaseurs sont classables dans deux catégories principales, ceux utilisant

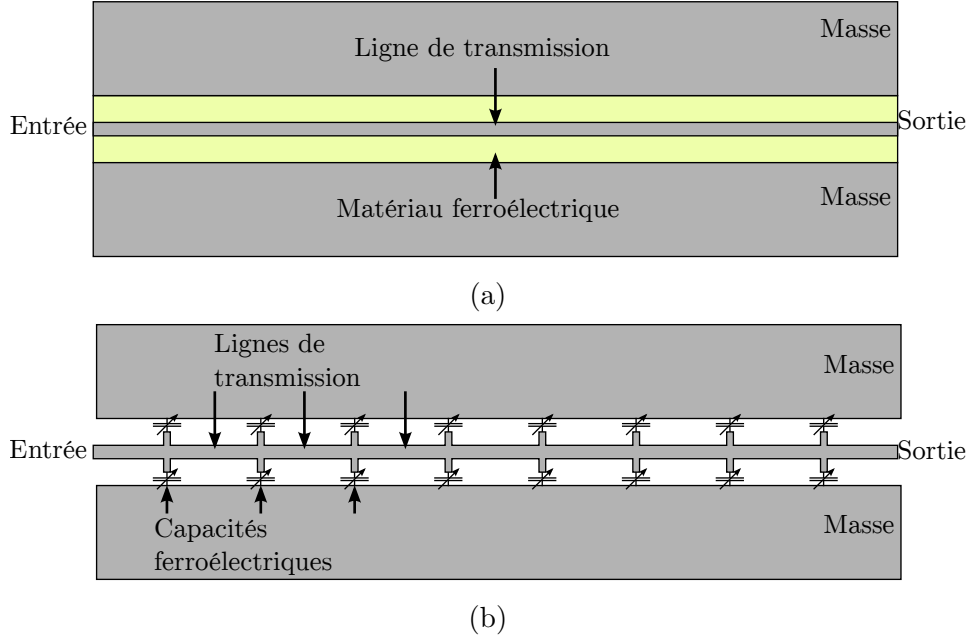


FIGURE 1.34 – Exemples de topologies de déphaseurs utilisant des matériaux ferroélectriques. À base de ligne coplanaire (a) [51] et de ligne chargée par des capacités localisées (b) [96].

des lignes de transmission, dits de type *true time delay* et ceux uniquement à base de composants localisés (filtres passe-tout), qui sont en général plus faible bande.

Différents types de déphaseurs seront présentés ici. Le but est de démontrer que le choix de la topologie est important pour utiliser au mieux les performances du matériau.

Le premier type de déphaseur, à base de lignes de transmission, permet des déphasages importants et sur des larges bandes, dans les cas d'une ligne de transmission CPW (Fig. 1.34a) ou microruban qui sont peu dispersives. Cependant, pour avoir des déphasages importants, les lignes mises en jeu doivent être suffisamment longues, ce qui entraîne des pertes importantes. Pour modifier la phase apportée par une ligne, il suffit de modifier la permittivité effective du milieu, ce qui est facilement réalisable avec les ferroélectriques [51]. Pour que la permittivité du ferroélectrique ait un poids important dans la permittivité effective, il faut que la distance entre le conducteur et la masse soit très faible, ce qui peut poser des difficultés technologiques lors de l'application à des lignes de grandes longueurs. Le déphaseur proposé par Suherman a un facteur de mérite assez faible, de $12^\circ/\text{dB}$ car il utilise une grande longueur de ligne.

Une variante de ces déphaseurs consiste à charger périodiquement la ligne avec des capacités (Fig. 1.34b) ferroélectriques dans notre cas, ce qui permet de modifier la constante de propagation. L'avantage de cette topologie est que la ligne peut être de longueur moins importante, ce qui permet de réduire les pertes et ainsi augmenter les performances. Aussi sur des petites longueurs, il est plus facile de réaliser des gaps fins et la tension de commande peut être abaissée [96, 97]³. Le facteur de mérite pour ces deux dispositifs est de l'ordre de $50^\circ/\text{dB}$.

Le déphaseur peut aussi être un filtre de type « passe tout » qui se comporte comme un déphaseur à sa fréquence centrale. Bien que la bande passante de ce type de dispositif soit plus faible, les pertes sont, en général, moins élevées et l'encombrement est plus faible. Ce

3. Dans [97] le matériau n'est pas un ferroélectrique mais un autre de matériau accordable. Néanmoins, les propriétés diélectriques sont sensiblement les mêmes et les performances du dispositif final très proches.

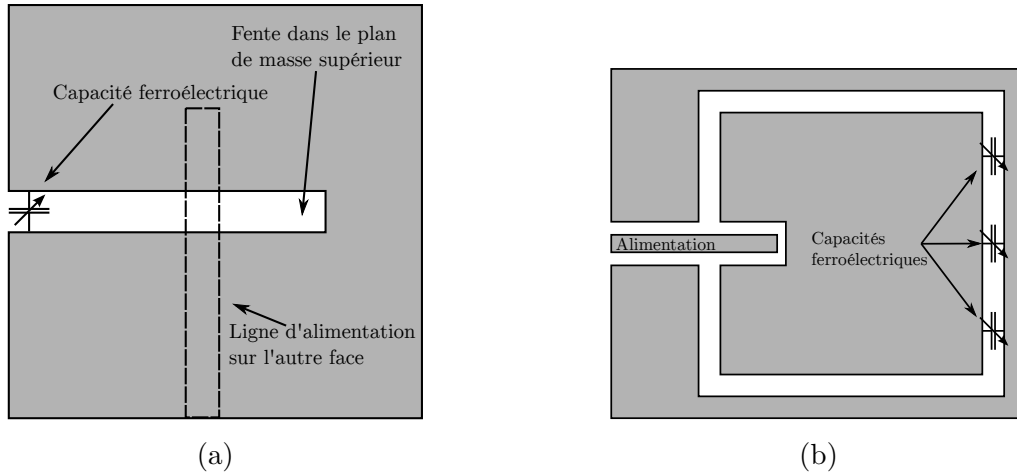


FIGURE 1.35 – Exemples d'antennes à fentes chargées par des capacités ferroélectriques. Antenne à fente (a) [3, 100] et antenne patch (b) [99].

type de déphaseur peut utiliser des capacités ferroélectriques pour être accordable. De tels déphaseurs ont été mis en œuvre dans [93, 98]. Les performances sont d'environ $50^\circ/\text{dB}$ sous respectivement 30 V et 20 V. L'encombrement des dispositifs reste faible dans les deux cas, respectivement $1 \times 1 \text{ mm}^2$ et $2 \times 2 \text{ mm}^2$. Dans la publication [98], Kenney démontre l'intérêt du déphaseur dans une application WLAN. L'utilisation de ce dispositif permet de maintenir le débit même en présence d'un bruit important.

1.4.2.2 Dispositifs rayonnants

Actuellement, les systèmes rayonnants se doivent d'être agiles et de plus en plus compacts. L'utilisation de capacités ferroélectriques permet de répondre à ces deux critères. Ici, deux familles d'antennes sont détaillées : les antennes élémentaires et les antennes réseaux, dans lesquelles on classe les réseaux réflecteurs pour cette présentation.

Antennes agiles

L'agilité d'une antenne simple concerne souvent sa fréquence de fonctionnement. Le but est alors de pouvoir communiquer sur plusieurs bandes différentes en utilisant une seule antenne. En général, cette opération réduit la bande passante de l'antenne.

Dans [3], une antenne à fente avec capacité ferroélectrique est présentée (Fig. 1.35a). L'ajout de cette capacité accordable permet de réduire l'encombrement de 56 % et d'obtenir une accordabilité de 13 % sur la fréquence centrale, cela avec une variation de 30 % sur la permittivité du matériau. Une autre topologie d'antenne est proposée par Hai [99]. Elle consiste en une fente circulaire chargée par plusieurs rangées de capacités (Fig. 1.35b). La réduction de taille dans ce cas est de l'ordre de 60 %. L'accordabilité n'a pas pu être mesurée dans des conditions optimales car le support de mesure métallique trouble l'antenne et seulement une rangée de capacité sur les trois a pu être polarisée. Hai donne une accordabilité de 8,5 %, qui pourra être bien supérieure dans des conditions de mesure plus favorables, c'est-à-dire sans le plan de masse et avec toutes les capacités activées.

Dans [101], une antenne nœud papillon est présentée. Ici, ce n'est pas l'antenne qui est chargée par une capacité, mais le circuit d'alimentation. Le but est d'adapter l'antenne à une fréquence plutôt que changer sa fréquence propre. L'agilité de l'antenne est assez faible au final, elle est de 6,3 %. De plus, deux fréquences de résonance apparaissent pour certaines tensions de polarisation. L'explication de l'auteur est la mauvaise modélisation du ferroélectrique. En effet, en simulation la permittivité du ferroélectrique est la même

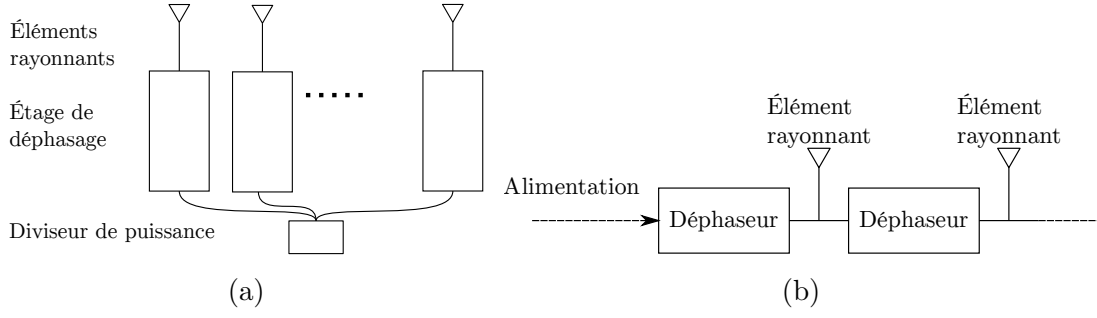


FIGURE 1.36 – Présentation de deux topologies d'alimentations d'antennes réseaux. Structure parallèle (a) [102] et structure série (b) [103].

partout pour plus de simplicité. En réalité cette permittivité n'est pas la même dans toute l'épaisseur.

Cela soulève un point important, celui de la modélisation et de la simulation du ferroélectrique. Les logiciels commerciaux comme HFSS ne sont pas forcément efficaces pour la simulation de circuits avec des grands contrastes de dimensions, comme les couches minces. Les temps de simulations deviennent très grands et les résultats ne sont pas forcément fiables. Ils sont donc à prendre avec précaution.

Cellules de réseaux réflecteurs et antennes réseaux reconfigurables

Pour les réseaux d'antennes, ou pour les réseaux réflecteurs, l'utilisation de composants reconfigurables a pour but de modifier le diagramme de rayonnement. Cette modification de diagramme consiste par exemple à changer la direction du lobe principal. En gardant l'antenne fixe, cela permet d'illuminer plusieurs zones, de faire du balayage dans le cas d'un radar ou de focaliser le rayonnement vers une zone précise.

Dans [102], un réseau d'antenne avec des déphaseurs ferroélectriques est présenté. La phase de chaque antenne est contrôlée afin de modifier la direction du lobe principal. Dans cet article, chaque élément est conçu indépendamment et le ferroélectrique n'est pas inséré dans l'antenne, mais dans le circuit d'alimentation. La topologie d'alimentation est une topologie parallèle. Le signal est divisé en quatre afin d'alimenter chacun des déphaseurs qui sont reliés aux antennes (Fig. 1.36a). Les déphaseurs utilisés ont des performances assez faibles en comparaison des autres topologies qui ont été présentées plus haut. Leurs pertes d'insertion sont de 5 dB à 10 dB, pour un déphasage maximum de 180°. Cela donne un facteur de mérite de 18°/dB, ce qui est bien moins que les déphaseurs présentés dans le paragraphe 1.4.2.1. Le lobe principal de l'antenne peut être dépointé de 15°.

L'approche présentée dans [103] est légèrement différente, elle consiste à utiliser une seule ligne de transmission qui, en fonction de sa largeur et de la présence de masse autour, agit soit comme un déphaseur, soit comme une antenne. Cette topologie d'alimentation en série permet de s'affranchir de diviseur de puissance et utilise des déphaseurs moins longs. L'alimentation de l'antenne $N + 1$ correspond à celle de l'antenne N mais avec un déphasage supplémentaire (Fig. 1.36b). Cela permet d'utiliser des déphaseurs qui individuellement ont une plage de phase plus faible, les lignes en jeu sont donc moins longues et apportent moins de pertes pour les antennes qui ont un faible déphasage.

L'élément de base dans un réseau réflecteur est la cellule. Dans [60, 104], la cellule présentée est un patch coupé en deux, déposé sur un film ferroélectrique (Fig. 1.37). En appliquant un champ entre les deux parties du patch, il est possible de faire varier la capacité entre les deux conducteurs. Cette variation permet de modifier la fréquence de résonance du patch. En modifiant cette fréquence de résonance, la phase du coefficient de

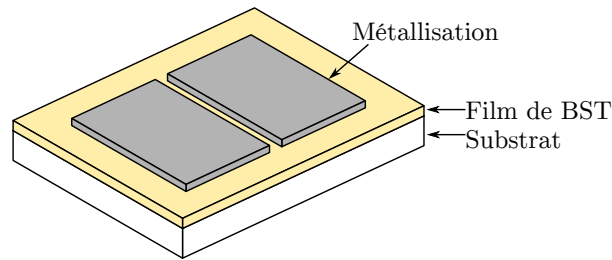


FIGURE 1.37 – Cellule pour une application réseau réflecteur utilisant un patch coupé en deux déposé sur un film ferroélectrique [60, 104].

réflexion par le patch à la fréquence d’utilisation est modifiée. Pour Sazegar [60], le gamme de phase est de 250° et les pertes de 18 dB au maximum. Pour Shen [104], les pertes sont plus faibles (12 dB) mais la gamme de phase accessible aussi (80°). Cela traduit bien le compromis qui doit être trouvé entre une large gamme de phase accessible et des faibles pertes.

Dans les deux cas, le circuit de polarisation n’a pas été optimisé en simulation et il a été ajouté en pratique. La principale conséquence est que l’ajout des lignes de polarisation entraîne une forte augmentation des pertes de la cellule (6 à 7 dB). De plus, l’ajout de ces lignes décale la fréquence de fonctionnement de la cellule. Pour les cellules de réseaux qui ont été développées au cours cette thèse, une attention particulière a été prise pour la conception du circuit de polarisation. En effet, il a une influence non négligeable sur le fonctionnement de la cellule et sur ces performances.

1.4.2.3 Conclusion

La caractérisation diélectrique est un point essentiel pour l’utilisation et l’optimisation du matériau. Les mesures hyperfréquences peuvent se faire par différentes méthodes, propagatives, par résonance ou directes. Chacune de ces méthodes a ses avantages et inconvénients. Les mesures par résonance ne seront pas utilisées car elles sont intrinsèquement faibles bandes. Les techniques propagatives ne seront pas mises en œuvre non plus car, pour avoir des précisions acceptables, elles entraînent des difficultés technologiques lors de la réalisations. La voie privilégiée à l’IETR est celle des mesures directes d’éléments localisés.

Dans la dernière partie du chapitre, différents circuits et antennes reconfigurables ont été présentés. L’approche commune consiste à insérer une capacité ferroélectrique variable pour accorder le dispositif. Cette capacité se situe en général au même endroit que pour un dispositif utilisant une diode varicap ou des MEMS. Le choix de la topologie est néanmoins important pour utiliser au maximum l’accordabilité du matériau. Cela veut dire que certaines topologies sont beaucoup plus efficaces que d’autres en termes de facteurs de mérite ou d’encombrement, notamment dans le cadre des déphaseurs. Pour l’application étudiée dans le cadre de la thèse, il est question d’une ligne fente dont la longueur électrique doit être modifiée. Une topologie analogue aux déphaseurs avec chargement localisé pourra être envisagée plutôt que de chercher à modifier la permittivité sur toute la longueur.

Le problème de simulation du ferroélectrique a aussi été évoqué, la simulation complète et rigoureuse des équations de Maxwell peut s’avérer longue et coûteuse en termes de ressources informatiques sans pour autant donner des résultats corrects. L’utilisation de circuits équivalents et de modèles mathématiques permettent d’approcher de manière

suffisante et ainsi réduire les difficultés de simulation des dispositifs comprenant des matériaux ferroélectriques.

1.5 Conclusion sur le chapitre

Dans la première partie, le principe de fonctionnement d'un réseau réflecteur ainsi que les différentes topologies de cellules unitaires ont été présentés. Les réseaux réflecteurs réunissent en théorie les avantages des deux types d'antenne donc ils dérivent, les antennes réseaux et les antennes à réflecteur. Pour notre étude, la topologie triple-fente proposée par Makdissy [20] a été choisie pour la cellule unitaire. Ses performances semblent prometteuses mais aucune validation avec des composants accordables n'a été effectuée auparavant. L'avantage de cette topologie est de pouvoir contrôler la phase avec une seule capacité variable, qui dans notre cas sera réalisée avec un matériau ferroélectrique.

Dans la seconde partie, les matériaux ferroélectriques ont été abordés ainsi que leurs propriétés diélectriques. Ces matériaux ont comme principale caractéristique de garder une polarisation spontanée même en l'absence de champ extérieur lorsque qu'ils se trouvent en dessous de la température de Curie. Grâce à leur permittivité modifiable sous l'application d'un champ électrique, ils peuvent être utilisés pour réaliser des condensateurs variables. Les différentes méthodes d'élaboration et l'influence de la structure cristalline ont été évoquées. Les différentes contributions dans la permittivité ont été présentées dans ce chapitre. Dans notre cas, la méthode d'élaboration par voie chimique a été choisie car elle permet d'avoir une bonne homogénéité des couches déposées et qu'elle est peu coûteuse à utiliser.

Dans la dernière partie, les différentes topologies de caractérisation des matériaux ferroélectriques en couches minces en hautes fréquences ont été présentées ainsi que les dispositifs micro-ondes incluant des matériaux ferroélectriques dans l'état de l'art. Des condensateurs en topologie MIM et coplanaires vont être utilisés au cours de cette thèse pour la mesure des propriétés diélectriques.

L'étude basses fréquences des couches minces ferroélectriques synthétisées lors de cette thèse sera présenté dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Étude basses fréquences de couches minces ferroélectriques de BST

Sommaire

2.1	Introduction	51
2.2	Élaboration du matériau	52
2.2.1	Rôle du dopage	52
2.2.2	Élaboration des échantillons	53
2.3	Étude des propriétés diélectriques	54
2.3.1	Présentation de la structure utilisée	55
2.3.2	Cycle d'hystérésis $P(E)$	56
2.3.3	Cycles $\varepsilon'_r(E)$ et $\tan \delta(E)$	56
2.3.4	Évolution des propriétés diélectriques en fréquence	58
2.3.5	Conclusion	59
2.4	Contributions des parois à la permittivité	59
2.4.1	Principe de la mesure	60
2.4.2	Effet en fréquence	60
2.4.3	Participation à l'accordabilité et au facteur de mérite	68
2.4.4	Conclusion sur l'étude des différentes contributions	77
2.5	Conclusion sur le chapitre	78

2.1 Introduction

Actuellement, de plus en plus de dispositifs hyperfréquences intègrent des composants actifs à base de matériaux fonctionnels, notamment les ferroélectriques. Pour ces applications, le matériau doit avoir une forte accordabilité, mais également des pertes diélectriques les plus faibles possibles ($\tan \delta < 10^{-2}$). C'est pour ces raisons que le titanate de baryum et de strontium (BST) est étudié car il dispose d'une accordabilité importante et des pertes modérées. De plus, son faible champ coercitif permet de réduire l'effet d'hystérésis et donc la complexité du circuit de commande. Le BST dispose en plus d'une température de Curie ajustable par le rapport Ba/Sr. Cela permet de choisir dans quelle phase, ferroélectrique ou paraélectrique, le matériau se trouve à une température donnée [105, 106]. Dans notre cas, la composition $\text{Ba}_{0,80}\text{Sr}_{0,20}\text{TiO}_3$ (BST 80/20) a été choisie car elle permet de placer la transition ferroélectrique/paraélectrique proche de la température ambiante conduisant ainsi à une forte accordabilité [106].

Les propriétés diélectriques des matériaux sont fortement dépendantes de la qualité du matériau et plus précisément de la quantité de défauts. Dans les ferroélectriques, les principaux défauts sont les lacunes d'oxygène qui participent de manière importante aux pertes par conduction en relâchant des électrons libres et en laissant des liaisons pendantes dans la structure [64, 65]. Le dopage par un accepteur d'électrons permet de compenser ces lacunes d'oxygène.

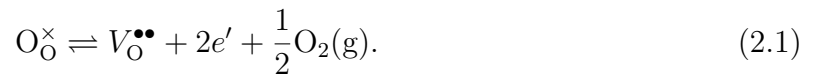
Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'optimisation des propriétés des couches minces déposées par dopage au manganèse. L'étude consiste à chercher le taux de dopant dans la solution précurseur de BST ce qui permet de réduire les pertes tout en conservant une accordabilité importante. Cette approche peut suffire d'un point de vue applicatif car elle permet de savoir quel taux de dopant est le plus favorable pour obtenir un bon matériau, mais elle ne permet pas de comprendre comment le dopage agit. Pour cette raison, l'étude des différentes contributions à la permittivité est faite à l'aide de la loi hyperbolique. Cela est utile pour dissocier les deux contributions des mouvements de parois de domaines (vibrations et sauts) de celle de la maille ferroélectrique. Cette décomposition permet également de mettre en avant la diffusion de porteurs chargés dans la maille cristallographique, qui est principalement responsable des pertes basses fréquences. Des pertes à basses fréquences signifient qu'un courant de fuite est présent dans le matériau lors de l'application du champ de polarisation et qu'il peut se détériorer.

2.2 Élaboration du matériau

Dans cette section, le fonctionnement du dopage ainsi que le protocole d'élaboration du matériau sont présentées. Les diagrammes de diffraction aux rayons X et une photo au microscope électronique à balayage (MEB) sont également donnés.

2.2.1 Rôle du dopage

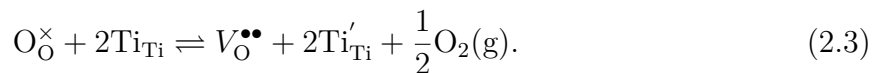
Les lacunes d'oxygène correspondent à des défauts de stœchiométrie dans la maille pérovskite (Fig. 2.1). La création de ces lacunes d'oxygène correspond à une réduction du BST qui se fait par la réaction suivante (en utilisant la notion de Kröger-Vink [107]) :



Cette réduction peut se produire lors de l'élaboration du matériau, par exemple lorsque le recuit est effectué sous air ou sous faible pression partielle d'oxygène. Cette réduction du BST se produit également lorsque le substrat s'oxyde fortement [2, 108]. La formation des lacunes est probablement facilitée par la conversion du Ti^{4+} en Ti^{3+} [109] :



Les lacunes se forment donc par la réaction suivante :



Les électrons étant très délocalisés de l'ion titane, de la conduction peut se produire : [110, 111]



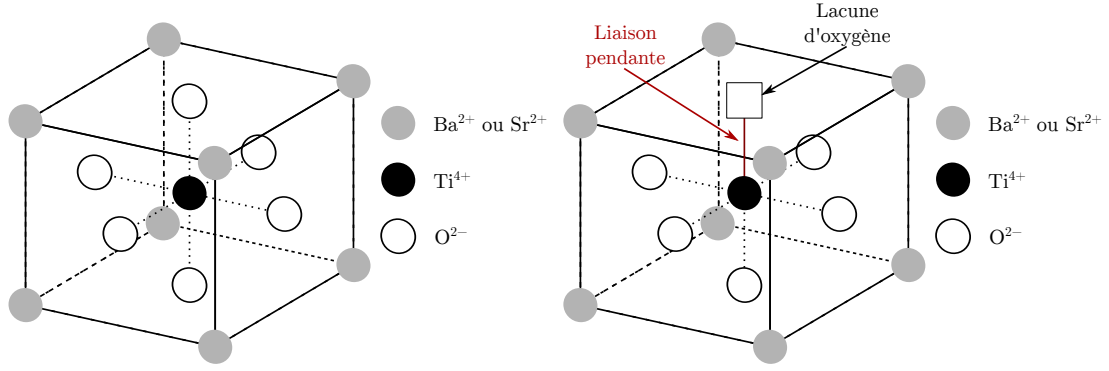


FIGURE 2.1 – Maille cristallographique de BaSrTiO₃ complète (a) et avec une lacune d'oxygène (b).

Cette conduction augmente les pertes diélectriques et le courant de fuite du matériau. Les lacunes peuvent aussi migrer dans le matériau et ainsi participer à la conduction :

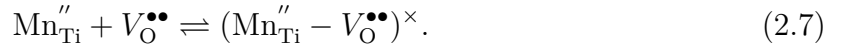


L'utilisation d'un substrat qui ne s'oxyde pas, comme l'alumine, permet de réduire la formation de lacunes dans la couche mince mais lorsque le recuit est effectué sous air, elles se forment malgré tout.

Il est possible de compenser ces lacunes et réduire les pertes associées en effectuant un dopage du matériau par substitution d'un ion de la maille par un autre ion avec une valence différente. Dans le cas des lacunes d'oxygène, un accepteur d'électron peut être utilisé comme le chrome Cr²⁺ [67, 68], le manganèse Mn²⁺ [69, 70], le fer Fe²⁺ [71] ou le bismuth Bi³⁺ [72]. Dans notre cas, c'est le manganèse qui se substitue au titane. Le manganèse peut avoir différents degrés d'oxydation, il peut être 4+, comme le titane, ou encore 3+ ou 2+. Dans le cas du Mn²⁺ on a :



L'ajout de manganèse permet donc de capter les électrons libres en formant un dipôle avec les lacunes d'oxygène :



Il n'y a donc plus de charge libre dans la maille cristallographique grâce à l'ajout de manganèse dans le matériau. Le taux optimum de manganèse dépend bien entendu de la densité initiale de lacune d'oxygène dans le matériau.

2.2.2 Élaboration des échantillons

Le protocole d'élaboration est présenté Fig. 2.2 et est le même que celui développé dans [2]. Les poudres d'acétates de baryum et de strontium (site A) sont mélangées (dans les bonnes proportions pour avoir la stoechiométrie voulue) avec l'acétate de manganèse (dopant, site B) puis dissoutes sous agitation dans de l'acide acétique à une température de 100°C. Après refroidissement, le n-propoxyde de titane est ajouté pour former le site B de la maille perovskite. Le dopage se faisant par substitution, la quantité de titane est ajustée en fonction du taux de manganèse afin de garder la stoechiométrie de la maille. L'éthylène glycol est ensuite ajouté afin de maintenir une bonne mobilité des ions [112].

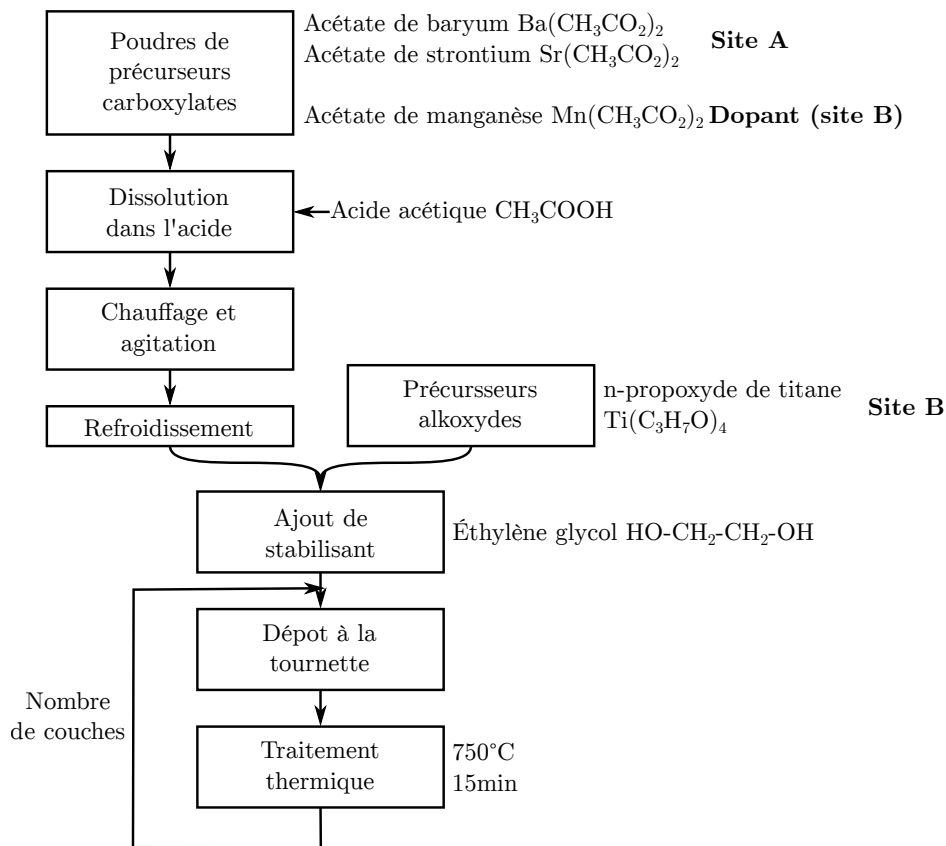


FIGURE 2.2 – Protocole d’élaboration des couches minces par voie chimique utilisé à l’IETR.

La solution est déposée par centrifugation (aussi appelé *spin-coating*) sur des substrats d’alumine préalablement platinée par pulvérisation, puis la cristallisation dans la phase pérovskite à 750°C pendant 15 minutes est effectuée. L’utilisation d’un recuit sans séchage permet de garder une bonne mobilité des ions et permet d’augmenter la taille de grain [113] ce qui est supposé augmenter la permittivité du matériau [56,114]. Le dépôt de 14 couches permet d’obtenir une épaisseur totale de 850 nm typiquement.

Des films de BST ont été réalisés avec un taux de manganèse allant jusqu’à 1,5 %, par pas de 0,5 %. Les diagrammes de diffraction aux rayons X sont présentés Fig. 2.3a. L’ajout de dopant ne génère pas de phase parasite. Le matériau étant déposé sur un substrat polycristallin, les films n’ont pas d’orientation préférentielle. Un exemple de coupe transversale est présenté Fig. 2.3b. On peut remarquer que le matériau est dense et sans porosité et qu’il est formé de grain sphérique d’environ 60 nm, ce qui correspond à l’épaisseur d’une couche. De plus, on distingue chacune des couches déposées. Le dopage au manganèse n’influence pas la texture des couches.

2.3 Étude des propriétés diélectriques

Cette section détaille les caractérisations diélectriques qui ont été effectuées sur les matériaux avec différents taux de dopant. Les cycles $P(E)$ (polarisation P en fonction du champ appliqué E) servent à vérifier le caractère ferroélectrique des films. Les cycles

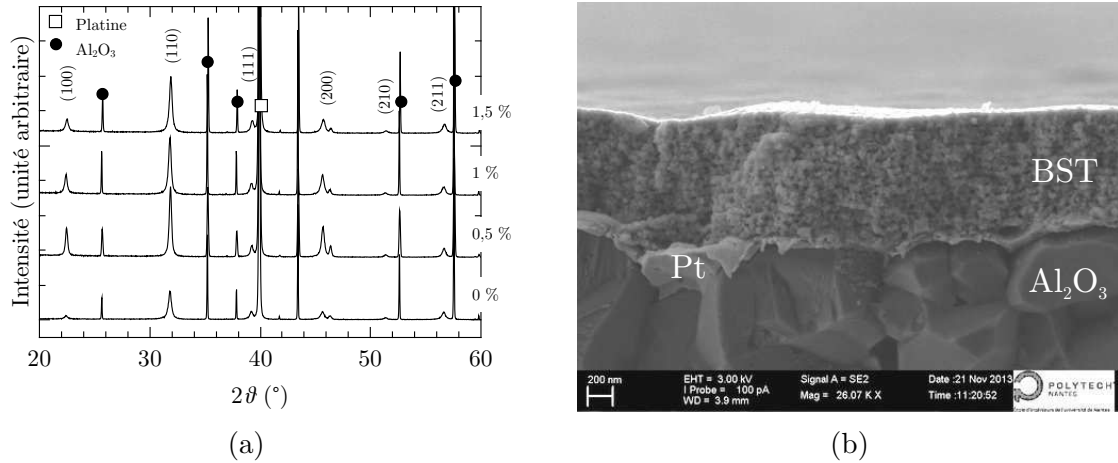


FIGURE 2.3 – Diagrammes de diffraction aux rayons X pour différents taux de dopant des couches minces de BST (a) et exemple de coupe transversale obtenue au MEB (b).

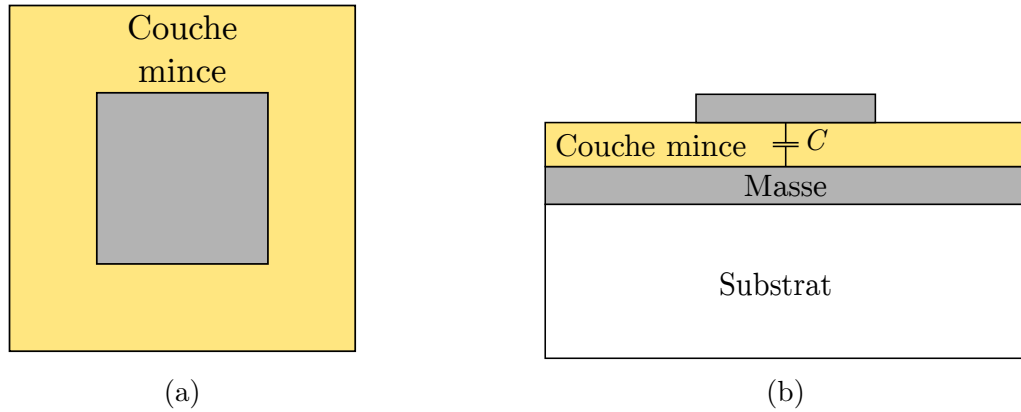


FIGURE 2.4 – Vue du dessus (a) et de côté (b) de la structure utilisée pour la caractérisation diélectrique de couche mince.

$\varepsilon'_r(E)$ (permittivité relative ε'_r en fonction du champ DC appliqué E) permettent de connaître l'accordabilité ainsi que les pertes diélectriques du matériau et de calculer le facteur de mérite. De plus, l'application d'un champ DC permet de voir si le matériau supporte d'être polarisé. La mesure de la permittivité en fonction de la fréquence donne des connaissances sur la stabilité des propriétés du matériau en fréquence et permet de voir si des phénomènes de diffusion de porteurs chargés sont présents.

2.3.1 Présentation de la structure utilisée

La structure utilisée pour la caractérisation en fonction de la fréquence est présentée Fig. 2.4. Elle consiste en un condensateur MIM (Métal Isolant Métal). Les métallisations supérieure et inférieure ont été faites par pulvérisation de platine (200 nm d'épaisseur). Pour réaliser le motif de l'électrode supérieure ($0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$), un masque métallique a été utilisé. Bien que le platine ne soit pas un excellent conducteur électrique, il est utilisé pour l'électrode inférieure car il s'agit du seul métal compatible avec le dépôt de BST (solution acide et traitement thermique à 750°C). Il est utilisé pour l'électrode supérieure afin d'avoir le même métal pour les deux électrodes et ainsi, le même travail de sortie.

La mesure de la capacité est faite à l'aide d'un impédancemètre *Agilent 4292A* et la permittivité est calculée en prenant la formule du condensateur plan.

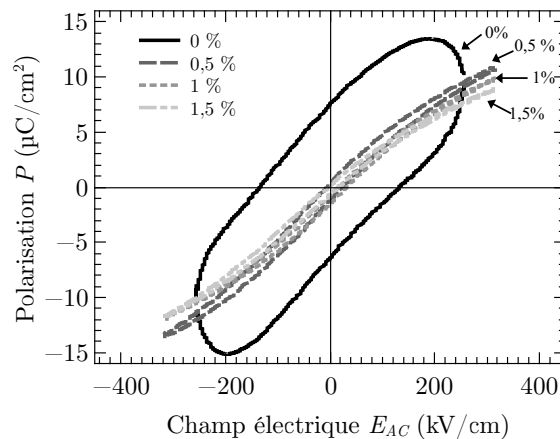


FIGURE 2.5 – Polarisation en fonction du champ appliqué pour les différents taux de dopant, à 50 Hz et à température ambiante.

2.3.2 Cycle d'hystérésis $P(E)$

Pour vérifier l'influence du manganèse sur les propriétés diélectriques, les cycles $P(E)$ ont été mesurés à la fréquence de 50 Hz à température ambiante (Fig. 2.5). Le film non-dopé a un cycle très ouvert et la saturation du matériau à fort champ n'est pas visible, ce qui est révélateur de pertes diélectriques importantes aux basses fréquences. On peut voir aussi que les films dopés avec 1 % et 1,5 % sont légèrement plus fermés que celui dopé avec 0,5 %, ce qui indique des pertes plus faibles à basse fréquence pour les deux taux les plus élevés. Des pertes à basse fréquence sont problématiques car elles indiquent que le matériau risque de ne pas supporter l'application d'une tension, nécessaire pour avoir l'accordabilité. Cela sera vérifié par la suite dans l'étude en fonction de la fréquence mais il semble que les deux échantillons avec un taux de 1 % et 1,5 % supporteront mieux l'application d'une tension de polarisation. Les films dopés ont un champ coercitif et une polarisation rémanente faible. Cela est classique pour le matériau étudié (BST 80/20) qui est un ferroélectrique doux (facile à polariser/dépolariser).

L'effet du dopage au manganèse est clairement visible car un faible taux est suffisant pour réduire de manière importante les pertes diélectriques à basses fréquences. Pour les films contenant du manganèse, la polarisation à saturation est de l'ordre de 10 µC/cm² et le champ coercitif de 10 kV/cm ce qui est proche de ce qui est rapporté dans la littérature [48, 115]. On peut cependant noter que la polarisation à saturation diminue légèrement avec le taux de dopant, ce qui indique une permittivité légèrement plus faible. Cela peut être dû au manganèse qui se substitue au titane et ainsi certaines mailles perdent leur caractère ferroélectrique et donc leur forte polarisabilité.

2.3.3 Cycles $\varepsilon'_r(E)$ et $\tan \delta(E)$

Les propriétés diélectriques à 100 kHz en fonction du champ DC appliqué sont données Fig. 2.6. La mesure a été réalisée à température ambiante et sous un champ E_{AC} de 12 kV/cm. Le champ coercitif étant faible pour le BST, les cycles $\varepsilon_r(E)$ et $\tan \delta(E)$ sont très peu prononcés. L'ajout de manganèse réduit la permittivité relative du matériau ce qui est cohérent avec la baisse de polarisation mesurée dans la partie précédente.

Les pertes sont fortement affectées par le dopage. L'ajout d'une faible quantité permet de les réduire jusqu'au taux optimal de 1 % et au-delà de ce dernier, les pertes augmentent à nouveau. Pour le matériau non dopé et celui avec un taux de dopant de 0,5 %, les

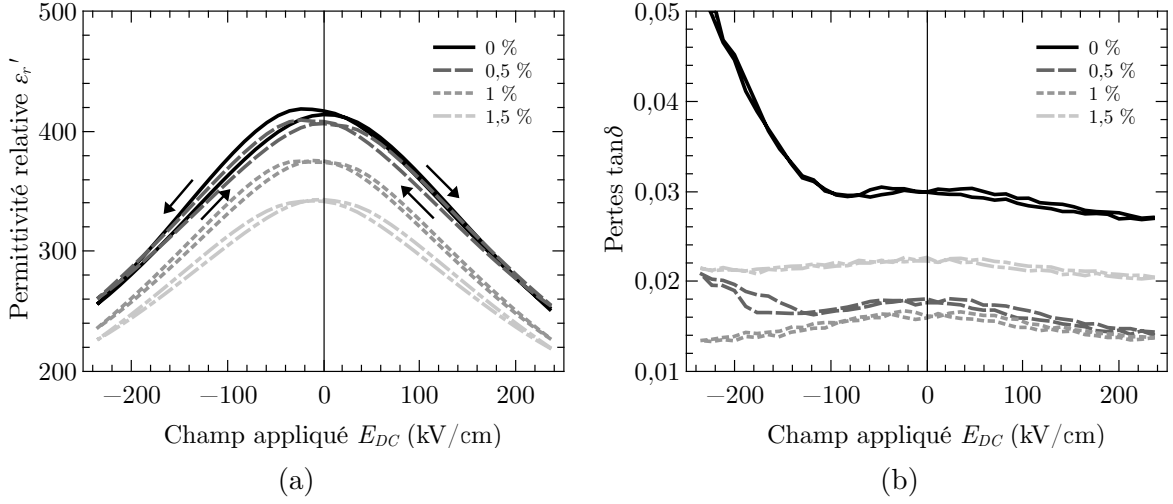


FIGURE 2.6 – Permittivité relative (a) et pertes (b) en fonction du champ appliqué à 100 kHz pour les différents taux de dopant.

perles augmentent lorsque le champ de polarisation est à sa valeur la plus négative. Cela confirme ce qui a été remarqué sur les cycles $P(E)$, c'est-à-dire la présence de pertes en basses fréquences moins importantes pour les taux de dopant de 1 % et de 1,5 %, ces deux échantillons supportant beaucoup mieux l'application d'une tension de polarisation.

Lors de l'élaboration des couches minces, les lacunes d'oxygène se forment probablement en bas de chacune des couches. Si l'on se place dans le cas d'un matériau sans dopage ou avec un dopage trop faible, les lacunes ne sont pas compensées et elles se comportent comme des défauts chargés positivement. Lors de l'application d'une tension négative sur l'électrode supérieure, elles auront tendance à migrer vers le haut de la couche et ainsi à participer à la diffusion, entraînant des pertes importantes. Lors de l'application d'une tension positive, les lacunes d'oxygène ne peuvent pas migrer car elles sont bloquées et ne participent pas à la diffusion. Cela permet d'expliquer la différence de comportement entre les deux tensions et montre que le dopage n'est pas suffisant pour compenser les lacunes d'oxygène. Bien entendu, d'autres phénomènes peuvent participer à la conduction dans le matériau tel que de la diffusion d'électrons provenant des liaisons pendantes créées par les lacunes [66]. Lorsque le taux de dopant est suffisant, cette asymétrie n'est plus présente. La diffusion brise la symétrie du cycle également sur la permittivité comme on peut le voir sur la branche négative du cycle du matériau non dopé. Cela s'explique par la conductivité complexe de la diffusion. Le dopage permet de re-symétriser le cycle en compensant ces défauts. Cet effet des lacunes d'oxygène sur la symétrie des propriétés a également été observé dans la littérature [116, 117].

Les valeurs d'accordabilité sous 230 kV/cm (cela correspond à 20 V sur les couches de 850 nm) et de pertes à 100 kHz en fonction du taux de dopant sont données Fig. 2.7a. Malgré les incertitudes de mesure, on peut noter que globalement l'ajout de dopant diminue légèrement l'accordabilité de la couche mince. Cela s'explique par le fait que les mailles contenant du manganèse ne sont pas ferroélectriques, elles ne contribuent donc pas à l'accordabilité.

Le FoM est donné en fonction du taux de dopant Fig. 2.7b. Le taux de dopant de 1 % donne le FoM le plus important car ce film a le moins de pertes diélectriques pour une accordabilité similaire aux autres (Fig. 2.7a).

Le taux de dopant de 1 % semble être le meilleur compromis en termes de forte accordabilité et faibles pertes. Pour des taux plus faibles, l'application d'un champ DC entraîne

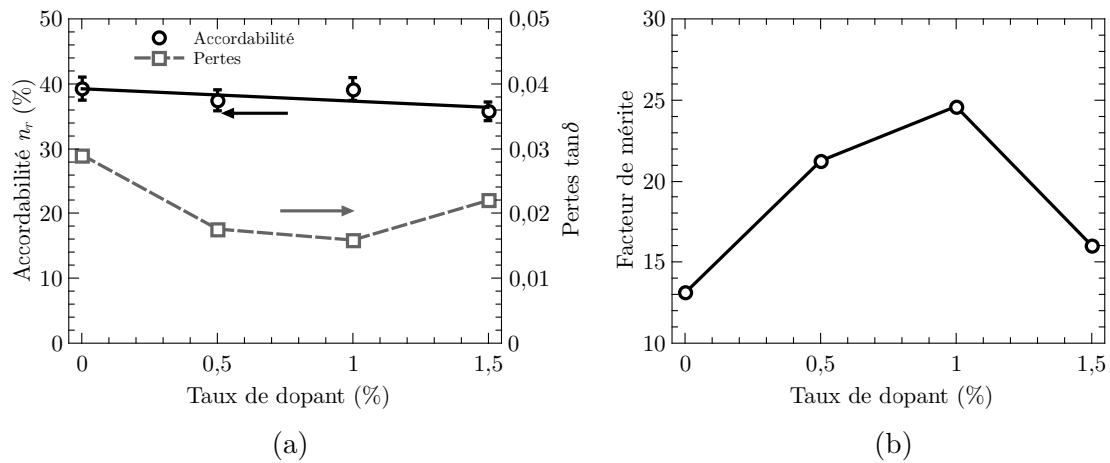


FIGURE 2.7 – Accordabilité, pertes (a) et facteur de mérite (b) à 100 kHz en fonction du taux de dopant.

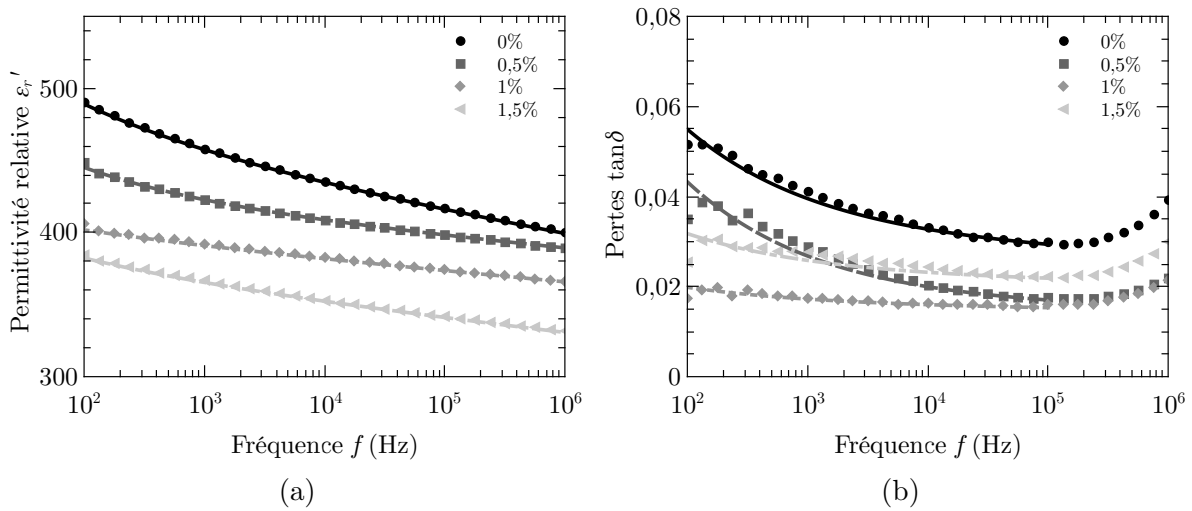


FIGURE 2.8 – Permittivité relative (a) et pertes (b) en fonction de la fréquence pour les différents taux de dopant. L'augmentation importante des pertes à partir de 100 kHz est artificielle et vient de la résonance de l'analyseur d'impédance, pas du matériau.

l'augmentation des pertes ce qui indique que le matériau se détériore et donc qu'il aura une durée de vie bien plus faible. L'étude du matériau en fonction de la fréquence permet de savoir si ces propriétés sont stables pour les taux de dopant et de mettre en avant la diffusion à basses fréquences.

2.3.4 Évolution des propriétés diélectriques en fréquence

La Fig. 2.8a donne la permittivité en fonction de la fréquence pour les différents taux de dopant. La mesure a été faite à température ambiante et sous un champ E_{AC} de 12 kV/cm. On note la même évolution de la permittivité en fonction du taux de dopant que dans la section précédente : c'est-à-dire une diminution de la permittivité lorsque le taux de dopant augmente. Le dopage modifie également la dépendance en fréquence avec une dépendance la plus faible pour un taux de dopant de 1 %. Une faible dépendance est intéressante car le matériau va conserver ses propriétés d'accordabilité même dans la gamme de fréquence utilisée pour l'application.

Les pertes diélectriques sont données Fig. 2.8b. On peut noter qu'un faible taux de dopant permet de réduire de manière importante les pertes à hautes fréquences (0,5 %) mais qu'un taux un peu plus important est nécessaire pour réduire les pertes basses fréquences (1 %). La forte remontée des pertes à basses fréquences correspond à une forte diffusion de porteurs chargés, tel que des lacunes d'oxygène [66, 118], pour les échantillons non dopé ou avec un taux trop faible. Des pertes faibles à basses fréquences et une pente faible, impliquant une faible diffusion de porteurs chargés, sont nécessaires car le matériau tiendra mieux la tension de polarisation (comme cela a été observé sur les cycles $\tan \delta(E)$, Fig. 2.6). Le taux de dopant de 1 % semble donc le plus favorable car ses pertes restent faibles à basses et hautes fréquences.

2.3.5 Conclusion

Les différentes mesures en fonction de la fréquence et du champ appliqué permettent de conclure que l'ajout de 1 % de manganèse dans la solution précurseur de BST permet de compenser les lacunes d'oxygène présentes dans le matériau. Pour ce taux, les pertes basses fréquences sont les plus faibles ce qui indique que la conduction par diffusion est faible, indispensable pour obtenir l'accordabilité de la permittivité. La diffusion de porteurs chargés observée sur les échantillons où le taux de dopant n'est pas assez important, se traduit par l'augmentation des pertes diélectriques lors de l'application d'un champ DC et par des cycles $P(E)$ ouverts.

Le taux de 1 % de manganèse permet en plus d'obtenir des pertes faibles à hautes fréquences tout en conservant une accordabilité importante, ce qui donne un facteur de mérite le plus important. Ce dernier reflète les performances du matériau et conditionne celles du dispositif finalement. Pour ce taux, la dépendance en fréquence de la permittivité est la plus faible, ce qui suggère que les bonnes propriétés sont conservées à hautes fréquences. Les caractérisations en hautes fréquences et en fonction de la température sont présentées dans le chapitre 3 (page 79).

Cette étude est suffisante d'un point de vue applicatif puisque le taux optimum de manganèse a été déterminé. Cependant, pour la compréhension des phénomènes présents dans le matériau, il est nécessaire de déterminer les différentes contributions à la permittivité afin de comprendre comment le dopage les influence.

2.4 Contributions des parois à la permittivité

Dans la section précédente, nous avons vu que le dopage au manganèse permet de diminuer fortement les pertes globales du matériau. Pour comprendre comment le manganèse agit sur la permittivité, il faut étudier séparément ses différentes contributions. L'utilisation de la loi hyperbolique permet de distinguer ces différentes contributions. Dans cette section, l'influence du manganèse sur la diffusion dans la maille et sur les mouvements de parois de domaines est étudiée. Le poids de la contribution des parois de domaines dans la permittivité totale, l'accordabilité et les pertes est également discuté. Les différentes contributions à la permittivité vont être analysées en fonction de la fréquence et du champ DC appliqué afin de comprendre comment elles agissent et de connaître les phénomènes physiques sous-jacents.

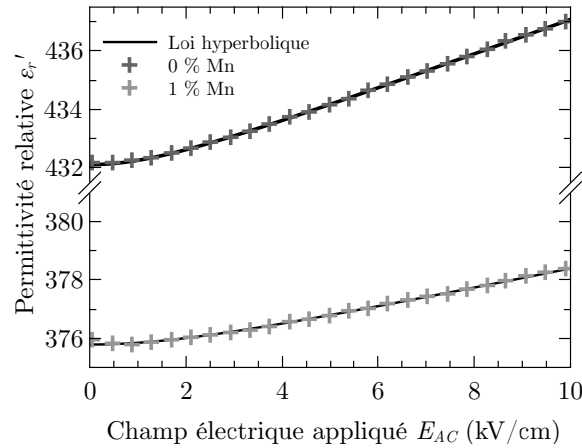


FIGURE 2.9 – Exemple de loi hyperbolique obtenue à partir de données expérimentales à 100 kHz pour deux taux de dopant.

2.4.1 Principe de la mesure

Pour rappel, dans les matériaux ferroélectriques, qui sont des matériaux non linéaires, la permittivité dépend du champ AC appliqué même si celui-ci n'entraîne pas de basculement global de polarisation. Cela provient des contributions des parois de domaines : la vibration des parois et le saut des parois.

La Fig. 2.9 présente deux exemples de permittivité en fonction du champ AC appliqué. On peut noter que le taux de dopant agit sur la contribution du saut de parois de domaine car l'augmentation de la permittivité avec le champ AC est plus faible. Pour déterminer les différentes contributions à la permittivité et aux pertes diélectriques, la permittivité complexe a été mesurée en fonction du champ AC, pour différentes fréquences, tension de polarisation et température, puis traitée à l'aide de la loi hyperbolique¹ [76]. Dans un premier temps, les différentes contributions vont être étudiées en fonction de la fréquence. Dans un second temps, les contributions vont être étudiées en fonction du champ appliqué et enfin, la troisième section donnera les évolutions avec la température.

2.4.2 Effet en fréquence

Dans un premier temps, l'étude en fréquence de la contribution de la maille est décrite et analysée. Elle permet de voir la présence de diffusion et de relaxation de la maille et ainsi de comprendre l'effet du dopant sur ces dernières. Dans un second temps, les deux contributions dues aux mouvements des parois de domaines sont présentées et analysées. Cela permet de voir l'effet du dopant et de la fréquence sur les mouvements des parois.

2.4.2.1 Étude des contributions de la maille

La plus grande contribution à la permittivité provient de la maille ϵ_{rl} (Fig. 2.10). Son évolution en fonction de la fréquence est très proche de celle de la permittivité totale (Fig. 2.8). Étant donné qu'il n'y pas de relaxation dans la bande étudiée, la décroissance en fréquence peut être modélisée de la façon suivante [119] :

$$\epsilon_{rl} = \epsilon_{hf}\omega^{s_{hf}} + \epsilon_{bf}\omega^{s_{bf}}, \quad (2.8)$$

1. Ajustement par minimisation de l'erreur quadratique.

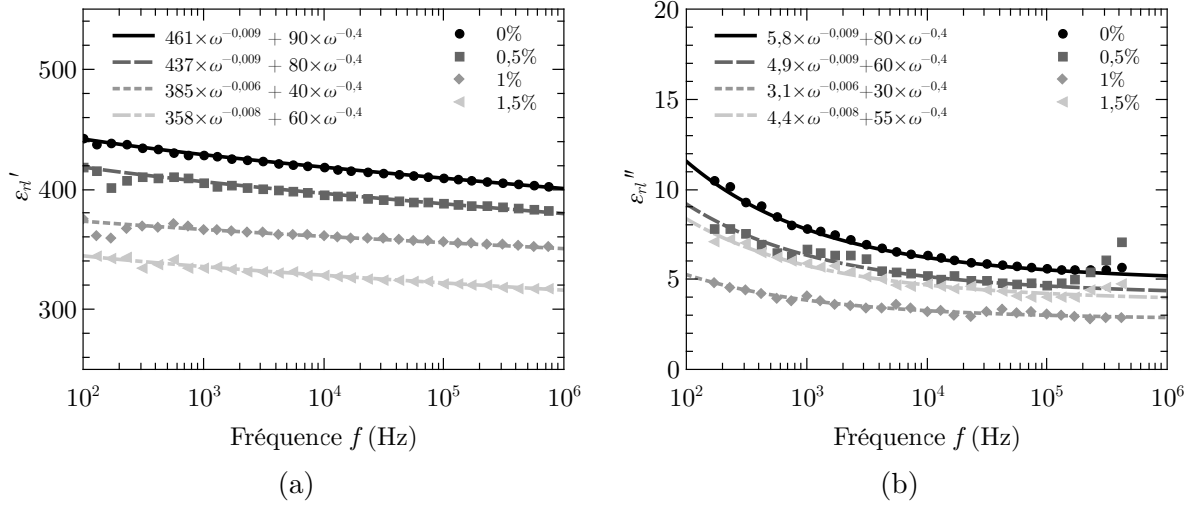


FIGURE 2.10 – Parties réelle (a) et imaginaire (b) de la contribution de la maille ε_{rl} pour les différents taux de dopant. L'augmentation à hautes fréquences sur la partie imaginaire est artificielle et est due à une résonance de l'analyseur d'impédance.

avec $\varepsilon_{hf}\omega^{s_{hf}}$ et $\varepsilon_{bf}\omega^{s_{bf}}$ représentant respectivement la relaxation hautes fréquences de la maille et la diffusion à basses fréquences. L'ajustement des données par la méthode des moindres carrés est présenté Fig. 2.10 et les coefficients sont reportés dans la Table 2.1. D'après les relations de Kramer-Kronig², les exposants de chacune des deux contributions sont les mêmes pour la partie réelle et pour la partie imaginaire de la permittivité, seules les pondérations changent.

L'exposant s_{hf} représentant la décroissance de la permittivité à hautes fréquences est minimum pour le taux de dopant de 1 %. Cela signifie que le film avec ce taux de dopant est plus stable en fréquence que les autres. Au contraire, s_{bf} , l'exposant représentant la diffusion à basses fréquences, est identique pour tous les taux de dopant ce qui indique que le même phénomène de conduction est présent. Dans notre cas, il s'agit probablement de la migration de lacunes d'oxygène [66, 118]. En effet, Morozov [118] a établi que dans le cas d'un ferroélectrique dopé avec un accepteur d'électron (manganèse dans notre cas), la conduction est due à la migration des lacunes d'oxygène, ce qui est confirmé aussi par les études de Levasseur sur du BST dopé au manganèse [66]. Pour confirmer cela dans le cas de notre matériau, des mesures à plus basses fréquences et en température comme dans [118] sont nécessaires. Pour la diffusion, Jonscher [120] a établi que l'exposant s_{bf} ne dépend pas de la concentration des porteurs et que sa valeur vaut $-0,5$. La valeur obtenue ici est $-0,4$ mais la différence est probablement due à la nature polycristalline du matériau (changement d'orientation cristallographique d'un grain à l'autre) qui n'est pas la même que le cas idéal considéré par Jonscher. Le préfacteur ε_{bf} est bien une fonction de la densité de porteur.

Pour étudier l'évolution du facteur de dissipation des composantes basses et hautes fréquences de la contribution de la maille, $\tan \delta_{hf} = \varepsilon''_{hf}/\varepsilon'_{hf}$ et $\tan \delta_{bf} = \varepsilon''_{bf}/\varepsilon'_{bf}$ ont été calculés et reportés Tableau 2.1. Lorsque le taux de dopant augmente, les pertes hautes fréquences ($\tan \delta_{hf}$) décroissent car l'introduction de manganèse dans la structure cristalline permet de compenser les lacunes d'oxygène présentes. Le fait que les pertes basses peut également être dû à la diminution du nombre de mailles ferroélectriques, qui

2. Invariance d'une loi puissance par les relations de Kramer-Kronig.

Taux de dopant	Relaxation haute fréquence				Diffusion basse fréquence			
	s_{hf}	ε'_{hf}	ε''_{hf}	$\tan \delta_{hf}$	s_{bf}	ε'_{bf}	ε''_{bf}	$\tan \delta_{bf}$
0%	-0,009	461	5,8	0,0125	-0,4	90	80	0,89
0,5%	-0,009	437	4,9	0,0112	-0,4	80	60	0,75
1%	-0,006	385	3,1	0,0081	-0,4	40	30	0,75
1,5%	-0,008	358	4,4	0,0123	-0,4	60	55	0,917

TABLEAU 2.1 – Exposants, pondérations et facteurs de dissipation pour les différentes composantes de la contribution de la maille pour les différents taux de dopant.

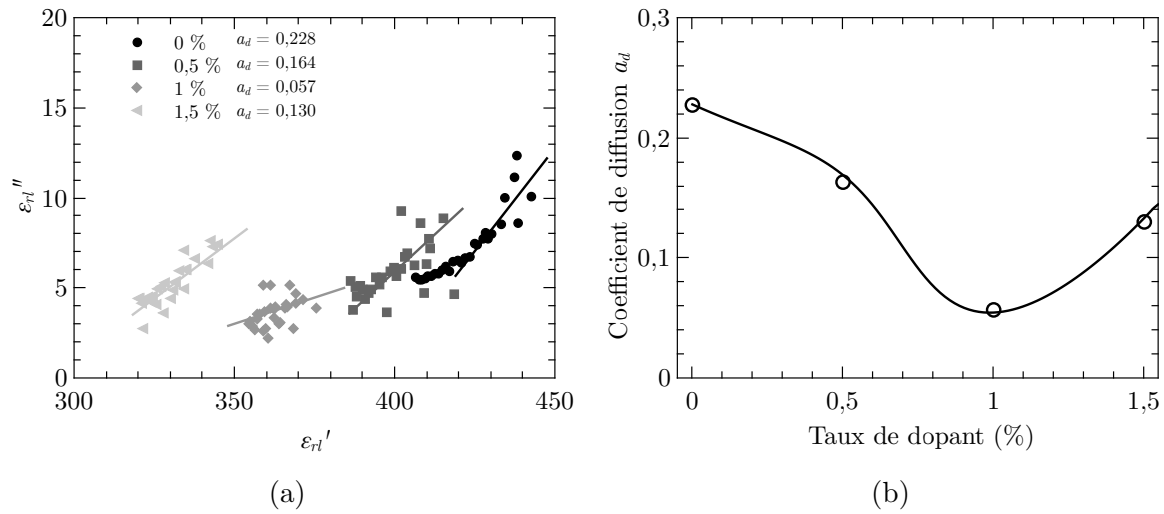


FIGURE 2.11 – Diagramme d'Argand (a) et pentes de diffusion (b) pour les différents taux de dopant.

sont dissipatives. Si le taux de dopant est trop important (1,5 %) les pertes augmentent car d'autres défauts sont créés.

Les coefficients représentant la diffusion à basses fréquences ε'_{bf} et ε''_{bf} sont relativement importants pour les échantillons non-dopé et dopé à 0,5 %, et les pertes le sont également. Pour le taux de dopant de 1 %, ce coefficient est fortement réduit, ainsi très peu de diffusion est présente. Il est important de noter que ε''_{bf} est alors deux fois plus petit que pour les échantillons non-dopé et avec 0,5 %. Cela explique bien les pertes présentes sur les cycles $\varepsilon_r(E)$ lorsqu'un champ DC est appliqué et que le taux de dopant est trop faible (cf. Fig. 2.6), ainsi que les différences sur les pentes des pertes à basses fréquences. Pour le taux de dopant de 1,5 %, la diffusion augmente légèrement car d'autres défauts sont créés comme cela a été observé pour les pertes sur la contribution haute fréquence. Le facteur de dissipation $\tan \delta_{bf}$ de la contribution de la diffusion est très important car c'est un phénomène très dissipatif.

En traçant la partie imaginaire de la permittivité en fonction de la partie réelle dans un diagramme d'Argand (Fig. 2.11), on peut voir l'évolution de la diffusion en fonction du taux de dopant. Cela se traduit par une variation de la pente en basses fréquences qui est minimale pour le taux de 1 %. Pour les échantillons non dopé et celui dopé avec 0,5 %, cette pente est plus grande indiquant que le taux est trop faible et que de la diffusion est présente. Pour le taux de 1,5 %, la pente remonte légèrement indiquant une diffusion légèrement plus importante que pour l'échantillon à 1 %, liée aux défauts supplémentaires ajoutés.

Pour conclure sur l'effet du dopage au manganèse sur la contribution de la maille, on peut tout d'abord noter que le facteur de dissipation $\tan \delta_{bf}$ de la diffusion est très important et qu'il est nécessaire de diminuer le phénomène. L'ajout de manganèse permet de compenser les lacunes présentes dans le matériau et ainsi réduire les pertes par diffusion. Le taux de dopant doit être suffisant pour compenser toutes les lacunes mais pas trop important pour ne pas créer d'autres défauts. Dans le cas présent, le taux de dopant optimum pour réduire les pertes basses et hautes fréquences semble être proche de 1 %. De plus, pour ce taux de dopant les propriétés sont les plus stables en fréquence, ce qui rejoint ce qui avait été observé sur la contribution globale.

2.4.2.2 Étude des contributions des parois de domaines

Par rapport à la contribution de la maille, les contributions des parois de domaines, la vibration (Fig. 2.12a) et le saut (Fig. 2.13) à la permittivité totale sont relativement faibles. Cela peut s'expliquer par une faible densité de paroi car les grains sont relativement petits. La contribution due aux vibrations de parois de domaines ε_{r-rev} est de ce fait difficile à obtenir car son poids dans la permittivité totale est inférieur à 0,3 %. Pour cette raison, la partie imaginaire de la vibration des parois de domaines n'est pas présentée car elle est extrêmement bruitée. La partie réelle de la contribution de la vibration de parois (Fig. 2.12a) semble diminuer avec la fréquence et augmenter avec le taux de dopant. La diminution de la contribution avec la fréquence est logique car lorsque la fréquence augmente, la paroi va moins pouvoir suivre l'excitation. L'augmentation de la contribution de la vibration avec le taux de dopant semble être attribuée au nombre de défauts qui augmente (car plus de manganèse). En effet, plus il y a de sites d'accrochage pour les parois, plus elles sont nombreuses et donc plus leur contribution est grande.

Pour décrire l'évolution de la contribution de la maille en fonction de la fréquence, une loi puissance est également utilisée :

$$\varepsilon_{r-rev} = \varepsilon_{f-rev} \omega^{s_{rev}}, \quad (2.9)$$

où ε_{f-rev} représente la contribution réversible à $\omega = 1$ rad/s et s_{rev} la dépendance en fréquence de ε_{r-rev} . On peut noter que la loi puissance décrit correctement l'évolution en fréquence de la contribution de la vibration des parois de domaine. La Fig. 2.12b présente le coefficient ε_{f-rev} en fonction du taux de dopant. L'augmentation semble être proportionnelle au taux de dopant dans le matériau. Cependant, pour confirmer cette tendance, il faudrait faire une étude sur d'autres matériaux ou avec d'autres types de dopant.

La mesure du paramètre de saut des parois est plus précise et donc la partie imaginaire peut être analysée en plus de la partie réelle (Fig. 2.13). Le paramètre α_r a des valeurs entre 0,3 et 0,6 cm/kV pour la partie réelle et de 0,03 à 0,1 cm/kV pour la partie imaginaire. Ces valeurs sont environ 10 fois plus faibles que celles obtenues pour un matériau tel que le PZT [74] ou le BZT [121]. À titre de comparaison, la contribution de la partie irréversible dans la permittivité totale ($\alpha_r E_a / \varepsilon_r$) est de 21 % à 30 kV/cm pour le PZT [74] alors qu'elle n'est que de 5 % dans le cas du BST.

La contribution de saut de parois diminue avec la fréquence et semble suivre une loi puissance :

$$\alpha_r = \alpha_f \omega^{s_\alpha}, \quad (2.10)$$

où α_f représente la contribution irréversible à $\omega = 1$ rad/s et s_α la dépendance en fréquence de α_r . Tout comme la contribution de la maille, le même exposant a été pris pour la partie imaginaire et pour la partie réelle afin de satisfaire les relations de Kramer-Kronig

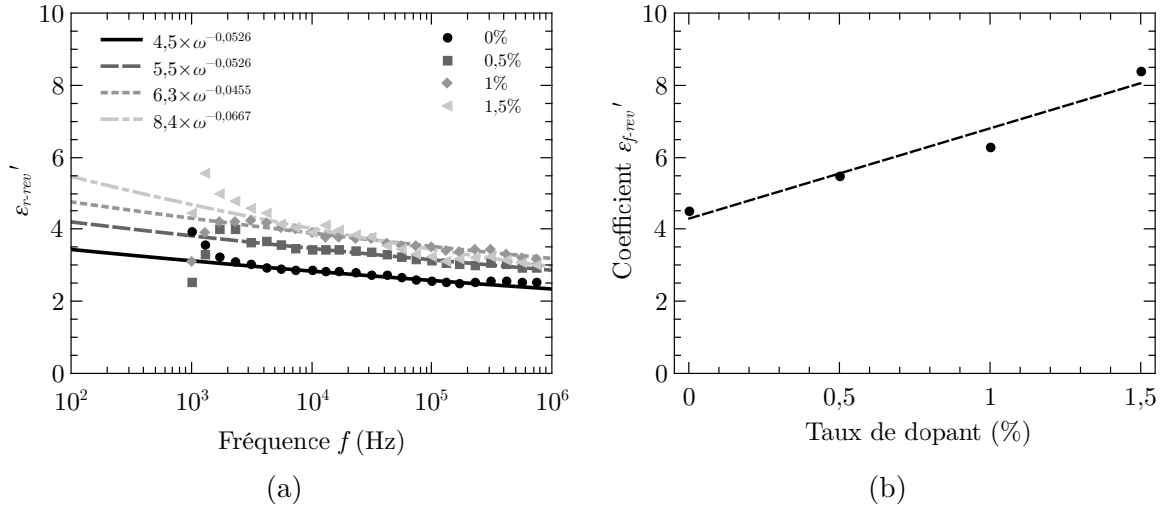


FIGURE 2.12 – Partie réelle de la contribution des vibrations de parois de domaines ε_{r-rev} pour les différents taux de dopant (a). Coefficient ε_{f-rev}' associé à la vibration des parois de domaine en fonction du taux de dopant (b).

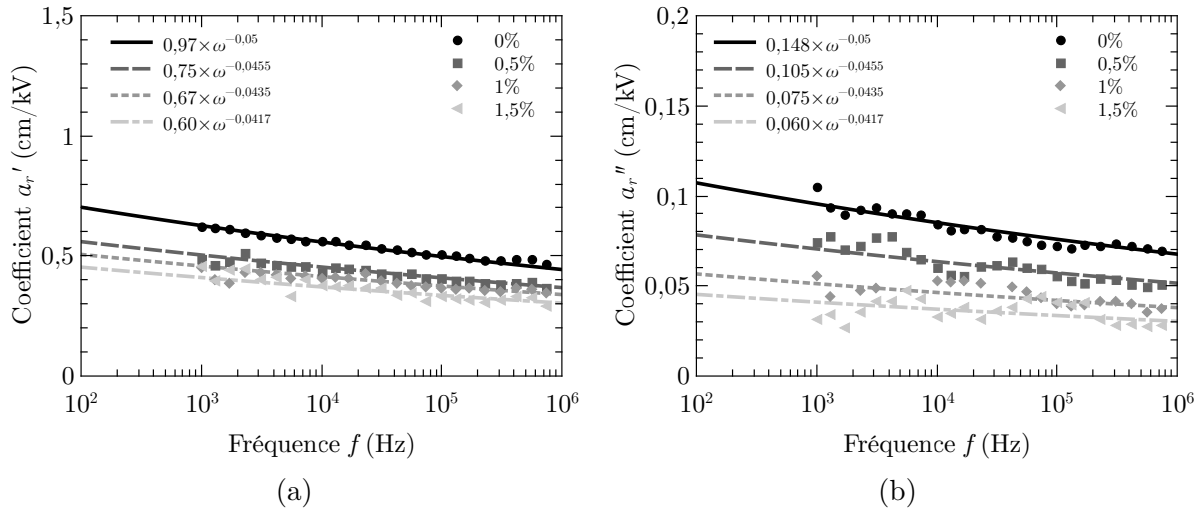


FIGURE 2.13 – Parties réelle (a) et imaginaire (b) de la contribution du saut de parois de domaines α_r pour les différents taux de dopant.

La décroissance logarithmique proposée par Taylor [74] n'a pas été retenue car d'après les relations de Kramer-Kronig, la partie imaginaire doit être constante si la partie réelle suit une loi logarithmique, ce qui n'est pas le cas ici. Cependant, comme la dépendance en fréquence reste faible, les deux lois sont très proches l'une de l'autre. Les résultats des ajustements sont présentés Fig. 2.13 et les coefficients sont reportés Table 2.2.

Les coefficients α_f' et α_f'' présentent tous les deux la même évolution et décroissent en fonction du dopage (Fig. 2.14a). Si l'on considère les inverses de α_f' et α_f'' , on peut remarquer qu'ils augmentent linéairement avec le taux de dopant (Fig. 2.14b). Cela est en accord avec la théorie statistique de Boser [122] et montre que le manganèse agit comme un point d'accrochage pour les parois et représente alors un obstacle pour les mouvements sur de longues distances des parois de domaines [123]. C'est pour cette raison que la contribution des parois de domaines, dans la permittivité du matériau, diminue avec le taux de dopant.

Taux de dopant	s_α	α'_f	α''_f	m_α
0%	-0,05	0,98	0,148	0,151
0,5%	-0,0455	0,74	0,105	0,142
1%	-0,0435	0,67	0,075	0,111
1,5%	-0,0417	0,60	0,060	0,1

TABLEAU 2.2 – Exposants, pondérations et facteurs de dissipation pour la contribution du saut de parois de domaines pour les différents taux de dopant.

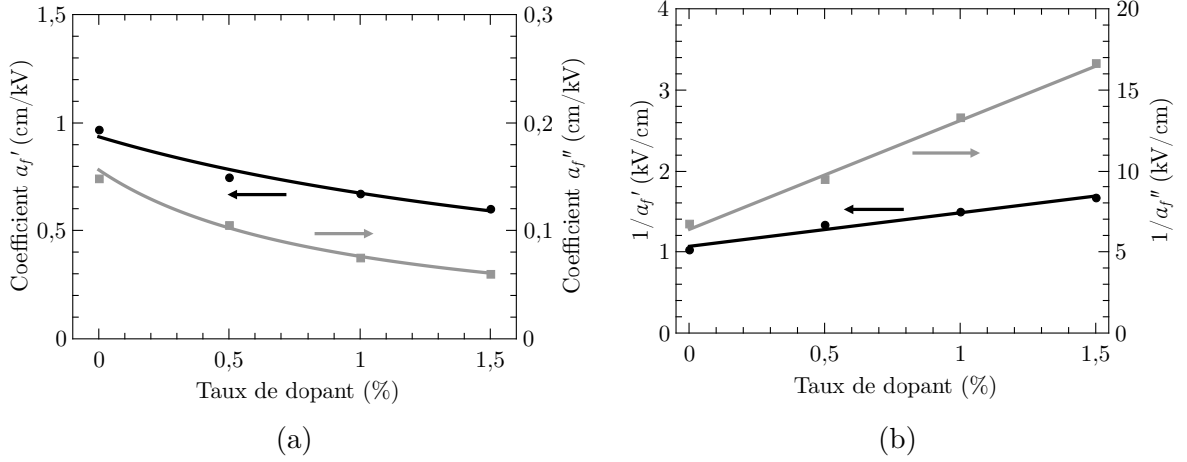


FIGURE 2.14 – Coefficients α'_f et α''_f (a) et leur inverse (b) en fonction du taux de dopant.

Pour déterminer le caractère dissipatif du saut de parois de domaine, on définit le facteur de dissipation de la manière suivante :

$$m_\alpha = \frac{\alpha''_r}{\alpha'_r}. \quad (2.11)$$

L'indépendance en fréquence de ce coefficient n'est vérifiée que si l'on considère que les coefficients représentant les sauts de parois de domaines suivent la loi puissance de l'équation (2.10). Ce facteur de dissipation a été calculé et est reporté Tableau 2.2. Les valeurs obtenues sont plus faibles que celles prévues par l'approche de Rayleigh ($m_\alpha \approx 0,5$ avec cette approche) et celles déjà publiées ailleurs [124]. Comme la densité de parois est faible, les parois n'ont que peu d'interaction entre elles, ainsi les pertes associées sont faibles. Cela s'explique par le fait que si les parois n'ont que peu d'influence entre elles, l'inertie totale est plus faible. Le retard³ du mouvement des parois par rapport à l'excitation est alors moins important et il y a moins de pertes associées au saut de parois de domaines.

Globalement, le facteur de dissipation diminue avec le taux de dopant, ce qui montre que les sauts de parois deviennent moins dissipatifs. Cela est dû aux points d'accrochages des parois qui deviennent de plus en plus profonds stabilisant ainsi la structure des domaines [62]. Si ces domaines sont stabilisés, chaque paroi a moins d'influence sur les autres, ce qui se traduit là encore par des pertes plus faibles. La dépendance en fréquence, représentée par s_α , diminue également avec le dopage comme cela a été noté précédemment [123]. Cela est probablement dû au fait qu'une forte densité de défaut

3. Par analogie avec le $\tan \delta$ qui correspond au retard du déplacement diélectrique par rapport au champ électrique.

	Taux de dopant							
	0%		0,5%		1%		1,5%	
ε'_{rl}	409	97,9 %	388	97,9 %	356	98,7 %	322	98,3 %
ε'_{r-rev}	2,63	0,64 %	3,22	0,82 %	3,30	0,91 %	3,39	1,04 %
$\alpha'_r E_{AC}$	6,13	1,49 %	5,14	1,31 %	4,64	1,29 %	3,98	1,23 %
ε'_r	412	—	391	—	360	—	325	—

(a)

	Taux de dopant							
	0%		0,5%		1%		1,5%	
$\tan \delta_l$	0,01353	79,7 %	0,01164	77,8 %	0,00737	73,6 %	0,01238	83,9 %
$\tan \delta_{rev}$	0,00073	5,0 %	0,00077	6,2 %	0,00083	10,2 %	0,00092	6,94 %
$\tan \delta_\alpha$	0,00218	15,3 %	0,00199	16,0 %	0,00133	16,2 %	0,00122	9,16 %
$\tan \delta$	0,01536	—	0,01339	—	0,00887	—	0,01391	—

(b)

TABLEAU 2.3 – Valeurs des coefficients et poids dans la permittivité totale des différentes contributions (a) et valeurs de $\tan \delta$ et poids dans les pertes totales des différentes contributions (b) pour les différents taux de dopant à 100 kHz et pour une amplitude E_{AC} de 12 kV/cm.

stabilise la structure, ainsi la relaxation des parois de domaines apparaît à plus basses fréquences [125].

Finalement, l'étude des mouvements de parois de domaines semblent indiquer que le dopage au manganèse conduit à un durcissement du matériau. Cela se traduit par un coefficient α'_f qui diminue lorsque le dopage augmente et les pertes d'accrochages qui diminuent car les pièges deviennent plus profonds et la structure en domaines se stabilise. Des résultats similaires ont été observés sur PZT lors d'un dopage par un accepteur d'électron [62]. L'effet du durcissement du BST est cependant quasiment invisible sur les cycles $P(E)$ car la contribution des parois est extrêmement faible (moins de 1 % sur la partie réelle).

2.4.2.3 Poids des différentes contributions en fonction du taux de dopant

Dans cette section, les poids des différentes contributions dans la permittivité et dans les pertes sont discutés en fonction du taux de dopant. Cela permet de conclure sur l'effet du dopage et sur son rôle dans les différentes contributions.

Nous avons pu voir dans la section précédente que la contribution des parois de domaines est relativement faible dans la permittivité totale. Le Tableau 2.3a récapitule les permittivités associées à chacune des contributions pour les différents taux de dopant ainsi que les pourcentages associés. On retrouve ce qui a été remarqué précédemment : la plus grande partie de la permittivité est due à la maille. Pour tous les taux de dopant, la permittivité de la maille représente plus de 98 % de la contribution.

Pour décomposer le poids de chacune des contributions dans les pertes, on pose :

$$\tan \delta = \tan \delta_l + \sqrt{(\tan \delta_{rev})^2 + (\tan \delta_\alpha)^2}, \quad (2.12)$$

avec :

$$\tan \delta_l = \frac{\varepsilon_{rl}''}{\varepsilon_r'}, \quad (2.13)$$

$$\tan \delta_{rev} = \frac{\varepsilon_{r-rev}''}{\varepsilon_r'}, \quad (2.14)$$

$$\tan \delta_\alpha = \frac{\alpha_r'' E_{AC}}{\varepsilon_r'}, \quad (2.15)$$

$\tan \delta_{rev}$ et $\tan \delta_\alpha$ correspondent respectivement aux pertes dues aux vibrations et aux sauts de parois de domaines. $\tan \delta_l$ sont les pertes liées à la contribution de la maille ferroélectrique. Ces différentes contributions sont évaluées avec un champ alternatif E_{AC} de 12 kV/cm⁴ pour les différents taux de dopant et sont reportées Tableau 2.3b.

On peut noter que le poids des mouvements des parois de domaines est bien plus important dans les pertes globales (environ 16 % à 27 %) malgré une faible participation à la permittivité (environ 2 %). Cela vient du caractère extrêmement dissipatif des mouvements de parois domaines. Malgré cela, les pertes des mouvements de parois ramenées au total, restent modérées ($< 2 \times 10^{-3}$) ce qui s'explique par un poids des parois de domaines faible dans la permittivité globale. Il semble donc primordial de soigner la contribution de la maille car c'est elle qui contribue le plus aux pertes diélectriques. Dans le cas des pertes et de la permittivité, le poids des contributions des parois de domaines semble globalement diminuer lors de l'ajout de manganèse, même si la contribution de la maille diminue aussi.

2.4.2.4 Conclusion

L'étude en fréquence des différentes contributions à la permittivité a permis de mieux comprendre comment le manganèse agissait dans le matériau. Pour la contribution de la maille, qui représente plus de 96 % de la permittivité et des pertes, le dopage du matériau permet de réduire fortement la diffusion à basses fréquences créée par les lacunes d'oxygène. La diffusion à basses fréquences doit être absolument évitée car le matériau devient susceptible de se détériorer sous l'application d'un champ électrique, indispensable pour obtenir l'accordabilité. Le taux de dopant doit être suffisant pour compenser toutes les lacunes d'oxygène mais pas trop important car d'autres défauts sont alors créés. Pour le taux optimum de 1 %, la dépendance en fréquence de la permittivité est la plus faible, ce qui permettra normalement d'utiliser le matériau à plus hautes fréquences. La mesure hautes fréquences du matériau avec un taux de dopant de 1 % est présentée dans le chapitre 3 de manuscrit (page 79).

La décomposition de la permittivité avec la loi hyperbolique a aussi permis d'extraire la contribution du saut de parois de domaines. À l'aide de l'ajustement par une loi puissance, il a été possible de montrer que le manganèse agit comme un point d'ancrage pour les parois de domaines. Le dopage permet donc de réduire la contribution des parois de domaines, qui est un phénomène extrêmement dissipatif, dans la permittivité totale. Ce dopage correspond à un durcissement du matériau conformément à ce qui a été reporté dans la littérature sur d'autres matériaux [62].

4. Ce champ est choisi pour la comparaison car il correspond à 1 V sur une couche de 0,85 µm. C'est le champ maximum que l'on peut appliquer sur la couche (limite de l'impédance-mètre).

2.4.3 Participation à l'accordabilité et au facteur de mérite

Dans cette section, l'influence du champ DC appliqué sur les différentes contributions est présentée. Le but est de déterminer l'accordabilité et les pertes de chacune des contributions. Cette étude va se faire uniquement sur l'échantillon avec un taux de dopant de 1 % car les résultats sont très peu influencés par le taux de manganèse est les évolutions sont similaires à celles obtenues en fréquences. Toutes les mesures ont été faites à 100 kHz car nous avons pu voir dans la partie précédente que les valeurs des différentes contributions évoluent peu avec la fréquence (pas de relaxation dans la bande).

L'agilité d'une contribution va se faire en généralisant la formule classiquement utilisée pour la permittivité totale [73] :

$$n_{r-\varepsilon} = \frac{\varepsilon'(E_c) - \varepsilon'(E)}{\varepsilon'(E_c)} \times 100, \quad (2.16)$$

avec $\varepsilon'(E_c)$ et $\varepsilon'(E)$ correspondant à la contribution considérée (ε'_{rl} , ε'_{r-rev} ou α'_r) respectivement au champ coercitif et au champ maximum. En généralisant (2.11) pour calculer le facteur de dissipation de chacune des contributions :

$$m_\varepsilon = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}, \quad (2.17)$$

avec ε'' et ε' respectivement les parties imaginaire et réelle de la contribution considérée. Cela permet de définir le facteur de mérite de chacune des contributions en se basant sur la définition classique [73] :

$$FoM_\varepsilon = \frac{n_{r-\varepsilon}}{m_\varepsilon(E_c) \times 100}, \quad (2.18)$$

avec $m_\varepsilon(E_c)$ qui correspond au facteur de dissipation au champ coercitif. Pour le calcul du FoM_ε , $m_\varepsilon(E_c)$ est multiplié par 100 pour le convertir en pourcentage et ainsi avoir une homogénéité avec l'accordabilité (aussi exprimé en pourcent). Le FoM d'une contribution représente le compromis entre accordabilité et pertes pour la contribution considérée. Plus il est grand, pour la contribution est bénéfique pour le matériau.

2.4.3.1 Étude de la permittivité totale

La permittivité et les pertes totales, mesurées avec deux champs AC, sont présentées Fig. 2.15, en fonction du champ DC de polarisation. Lorsque que le champ AC utilisé pour la mesure augmente, une augmentation de la permittivité (369 à 372, peu visible sur la figure) et des pertes (0,0145 à 0,0162) est présente. Cet accroissement est dû à la contribution du saut de parois de domaines qui augmente lorsqu'on utilise un champ AC plus grand. Cette contribution étant fortement dissipative, l'accroissement est plus visible sur les pertes. On peut aussi noter que la permittivité et les pertes augmentent plus pour des champs DC faibles que pour des champs grands (en valeur absolu). Il semble donc que la contribution des parois de domaines dépende du champ DC. La principale conséquence est que l'accordabilité et donc le FoM va dépendre du champ AC utilisé. Pour le champ AC le plus grand (12 kV/cm) elle est de 41,7 % et pour le plus petit (0,06 kV/cm) elle est de 41,2 %, ce qui donne respectivement un FoM de 25,8 et de 28,3. Le FoM diminue lorsqu'on augmente le champ AC car même si l'accordabilité augmente, les pertes augmentent bien plus en proportion. Cela montre l'importance de la tension AC utilisée pour la caractérisation car elle conditionne le FoM du matériau.

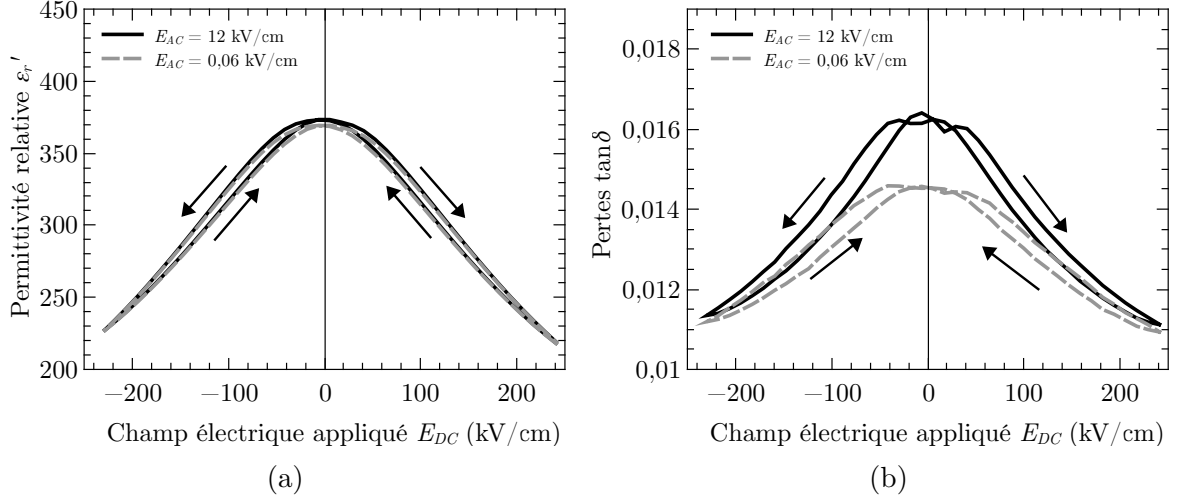


FIGURE 2.15 – Permittivité (a) et pertes diélectriques (b) en fonction du champ DC appliqué, mesurées avec deux valeurs du champ AC.

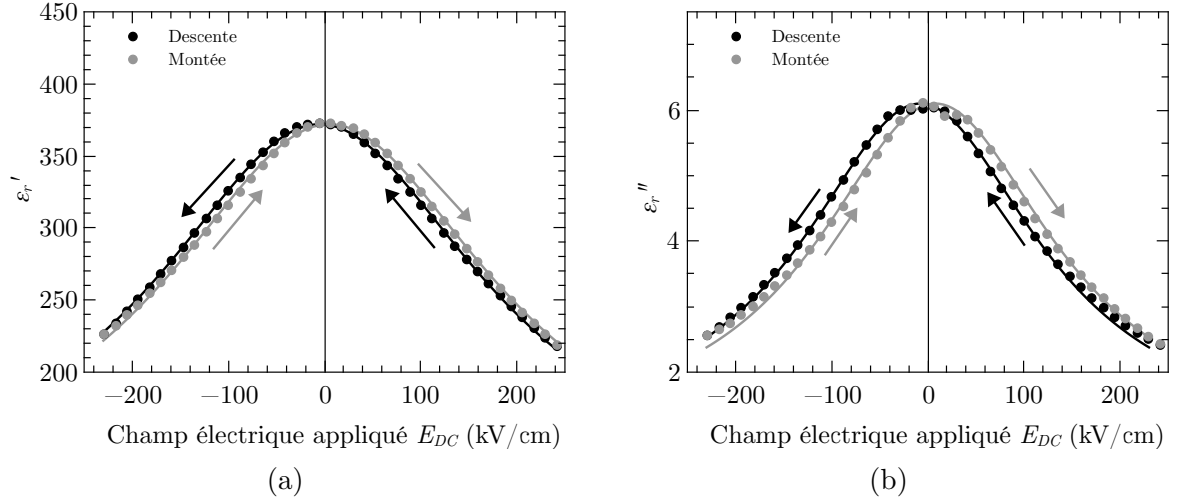


FIGURE 2.16 – Parties réelle (a) et imaginaire (b) de la permittivité, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.

Pour décrire l'évolution de la permittivité en fonction du champ DC, nous proposons d'utiliser la Lorentzienne qui semble être une fonction bien adaptée d'après Tagantsev [126], Jo [127] ou encore Wang [128]. La fonction d'ajustement est la suivante :

$$f(E) = \frac{A_{max} - A_{\infty}}{1 + \left(\frac{E \pm E_c}{w}\right)^2} + A_{\infty}, \quad (2.19)$$

avec E_c le champ coercitif, A_{max} un facteur d'amplitude qui correspond au maximum de la fonction et w la largeur à demi-hauteur de la Lorentzienne. A_{∞} est la valeur de la fonction pour un champ appliqué infini. Cette fonction a été utilisée pour ajuster la permittivité totale et le résultat est visible Fig. 2.16. Comme on peut le voir, la fonction décrit correctement l'évolution de la permittivité et elle peut alors être utilisée dans un logiciel de simulation pour décrire le condensateur ferroélectrique d'un point de vue circuit. Les fonctions d'ajustement proposées par Vendik [129] et par Chase [130] n'ont pas été retenues car elles s'appliquent à des matériaux dans la phase paraélectrique, ce qui n'est pas le cas ici. Les coefficients obtenus, pour un champ AC de 12 kV/cm, sont les suivants :

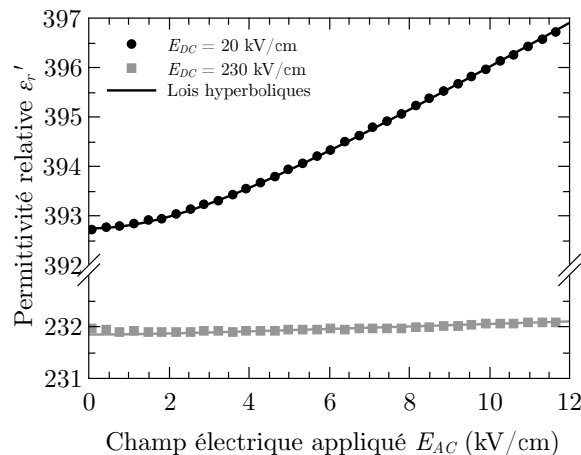


FIGURE 2.17 – Permittivité relative à 100 kHz, sous deux champs de polarisation DC, en fonction du champ AC appliqué.

$A'_{max} = 372$, $A'_{\infty} = 102$, $E'_c = 5$ kV/cm et $w' = 210$ kV/cm pour la partie réelle et $A''_{max} = 6,1$, $A''_{\infty} = 0,9$, $E''_c = 8$ kV/cm et $w'' = 150$ kV/cm pour la partie imaginaire. Les coefficients pour un champ de 0,06 kV/cm sont peu différents.

Comme cela a été remarqué, les parois de domaines semblent avoir une influence dans l'évolution de la permittivité avec le champ DC appliqué. Pour mieux illustrer cette influence, la permittivité a été mesurée en fonction du champ AC avec différents champs de polarisation DC (Fig. 2.17). Près du champ coercitif ($E_{DC} = 20$ kV/cm), la permittivité augmente bien plus fortement lorsque le champ AC augmente que lorsque le champ DC est plus important ($E_{DC} = 230$ kV/cm). Le coefficient du saut de parois de domaines vaut respectivement 0,49 cm/kV et 0,06 cm/kV, ce qui montre bien que le saut de parois est fortement influencé par le champ de polarisation DC.

2.4.3.2 Étude des différentes contributions

Pour décrire précisément l'évolution des différentes contributions à la permittivité en fonction du champ de polarisation DC, la permittivité et les pertes ont été mesurées en fonction du champ AC, pour un champ DC allant de 230 kV/cm à -230 kV/cm puis de -230 kV/cm à 230 kV/cm afin de réaliser les deux branches du cycle $\varepsilon_r(E_{DC})$. Le champ DC a été modifié par pas de 11,8 kV/cm (correspond à 1 V sur la couche de 0,85 μ m). La mesure est effectuée 120 s après avoir changé le champ DC afin de limiter au maximum l'influence du traînage des parois [125]. Pour chaque champ de polarisation, la loi hyperbolique a été utilisée afin d'extraire les trois paramètres correspondants aux trois contributions à la permittivité. Dans un premier temps, la contribution du saut de parois de domaines va être décrite car la pente de la permittivité en fonction du champ AC est fortement influencée par le champ DC. Par la suite, les contributions de la vibration puis de la maille seront présentées. Pour finir, le poids de chacune des contributions dans la permittivité, les pertes et l'accordabilité va être discuté.

Contribution du saut de parois de domaines

La Fig. 2.18 présente les parties réelle et imaginaire de la contribution du saut de parois de domaines en fonction du champ DC appliqué. Lorsque le champ appliqué augmente, cette contribution diminue conformément à ce qui a été observé précédemment (Fig. 2.15 et Fig. 2.17). Cette diminution peut être attribuée au nombre de domaines qui diminue lorsque le champ DC augmente à cause de leur coalescence [62]. En effet, si le nombre

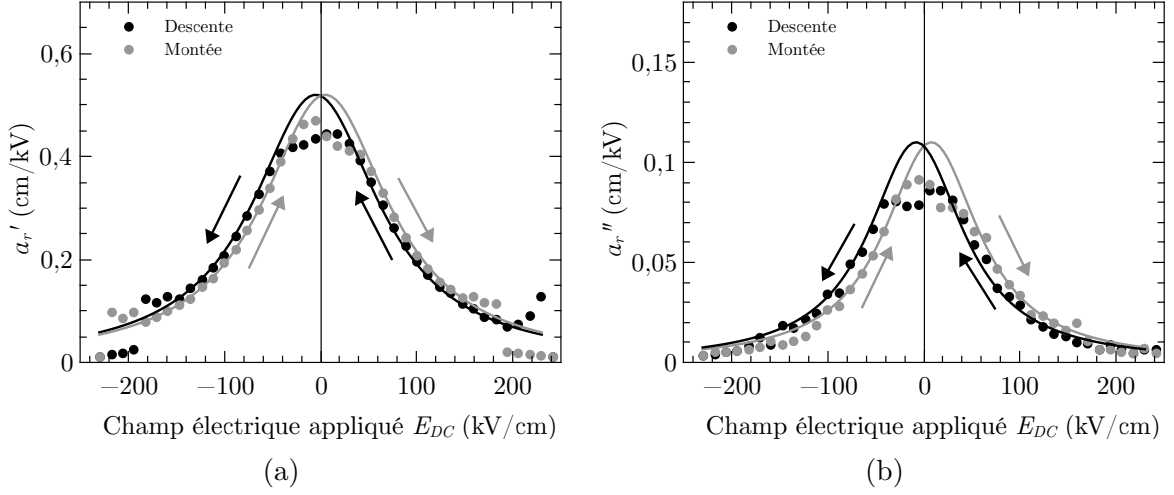


FIGURE 2.18 – Parties réelle (a) et imaginaire (b) du paramètre du saut de parois de domaines, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.

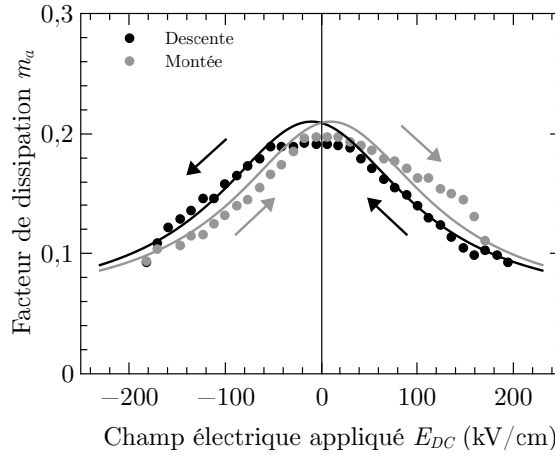


FIGURE 2.19 – Facteur de dissipation du paramètre du saut de parois de domaines, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.

de domaines diminue, le nombre de parois de domaines diminue également et comme le saut de parois de domaines est proportionnel au nombre de parois, il est logique que cette contribution diminue. L'accordabilité de cette contribution $n_{r-\alpha}$ a été calculée et elle est égale à 88 % sous un champ de 230 kV/cm, ce qui est largement plus grand que l'accordabilité totale (de l'ordre de 41 %).

Comme pour la permittivité totale, la Lorentzienne a été utilisée pour décrire l'évolution des parties réelle et imaginaire en fonction du champ DC. Les coefficients obtenus lors de l'ajustement par une Lorentzienne sont présentés dans le Tableau 2.4. On peut noter que les valeurs pour $A'_{\infty-\alpha}$ et $A''_{\infty-\alpha}$ sont nulles, ce qui signifie que lorsque le champ appliqué tend vers l'infini, la contribution du saut de parois de domaine devient nulle. Cela était attendu car lorsque qu'un champ infini est appliqué, tous les domaines sont orientés dans la même direction et il n'y a donc plus de parois de domaine (saturation de la polarisation). La principale conséquence est que l'accordabilité limite du saut de parois de domaine tend vers 100 % à mesure que le champ appliqué tend vers l'infini. On peut noter que les largeurs des Lorentziennes sont différentes pour les parties réelle et imaginaire ce qui indique que ces deux parties sont influencées différemment par le champ DC.

TABLEAU 2.4 – Coefficients d'ajustement pour les parties réelles et imaginaires des contributions des sauts de parois de domaines, de vibrations de parois de domaines et de la maille. E_c et w sont donnés en kV/cm et $A_{max-\alpha}$ et $A_{\infty-\alpha}$, qui se réfèrent la contribution du saut de parois de domaines, en cm/kV. Pour la permittivité totale, les valeurs sont données pour un champ AC de 12 kV/cm.

Contribution	Partie réelle			Partie imaginaire			Facteur de dissipation					
	A'_{max}	A'_{∞}	E'_c	w'	A''_{max}	A''_{∞}	E''_c	w''	A_{max-m}	$A_{\infty-m}$	E_{c-m}	w_m
Saut de parois	0,52	0	5	80	0,11	0	8	60	0,210	0,055	10	120
Vibration	1,70	0	5	130	0,49	0	8	70	0,330	~ 0	5	90
Maille	367	102	5	210	5,05	0,9	8	185	0,014	0,010	15	160
Total	372	102	5	210	6,1	0,9	8	150	0,0165	0,010	10	125

Pour mieux voir cet effet, le facteur de dissipation (m_α) du saut de parois a été calculé et il est présenté en fonction du champ appliqué sur la Fig. 2.19. On peut noter que le caractère dissipatif des parois de domaines diminue lorsque le champ de polarisation DC augmente. Ici encore, la Lorentzienne a été utilisée afin de décrire le facteur de dissipation en fonction du champ appliqué et les coefficients sont données Tableau 2.4. On peut noter que, contrairement aux parties réelle et imaginaire du saut de parois, le facteur de dissipation semble tendre vers une valeur non nulle lorsque le champ tend vers l'infini. Cette valeur minimale semble correspondre à l'énergie nécessaire pour effectuer un saut. En effet, pour qu'une paroi puisse sauter, elle doit franchir une barrière de potentiel pour sortir du défaut, ce qui implique des pertes. Lorsque le champ E_{DC} diminue, le facteur de dissipation augmente. L'explication privilégiée est que lorsque le nombre de parois augmente (quand E_{DC} diminue) l'influence mutuelle des parois augmente, ce qui augmente les pertes du saut de parois de domaine. Cette influence du nombre de parois sur le facteur de dissipation est similaire à ce qui a été observé lors de l'étude de dopage (voir section 2.4.2.2).

On peut donc en conclure que le caractère dissipatif des parois a deux contributions. Une intrinsèque, qui provient du fait que pour effectuer un saut il faut de l'énergie pour décrocher la paroi et une seconde, extrinsèque, qui est due à l'influence des parois entre elles et qui dépend du nombre de parois et donc du champ E_{DC} .

Il est important de rappeler que le phénomène du saut de parois est très dissipatif. Ainsi, même si l'accordabilité est très grande, de l'ordre de 88 %, ce phénomène doit être réduit au maximum car son facteur de mérite est très faible $FoM_\alpha = 4,14$. Ceci montre bien que cette grande accordabilité se réalise au prix de pertes conséquentes.

Contribution de la vibration de parois de domaines

La seconde contribution étudiée est celle de la vibration des parois de domaines ε_{r-rev} . Les parties réelle et imaginaire sont données Fig. 2.20 en fonction champ appliqué. Les deux parties diminuent lorsque le champ de polarisation DC augmente, comme dans le cas du saut de parois de domaine. Là encore, cela est dû à la coalescence des domaines qui réduit le nombre de parois. L'accordabilité de cette contribution est également très importante et elle vaut 77 %. Comme dans le cas du saut, l'évolution en fonction du champ de polarisation est décrit à l'aide de la Lorentzienne et les coefficients utilisés pour l'ajustement sont donnés dans le Tableau 2.4. On peut noter que la fonction décrite correctement l'évolution de la contribution de la vibration de parois en fonction du champ appliqué. Tout comme la contribution du saut de parois, la partie imaginaire de la vibration diminue plus rapidement que la partie réelle lorsque le champ augmente (w''_{rev} plus petit que w'_{rev}) indiquant les pertes sont plus influencées par le champ DC. Pour mieux observer cela, le facteur de dissipation m_{rev} a été calculé et est présenté Fig. 2.21 en fonction du champ appliqué.

Le facteur de dissipation de la vibration des parois diminue lorsque le champ appliqué augmente. Cela est attribué, comme pour le cas du saut de parois, à la diminution de l'influence des parois entre elles lorsque leur nombre diminue. En effet, si l'influence diminue, l'inertie et donc les pertes de la contribution sont réduites. Cependant, les pertes maximales de la contribution sont de 0,29, ce qui est très important. Le facteur de mérite FoM_{rev} est donc de 2,7, ce qui est très faible malgré une grande accordabilité. L'ajustement avec la Lorentzienne semble également bien décrire l'évolution du facteur de dissipation avec la variation de champ DC appliqué (coefficients donnés dans le Tableau 2.4). On peut noter que contrairement au cas du saut de parois de domaine, la valeur du facteur de dissipation à l'infini, donnée par $A_{\infty-rev}$, semble être nulle (ou du moins très faible). Cela signifie que lorsque il n'y a presque plus de parois, le phénomène n'est quasiment plus

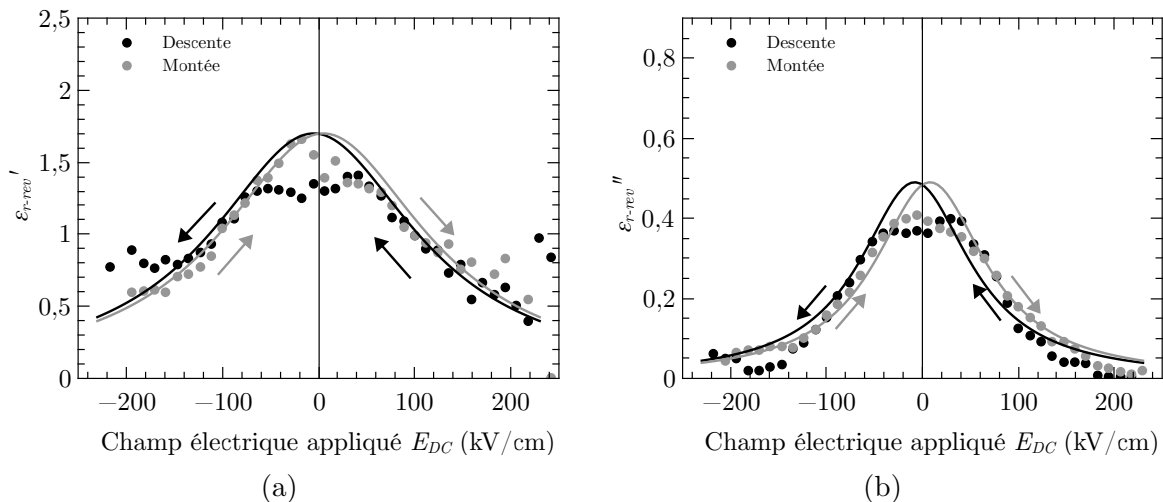


FIGURE 2.20 – Parties réelle (a) et imaginaire (b) du paramètre du saut de parois de domaines, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.

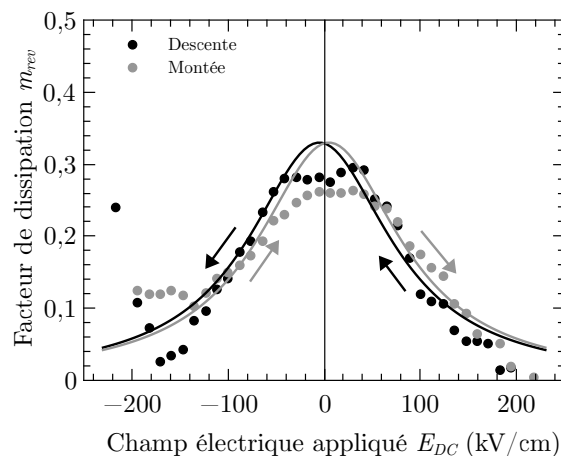


FIGURE 2.21 – Facteur de dissipation du paramètre de la vibration de parois de domaines, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.

dissipatif, impliquant que le caractère dissipatif des vibrations de parois de domaines est dû, en grande partie, à l'influence entre les parois.

Contribution de la maille

La contribution de la maille en fonction du champ DC appliqué est présentée Fig. 2.22. Elle présente une évolution très proche de la permittivité complète autant sur la partie réelle que sur partie imaginaire (Fig. 2.16) ce qui est logique car il s'agit de la plus grande contribution dans le matériau. L'ajustement par la Lorentzienne donne un bon accord et les coefficients sont données dans le Tableau 2.4. Les coefficients sont très proches de ce qui a été obtenu sur la permittivité totale, notamment sur la partie réelle de la permittivité. La valeur à l'infini pour les parties réelle et imaginaire est non nulle pour la contribution de la maille. Il semble donc que, si la Lorentzienne est une fonction qui décrit correctement l'évolution de la permittivité avec le champ DC, l'accordabilité tend vers une valeur inférieure à 100 %. Cela représente donc la limite que l'on peut atteindre avec le matériau, même avec un champ infini. Cette valeur maximale va bien entendu dépendre des propriétés structurales du matériau (conditions de dépôts et de cristallisation, etc.) Cette valeur maximale est visible dans des données de la littérature [55,66]. Pour ces deux

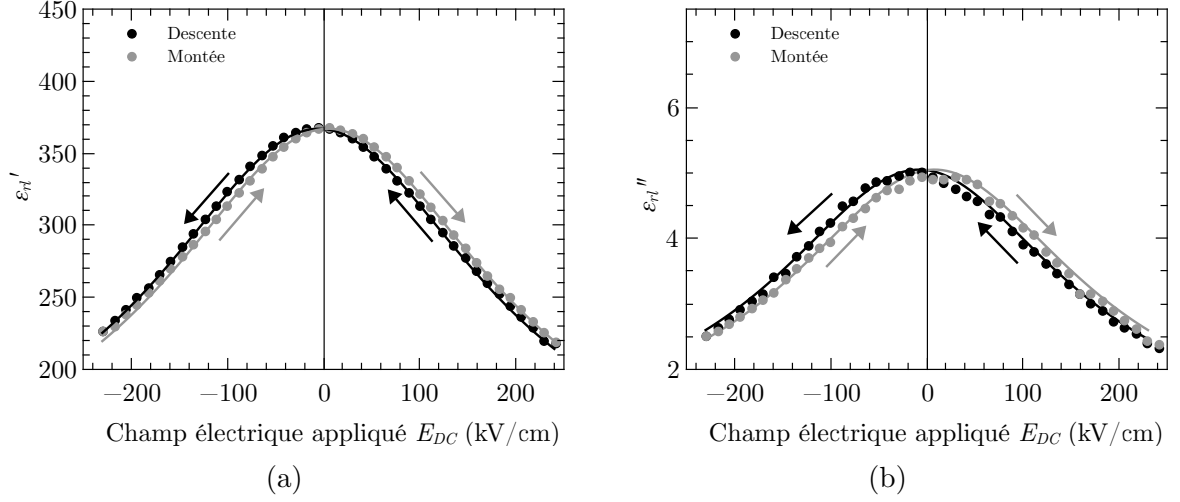


FIGURE 2.22 – Parties réelle (a) et imaginaire (b) de la contribution de la maille, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.

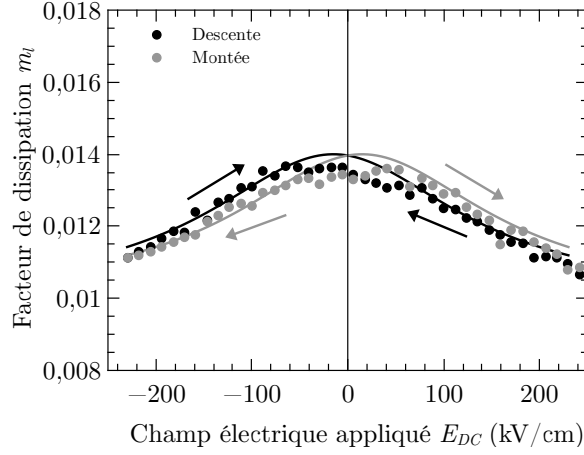


FIGURE 2.23 – Facteur de dissipation de la contribution de la maille, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.

matériaux, même si la valeur de permittivité sous un champ nul évolue grandement, la valeur à fort champ ne semble pas beaucoup évoluer. Cela semble confirmer que la valeur à l'infini n'évolue pas et donc qu'il y a une limite inférieure à 100 % pour l'accordabilité.

La Fig. 2.23 présente le facteur de dissipation de la contribution de la maille en fonction du champ DC. L'évolution est très similaire à ce qui est obtenu pour les autres facteurs de dissipation. L'ajustement par une Lorentzienne permet de décrire correctement l'évolution en fonction champ DC. Une valeur non nulle est obtenue pour $A_{\infty-m_l}$, comme pour le facteur de dissipation du saut de parois, ce qui indique que la contribution de la maille est toujours dissipative même quand le champ tend vers l'infini.

2.4.3.3 Influence des parois sur l'accordabilité et le facteur de mérite

Dans cette partie, le poids des différentes contributions dans la permittivité, les pertes et l'accordabilité sont donnés (Tableau 2.5). On peut noter, comme cela a été constaté précédemment (section 2.4.2.3), que les parois ont un poids plus important dans les pertes que dans la permittivité. On peut également constater que le poids dans l'accordabilité

TABLEAU 2.5 – Résumé des poids des contributions dans la permittivité, les pertes et l'accordabilité. Les valeurs sont données pour une amplitude du champ AC de 12 kV/cm

Contribution	Permittivité	Pertes	Accordabilité
Maille	98,08 %	73,64 %	97,24 %
Vibration	0,43 %	8,52 %	0,14 %
Saut de parois	1,49 %	17,83 %	2,62 %

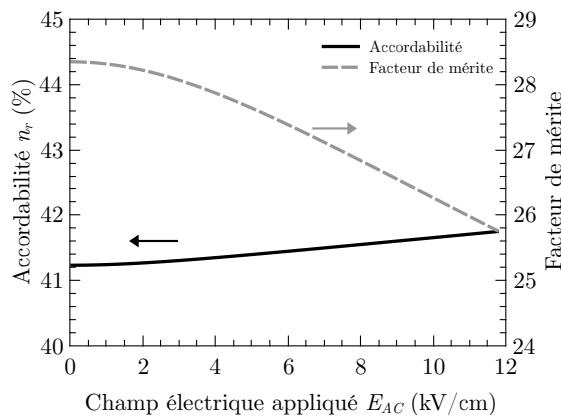


FIGURE 2.24 – Accordabilité et FoM , à 100 kHz, en fonction du champ AC appliqué.

des parois est extrêmement faible pour notre matériau, malgré une accordabilité des parois qui est très grande.

Pour bien visualiser que le poids des parois est plus important dans les pertes que dans l'accordabilité, la Fig. 2.24 présente l'accordabilité totale et le FoM du matériau en fonction du champ AC. Lorsque le champ AC augmente, la contribution du saut de parois de domaine augmente et puisque cette contribution est très accordable, l'accordabilité augmente. Cependant, cette augmentation est très faible : de 41,2 % à 41,7 % lorsque le champ AC passe de 0,06 kV/cm à 12 kV/cm. Le saut de parois étant fortement dissipatif, les pertes augmentent aussi, réduisant significativement le FoM de 28,3 à 25,8. Deux constats sont donc à effectuer. D'une part, augmenter les contributions des mouvements des parois de domaines n'est pas bénéfique pour le FoM global du matériau. De plus, le champ AC utilisé pour la caractérisation du matériau est important car il va conditionner la valeur des pertes et donc du FoM , même pour un matériau avec une contribution de parois de domaine assez faible. Cette évolution de la permittivité est du FoM en fonction du champ AC est similaire à ce qui a été obtenu sur PZT dans [2, 131]. De la même manière, selon le champ AC utilisé dans le dispositif final, les contributions des mouvements de parois de domaines vont avoir un poids plus ou moins important.

2.4.3.4 Conclusion

Dans cette partie, les accordabilités et les facteurs de mérite des différentes contributions à la permittivité ont été déterminés. Pour cela, la permittivité complexe a été mesurée en fonction du champ AC pour différents champs de polarisation DC puis décomposée avec la loi hyperbolique. Cela a permis de mettre en avant le fait que l'accordabilité des contributions des parois de domaines est extrêmement grande (de l'ordre de 90 %) mais que les pertes associées sont très grandes elles aussi. La principale conséquence est que ces contributions sont à réduire si l'on veut conserver un grand FoM pour le matériau.

De plus, le champ AC utilisé pour la caractérisation du matériau est très important car il conditionne le poids des parois de domaines (notamment dans les pertes) et donc le *FoM* du matériau au final.

Dans cette partie, une fonction Lorentzienne a été utilisée pour représenter l'évolution en fonction du champ DC, des différentes contributions à la permittivité a été présentée. Cela permet de modéliser le matériau (intégré dans un composant) afin de l'utiliser dans une simulation circuit par exemple. De plus, l'utilisation de cette fonction a permis de mettre en avant le fait que les contributions des mouvements de parois de domaine semblent tendre vers 0, pour un champ infini, ce qui est dû à la coalescence des domaines. Pour la contribution de la maille, il semble que la valeur lorsque le champ tend vers l'infini est non nulle, sous réserve que la Lorentzienne représente bien l'évolution de la permittivité. La principale conséquence est qu'il existe alors une valeur limite pour l'accordabilité du matériau.

L'étude des facteurs de dissipations des mouvements de parois de domaines a permis de montrer que, lorsque l'on applique un champ de polarisation DC, les parois s'influencent moins car elles sont moins nombreuses, ce qui se traduit par des pertes plus faibles. Grâce à l'ajustement par une Lorentzienne, il a été possible de montrer que le facteur de dissipation de la contribution du saut de parois de domaine tend vers une valeur non-nulle. Elle correspond à l'énergie nécessaire à la paroi pour franchir la barrière de potentiel pour s'accrocher à un autre défaut lorsqu'il n'y a plus d'influence entre les parois. À l'inverse, le facteur de dissipation de la vibration de parois semble tendre vers une valeur très faible voir nulle. Cela impliquerait que le caractère dissipatif des parois semble être dû en grande partie à l'influence des parois entre elles.

2.4.4 Conclusion sur l'étude des différentes contributions

Dans cette partie, les différentes contributions à la permittivité ont été étudiées en fonction de la fréquence et du champ DC appliqué. La décorrélation des différentes contributions a été faite en mesurant la permittivité en fonction du champ AC et à l'aide de la loi hyperbolique. Cela permet de déterminer la contribution de la maille, la plus importante dans notre cas, et celles des mouvements de parois de domaines, très faibles pour notre matériau.

L'analyse de la contribution de la maille en fonction de la fréquence a permis de montrer que le manganèse diminuait la diffusion basses fréquences et les pertes hautes fréquences dans le matériau. L'analyse des contribution de parois de domaines a permis de montrer que lorsque le taux de manganèse augmente, plus de parois sont présentes (la vibration augmente) car elle peuvent s'accrocher au manganèse. À l'inverse, la contribution du saut de parois de domaine diminue lorsque le taux de dopant augmente car le manganèse agit comme un obstacle.

L'étude des différentes contributions en fonction du champ DC appliqué a permis de calculer l'accordabilité de chacune des contributions. Il est donc possible d'en déduire le facteur de mérite de chacune des contributions. Les parois ont des accordabilités bien plus grandes que la maille mais leur pertes étant aussi très grandes, leur facteur de mérite est très faible devant celui de la maille (10 fois plus petit). La principale conséquence est que, pour avoir un facteur de mérite global le plus grand possible, il est nécessaire de diminuer au maximum la contribution des parois de domaine.

2.5 Conclusion sur le chapitre

Dans ce chapitre, le dopage de couches minces de $\text{Ba}_{0,8}\text{Sr}_{0,2}\text{TiO}_3$ (BST 80/20) par du manganèse a été étudié. Le dopage par un ion accepteur d'électron permet de réduire les pertes à basses fréquences ce qui est indispensable pour appliquer un champ de polarisation. L'ajout de dopant réduit la permittivité et légèrement l'accordabilité mais il permet surtout de baisser grandement les pertes à hautes et à basses fréquences, causées par la diffusion de porteurs chargés. Néanmoins, un taux trop important augmente les pertes car d'autres défauts apparaissent. L'étude révèle que le taux optimal est proche de 1 %. Pour cette concentration en manganèse, le facteur de mérite est le plus important et la dépendance en fréquence la plus faible, ce qui est intéressant pour des applications nécessitant des matériaux accordables.

L'utilisation de la loi hyperbolique a permis de séparer les différentes contributions à la permittivité et ainsi comprendre comment le dopage agit sur ces dernières. Cela a permis de voir que la contribution des parois est très faible pour le matériau étudié, ce qui est probablement dû à la petite taille des grains. En moyenne, les poids de la maille dans la permittivité et les pertes globales sont respectivement de 98 % et de 80 %.

L'étude des différentes contributions en fonction de la fréquence a permis de mettre en avant la présence de diffusion de porteurs chargés dans le matériau non dopé et que le taux de dopant optimum permet de réduire de manière drastique cette contribution. Cette étude a également permis de montrer que le dopage permet de réduire la contribution du saut de parois de domaines, phénomène très dissipatif. Le manganèse agit comme un point d'accrochage pour les parois de domaines, limitant leurs mouvements et donc leur contribution.

L'étude des différentes contributions en fonction du champ appliqué montre que l'accordabilité du matériau provient essentiellement de la maille. Bien que l'accordabilité des parois soit très importante (de l'ordre de 80 %), les pertes associées le sont aussi ($m \approx 0,2$) et il est préférable de limiter cette contribution. De plus, il a été montré que le champ AC utilisé pour la caractérisation conditionne les propriétés mesurées et il est donc important de prendre en compte cet effet.

Dans le chapitre suivant, les caractérisations en température et à hautes fréquences du matériau avec un taux de dopant 1 % de sont présentées.

Chapitre 3

Caractérisations en vue d'une application hyperfréquences

Sommaire

3.1	Introduction	79
3.2	Stabilité en température des propriétés diélectriques	81
3.2.1	Résultats de mesure	81
3.2.2	Comparaison avec la littérature	85
3.2.3	Conclusion	88
3.3	Stabilité en fréquence des propriétés diélectriques	88
3.3.1	Structure utilisée	88
3.3.2	Résultats de mesure	89
3.3.3	Comparaison avec la littérature	91
3.3.4	Conclusion	92
3.4	Influence de la topologie de mesure	93
3.4.1	Présentation de la structure de mesure en topologie coplanaire	93
3.4.2	Extraction de la permittivité	94
3.4.3	Simulation de la structure	95
3.4.4	Comparaison avec la mesure MIM	98
3.4.5	Conclusion	100
3.5	Conclusion sur le chapitre	100

3.1 Introduction

L'étude en fonction de la température et de la fréquence des matériaux ferroélectriques est importante d'une part pour leur utilisation dans différentes applications et d'autre part pour la compréhension des phénomènes contribuant à la permittivité et à l'accordabilité. Les propriétés des matériaux ferroélectriques sont réputées fortement dépendantes de la température car, au voisinage de la température de Curie T_C , la permittivité augmentent de manière importante [46]. Lorsque les matériaux ferroélectriques passent dans la phase paraélectriques, au-delà de T_C , les phénomènes non linéaires, par exemple l'accordabilité, ne sont plus présents. Cela est particulièrement vrai pour les monocristaux. Pour les couches minces, la transition se fait beaucoup plus progressivement et l'accordabilité subsiste dans la phase paraélectrique, même si elle diminue fortement avec la température. La transition est influencée par la taille de grain [132]. En effet, dans le cas de notre étude, les couches minces ne sont pas épitaxiées mais polycristallines et constituées de grains

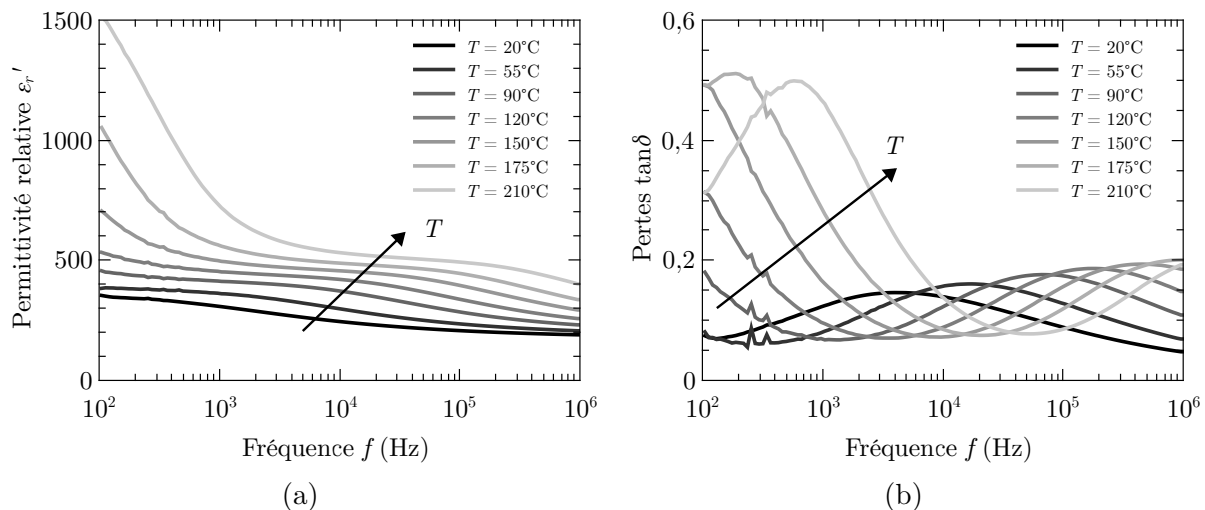


FIGURE 3.1 – Permittivité relative (a) et pertes (b) en fonction de la fréquence pour différents températures sur un échantillon de PZT sur inox [2].

d'un diamètre de l'ordre de $60\text{ }\mu\text{m}$. Chaque grain se comporte comme un monocristal et l'on comprend qu'à volume constant, si la taille des grains change, leur nombre aussi et par la même occasion les effets d'interfaces et de contraintes entre les grains. L'étude en fonction de la fréquence est importante afin de dimensionner le dispositif mais aussi pour la compréhension des différentes contributions à la permittivité car des phénomènes de relaxations sont présents dans les diélectriques. Au voisinage de cette relaxation, les pertes vont augmenter de manière importante et la permittivité décroître plus rapidement. Après cette relaxation, la permittivité sera plus faible qu'avant car une des contributions ne sera plus présente et les pertes vont diminuer. Cela peut être la contribution des parois de domaines ou de dipôles.

Un exemple de mesure en fonction de la fréquence et pour différentes températures d'un échantillon de PZT déposé sur inox est présenté Fig. 3.1 [2]. Pour cet échantillon on peut remarquer que la permittivité relative augmente et que la décroissance en fréquence est modifiée avec la température. Les pertes présentent deux maxima locaux qui se déplacent vers les hautes fréquences lorsque la température augmente. Ces maxima correspondent à deux relaxations [2]. Pour ce matériau, les propriétés diélectriques sont très dépendantes de la température et de la fréquence, ce qui peut poser des soucis pour une application hyperfréquence. De plus, après ces relaxations, l'accordabilité peut être réduite, les propriétés obtenues à basses fréquences ne seront alors pas conservées.

Dans ce chapitre, la première section présente la dépendance en température du matériau optimisé dans le chapitre précédent. L'élaboration des échantillons est donc identique et le taux de manganèse est de 1 %. La dépendance en température de la permittivité, des pertes et de l'accordabilité est observée et comparée aux données de la littérature pour voir si la stabilité en température obtenue est satisfaisante. La seconde section détaille la caractérisation du matériau dans la gamme micro-onde. L'objectif de cette section est de vérifier si les propriétés obtenues à basses fréquences pour le matériau optimisé sont encore présentes à hautes fréquences. Le facteur de mérite du matériau est également donné ce qui permet de le positionner dans l'état de l'art. La dernière section présente une structure de caractérisation en coplanaire afin de vérifier l'influence de la topologie sur les propriétés du matériau. Cette topologie permet de confirmer que le matériau sera utilisable en configuration coplanaire pour la cellule de réseau réflecteur.

3.2 Stabilité en température des propriétés diélectriques

La stabilité en température des couches minces ferroélectriques est un enjeu majeur pour leur utilisation dans les dispositifs. Dans la littérature, de nombreuses techniques ont été mises en œuvre pour réduire la sensibilité des propriétés diélectriques du matériau à la variation de température. Il y a par exemple l'utilisation de deux couches minces avec des températures de Curie différentes agencées en « parallèle » [133]. Le principe est d'avoir, entre la température de Curie de chacun des matériaux, une zone où les propriétés sont stables car la variation de permittivité de l'un va être compensée par l'autre. En choisissant judicieusement les deux températures il est possible d'ajuster la gamme de stabilité au cahier des charges.

Une approche similaire consiste à avoir une composition de la couche mince qui évolue progressivement dans l'épaisseur. Cette méthode a été utilisée notamment pour des films épitaxiés déposés par ablation laser [134] ou par sol-gel [135]. Le matériau est déposé en plusieurs couches avec des compositions différentes et un traitement thermique est effectué pour obtenir un gradient de composition. La stabilisation dans ce cas peut être attribuée à la variation progressive de température de Curie le long de l'épaisseur du matériau et ainsi un étalage des propriétés avec la température. La présence de contraintes en fonction de la composition dans l'épaisseur peut aussi expliquer cette stabilité [134]. Pour réduire la dépendance en température des propriétés, il est également possible d'utiliser un dopage graduel [70]. Là encore, la stabilité en température est attribuée à la distribution de température de Curie en fonction du dopage. Le principe est similaire, plusieurs couches avec différents taux de dopant sont déposées à la suite et le recuit final permet d'obtenir une variation progressive.

Cette section présente les résultats de mesure d'une couche mince élaborée à l'IETR. Dans notre cas, le matériau est homogène et les résultats obtenus pourront éventuellement être améliorés en effectuant des mélanges de compositions par la suite. La structure utilisée pour la caractérisation en fonction de la température est la même que celle qui a été présentée dans la partie décrivant le dopage du matériau section 2.4, page 55 (condensateur MIM avec électrodes inférieure et supérieure en platine). Le platine a été choisi pour l'électrode supérieure pour sa tenue en température (plutôt que du cuivre) et pour garder le même travail de sortie pour les deux électrodes.

3.2.1 Résultats de mesure

L'étude de stabilité en température a été faite de -150°C à 180°C . La permittivité, les pertes et l'accordabilité ont été mesurées en fonction de la fréquence. La valeur de permittivité nous permet de savoir tout d'abord si la valeur de capacité reste stable en température. Dans un dispositif hyperfréquences, elle peut conditionner par exemple la fréquence de résonance pour un filtre, ou la phase réfléchie pour une cellule déphaseuse. Ainsi une forte évolution de la permittivité avec la température pose évidemment des soucis pour le dispositif final. La valeur d'accordabilité nous permet de savoir si le dispositif hyperfréquences sera aussi agile à températures élevées par exemple, qu'à température ambiante. La valeur de pertes quant à elle déterminera si le facteur de mérite du matériau restera important même si la température change. Pour la composition choisie, la température de Curie est égale à 60°C , ainsi des changements de propriétés sont attendus autour de cette température car cela correspond au passage de la phase ferroélectrique à

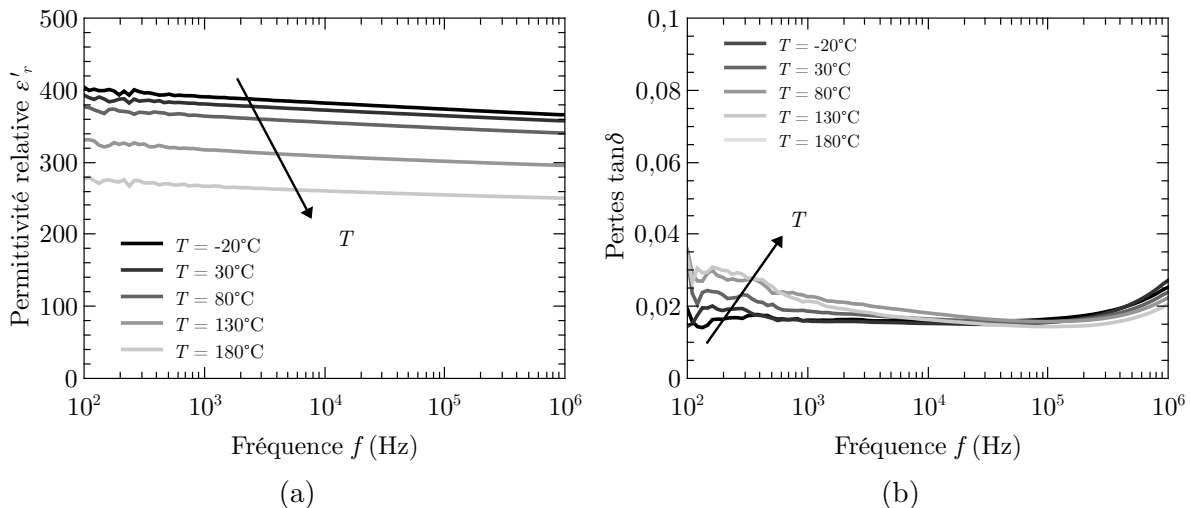


FIGURE 3.2 – Permittivité (a) et pertes (b) en fonction de la fréquence pour différentes températures. L'augmentation des pertes au delà de 100 kHz est due à une résonance provoquée par l'impédance-mètre.

la phase paraélectrique. Néanmoins, le matériau étant en couches minces, les transitions seront progressives [47].

3.2.1.1 En fonction de la fréquence

La première partie de l'étude en température consiste à vérifier si la dépendance en fréquence des propriétés diélectriques est modifiée par la température. Cette dépendance peut être notamment modifiée par la présence d'une relaxation dans le matériau comme cela est le cas pour le PZT ou pour la diffusion à basses fréquences. La Fig. 3.2 présente la permittivité et les pertes en fonction de la fréquence pour différentes températures. On peut remarquer tout d'abord qu'entre -20°C et 30°C la permittivité ne semble pas considérablement évoluer. Lorsque la température augmente, la permittivité diminue car le matériau entre dans la phase paraélectrique. Cela se traduit par un caractère ferroélectrique moins marqué, c'est-à-dire une permittivité plus faible. La dépendance en fréquence n'évolue pas, la permittivité décroît toujours très lentement avec la fréquence.

Entre -20°C et 30°C , les pertes n'évoluent pas. Lorsque la température augmente, les pertes augmentent légèrement à basses fréquences. Cela est dû à la diffusion basse fréquence qui augmente lorsque la température augmente [118, 136]. On peut cependant remarquer que les pertes à hautes fréquences ($> 100\text{ kHz}$) n'évoluent pas. Ainsi travailler en phase paraélectrique ne semble pas bénéfique pour réduire les pertes de notre matériau. On note aussi qu'il n'y a pas de maximum local sur les pertes lorsque la température est modifiée, il semble donc qu'aucune relaxation n'est présente dans la bande mesurée.

3.2.1.2 En fonction de la température

La Fig. 3.3a présente la permittivité et les pertes diélectriques en fonction de la température pour différentes fréquences de mesure. On peut faire des constats similaires à la section précédente, c'est-à-dire qu'entre -80°C et 20°C la permittivité n'évolue quasiment pas (moins de 2% de variation). Cela est très intéressant car une capacité réalisée avec ce matériau sera très peu dépendante de la température sur une gamme de 100°C . À partir de 35°C , la permittivité décroît avec une pente de $-0,9^{\circ}\text{C}^{-1}$, cela correspond au passage progressif dans la phase paraélectrique.

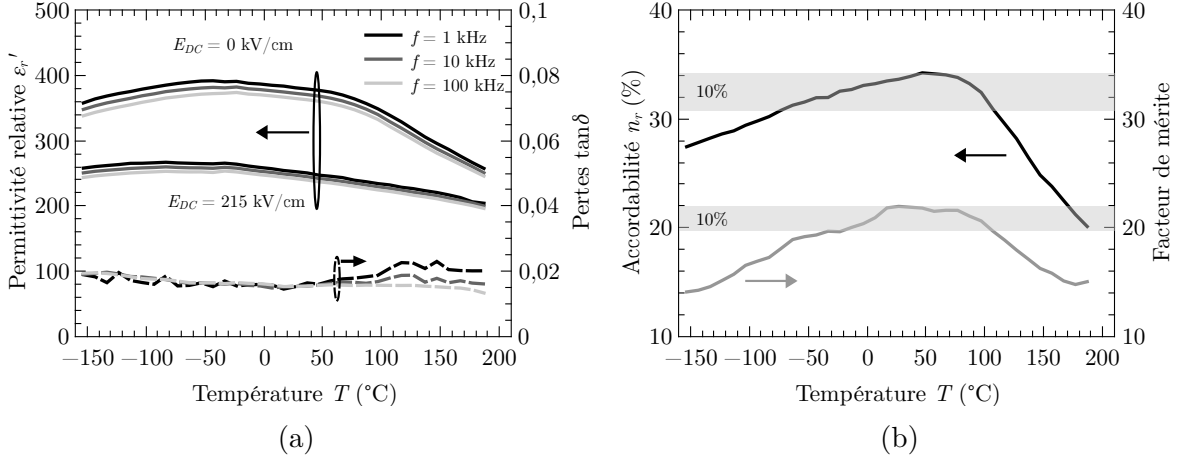


FIGURE 3.3 – Permittivité relative, pertes pour différentes fréquences et (a), accordabilité et FoM à 100 kHz sous 230 kV/cm (b) en fonction de la température.

Généralement, pour les matériaux ferroélectriques, un maximum de permittivité est présent à la transition entre la phase tétragonale et la phase cubique (température Curie). On peut noter que dans notre cas, il n'y a pas de maximum de permittivité à cette température (60°C). Dans le cas des couches minces, le maximum de permittivité à la température de Curie est moins marqué voir même absent si la taille des grains est très faible [48]. L'évolution de la permittivité avec la température plus progressive est dû au fait que plus les grains sont petits, plus les contraintes ont un poids important [47]. Dans le cas d'une taille de grains très faible, le maximum de permittivité se situe à une température entre les deux transitions structurales orthorhombique-tétragonale et tétragonale-cubique [48]. Ainsi, la faible taille de grain du matériau étudié (environ 60 nm) permet d'expliquer le fait qu'il n'y a pas de maximum de permittivité à 60°C mais que ce maximum soit autour de -40°C. Des études complémentaires sur l'influence de la température et de la taille des grains sur les différentes contributions à la permittivité sont envisagées afin de mieux comprendre l'absence de ce maximum de permittivité à la température de Curie.

Les pertes diélectriques restent stables dans toute la gamme de mesure en température, ainsi l'utilisation du matériau en phase paraélectrique ne permet pas de réduire les pertes dans notre cas. Les pertes augmentent cependant très légèrement à basse température. La légère remontée sur la courbe $f = 1$ kHz lorsque la température augmente correspond à la diffusion présente aux basses fréquences (cf. Fig. 3.2) qui augmente quand la température augmente [118, 136].

L'accordabilité et le FoM sous un champ de 215 kV/cm et à une fréquence de 100 kHz sont présentés Fig. 3.3b. Ces deux grandeurs ont été calculées à partir des courbes de la Fig. 3.3a. Les évolutions de l'accordabilité et du FoM sont similaires pour les autres fréquences et pour d'autres champs de polarisation, elles ne sont donc pas présentées ici. L'accordabilité est supérieure à 90 % de sa valeur maximale entre -80°C et 100°C. Elle chute fortement à partir de 100°C avec une pente de $-0,15\% \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. La chute d'accordabilité est due au passage de la phase ferroélectrique à la phase paraélectrique. Cette baisse d'accordabilité peut être aussi observée sur la courbe de permittivité avec champ appliqué car elle évolue très peu avec la température, contrairement à la permittivité sans champ. Il est donc préférable pour maintenir une bonne accordabilité, peu dépendante de la température, de travailler dans la phase ferroélectrique. Le FoM a une évolution un peu plus rapide que l'accordabilité dans les basses températures, ce qui s'explique par

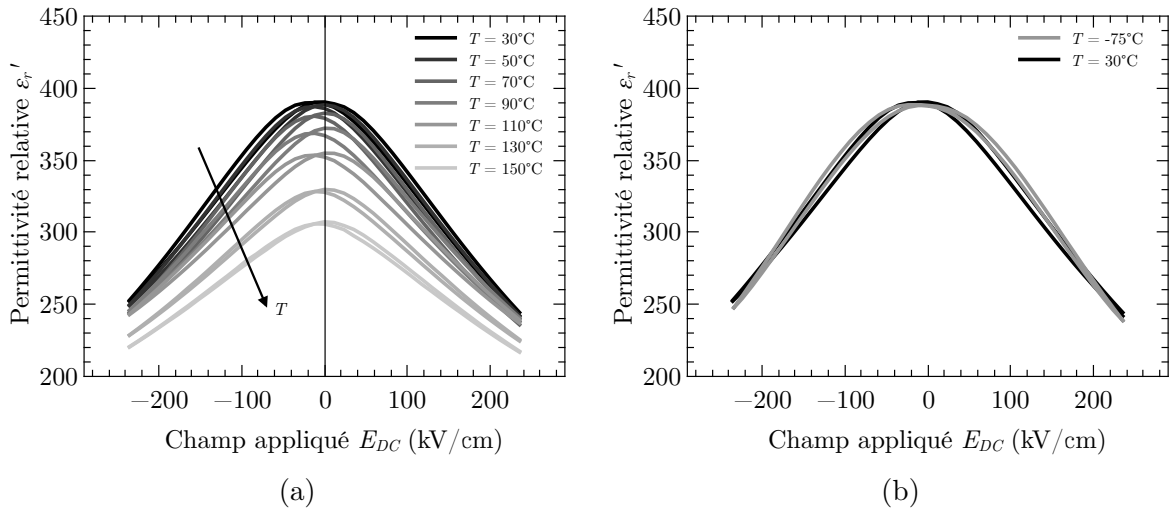


FIGURE 3.4 – Permittivité relative en fonction du champ appliqué pour différentes températures à une fréquence de 10 kHz.

le fait que les pertes augmentent légèrement lorsque la température diminue. Pour les hautes températures, le FoM suit la même évolution que l'accordabilité car les pertes évoluent très peu. La gamme de température où le FoM reste supérieure à 90 % de sa valeur maximale va de -20°C à 100°C .

3.2.1.3 En fonction du champ appliqué

L'étude en fonction du champ appliqué permet de voir l'effet de la température sur le champ coercitif du matériau et ainsi sur l'effet d'hystérésis. La Fig. 3.4a présente la permittivité en fonction du champ appliqué pour plusieurs températures pour une fréquence de mesure de 10 kHz. On peut tout d'abord faire le même constat sur l'évolution de la permittivité sans champ de polarisation, elle diminue lorsque que la température augmente. Avec champ de polarisation, la permittivité diminue plus lentement. À 90°C , l'effet d'hystérésis est très marqué car le matériau se trouve au niveau de la transition entre les deux phases. Cet effet est cependant de moins en moins visible à mesure que la température augmente car le matériau se trouve dans la phase paraélectrique. Il pourrait sembler intéressant de travailler en phase paraélectrique pour réduire l'effet d'hystérésis mais cela se ferait au prix d'une accordabilité bien plus faible et fortement dépendante de la température.

Lorsqu'on refroidit le matériau (Fig. 3.4b), la distribution de champ coercitif semble augmenter. Cela se traduit par un cycle plus aplati autour du champ nul. La raison de cette augmentation de la distribution du champ coercitif n'est pas connue à ce jour, des études plus approfondies en fonction de la température et du champ appliqué sont nécessaires pour la connaître. L'effet d'hystérésis ne semble pas beaucoup plus marqué, ce qui est dû à la valeur du champ coercitif qui diminue lorsque la température diminue. Ainsi, sur les cycles l'aller et le retour sont quasiment confondus. Une étude à température plus faible permettrait de voir si l'effet s'accroît. Néanmoins, l'effet d'hystérésis reste relativement faible dans la gamme de -75°C à 50°C ce qui permet de garder un circuit de commande simple.

3.2.2 Comparaison avec la littérature

L'étude du matériau en fonction de la température doit être mise en perspective avec ce qui est présent dans la littérature pour voir si la stabilité obtenue est prometteuse ou non.

3.2.2.1 Présentation des critères de comparaison

Pour quantifier la variation de la capacité en fonction de la température, le TCC (*Temperature Coefficient of Capacitance*) est couramment utilisé, il est défini de la manière suivante [135] :

$$\text{TCC} = \frac{\Delta C}{C_0 \Delta T} \quad (3.1)$$

Ce critère permet de représenter la variation de la capacité (et donc de la permittivité) en fonction de la température. Plus la valeur est faible, plus le matériau est stable avec la température. Cependant, ce critère n'a pas été retenu car il évolue avec la température et ne donne pas directement la gamme dans laquelle le matériau va être stable. Nous préférons définir le paramètre B^{ε_r} correspondant à la bande dans laquelle la permittivité varie moins de 2 % par rapport à la permittivité maximale. La valeur de 2 % est choisie car elle correspond à une variation typiquement obtenue pour les condensateurs commerciaux de forte valeur [137]. En effet, pour la plupart des matériaux présentés dans la littérature, la zone dans laquelle la couche mince est la plus stable se situe autour de son maximum de permittivité. Ce maximum est en général au voisinage de la température de Curie. Pour le matériau présenté par Gevorgian *et al* [133], la référence va être prise au milieu du palier de permittivité. Ce cas est particulier car les deux compositions sont agencées en « parallèle », contrairement aux gradients de composition qui sont en général associés dans une topologie « série ».

Pour les pertes et l'accordabilité, aucun critère n'est clairement défini dans la littérature à notre connaissance. Pour remédier à cela, on pose $B^{\tan \delta}$ la bande dans laquelle le $\tan \delta$ varie de moins de 10 % par rapport à sa valeur minimale. Cette valeur de 10 % est arbitraire et correspond à une marge qui doit être prise lors de la conception d'un composant ou d'un dispositif pour maintenir des bonnes performances du dispositif même lorsque la température varie en pratique. Ce critère peut paraître laxiste à première vue mais, par exemple, si les pertes minimales sont de 0,01, les limites de la bande correspondent à des pertes plus faibles que 0,011. Ce qui est finalement relativement exigeant et, malgré tout, la plupart des matériaux présentés par la suite ont des $B^{\tan \delta}$ assez importantes.

Pour représenter la stabilité des performances globales du matériau nous allons nous baser sur la variation du FoM , qui représente par conséquent la variation conjointe des pertes et de l'accordabilité. Nous allons définir B^{FoM} comme étant la bande de températures pour laquelle le FoM reste supérieure à 90 % de sa valeur maximale. Il est relativement difficile de trouver dans la littérature des résultats de mesures d'accordabilité en fonction de la température et encore plus avec des champs qui soient les mêmes. Pour cette raison, la B^{FoM} est intéressante car elle permet de voir l'évolution du FoM même s'il a été mesuré à différents champs¹.

1. La comparaison avec le même champ est tout de même plus rigoureuse car la « forme » du cycle $\varepsilon_r - E$ peut légèrement évoluer avec la température comme cela a été remarqué précédemment.

3.2.2.2 Présentation des résultats

Le Tableau 3.1 regroupe les différentes données disponibles dans la littérature concernant la stabilité en température, pour différentes compositions du matériau développé, triées par ordre de la complexité de mise en œuvre. Pour les deux premières lignes, aucune technique particulière n'a été utilisée pour stabiliser les propriétés. Dans les trois lignes suivantes, il s'agit de dépôts successifs mais avec un recuit global. La complexité est donc légèrement accrue, mais cela reste abordable. La dernière ligne correspond au matériau mis en « parallèle ». Pour limiter la contamination entre les différentes couches, des dépôts de MgO par épitaxie ont été utilisés, ce qui accroît la complexité de réalisation. De plus, cette topologie implique l'utilisation d'un condensateur coplanaire ce qui peut poser des difficultés technologiques pour avoir des gaps étroits entre les électrodes (point important pour pouvoir appliquer de faibles tensions de polarisation).

Du point de vue de la stabilité de la permittivité en température on peut noter que mettre en « parallèle » les matériaux [133] est extrêmement efficace. La gamme de température obtenue est de 190 °C, ce qui est supérieure à ce travail (100 °C) et à celui de Tiggelman [138] (95 °C). La gamme obtenue en utilisant des gradients de composition est plus faible. Cependant, la gamme de stabilité est peut-être plus grande dans [135, 139] car la mesure s'arrête à -10 °C. Il faut néanmoins noter qu'aucun effort particulier n'a été entrepris dans ce travail et dans la thèse de Tiggelman pour améliorer la stabilité en température et qu'elle est déjà relativement correcte. L'utilisation de l'une ou l'autre méthode (gradient de composition ou mise en « parallèle ») permettrait peut-être d'améliorer la stabilité.

Pour la stabilité en température des pertes, (de la plupart des matériaux présentés) la gamme est assez importante. Lorsque la température diminue, les pertes augmentent pour tous les matériaux mais elles restent relativement faible pour les hautes températures. Cela n'est pas valable pour le matériau développé par Gevorgian ou les pertes augmentent aussi à hautes températures. Cela est probablement dû au fait que la zone de stabilité se trouve entre les deux températures de Curie, là où les pertes diélectriques augmentent fortement pour les ferroélectriques. Pour le matériau développé à l'IETR, les pertes varient de moins de 10 % dans une gamme de 210 °C ce qui est bien plus que les autres matériaux. Néanmoins, la limite de mesure pour les matériaux proposés par Tiggelman [138] et par Jain [70] fausse peut être les résultats car les pertes mesurées n'augmentent pas aux températures les plus hautes.

La bande de stabilité du FoM est également donnée dans le Tableau 3.1. Étant donné que les pertes varient relativement peu avec la température, la stabilité du FoM est principalement conditionnée par la variation d'accordabilité. La bande de stabilité du matériau développé est la plus importante, elle est de -20 °C à 100 °C (120 °C de bande). La bande de stabilité du FoM pour le matériau avec un gradient de composition dans [135] et pour celui avec un gradient de dopage [70] est de 30 °C. Ceci est bien plus faible que ce qui a été obtenu pour notre matériau.

Le dernier point à comparer, pour les matériaux dont le FoM est donné en fonction de la température, est la bande dans laquelle la permittivité et le FoM sont stables en même temps. En effet, si la permittivité est stable alors que le FoM diminue, le dispositif va être moins efficace. Pour le matériau développé, la bande de stabilité conjointe est de 60 °C (-35 °C, 35 °C) ce qui reste supérieur au matériau avec un gradient de composition (30 °C, [135]) et celui avec un gradient de dopage (20 °C, [70]).

Composition	Substrat	B^{ε_r}	$B^{\tan \delta}$	B^{FoM}	Référence
80/20	Al ₂ O ₃	[−60 °C, 35 °C]	[−10 °C, 95 °C]	NC	[138] Tiggelman
80/20	Al ₂ O ₃	[−80 °C, 20 °C]	[−40 °C, 170 °C]	[−20 °C, 100 °C]	Ce travail
60/40 → 90/10	Si	[−10 °C, 20 °C]	[0 °C, 20 °C]	[10 °C, 20 °C]	[139] Cole
60/40 → 90/10	Si	[−10 °C, 50 °C]	[0 °C, 80 °C]	[0 °C, 30 °C]	[135] Cole
50/50 (1 → 5 → 1 Mn)	LaAlO ₃	[−55 °C, 10 °C]	[75 °C, 130 °C]	[−10 °C, 20 °C]	[70] Jain
75/25 25/75	MgO	[−160 °C, 30 °C]	[−130 °C, 15 °C]	NC	[133] Gevagian

TABLEAU 3.1 – Comparaison de la stabilité en température des couches minces. La flèche indique un gradient de composition du haut vers le bas. Si un élément est indiqué, il s’agit d’un gradient de dopage. Les deux barres parallèles indiquent que les deux matériaux sont connectés en « parallèle ». Les matériaux sont triés par complexité de mise en œuvre croissante.

3.2.3 Conclusion

Avec cette étude, on peut voir que la dépendance en fréquence des propriétés diélectriques n'est pas influencée par la température, seule la diffusion est visible sur les pertes à basses fréquences. Au-delà de 100 kHz aucun changement n'est perceptible sur les pertes. Un autre point remarquable est qu'entre -80°C et 20°C , la permittivité n'évolue quasiment pas et qu'entre -80°C et 100°C l'accordabilité évolue peu et reste importante. L'étude montre aussi l'intérêt de travailler en phase ferroélectrique. En effet, les propriétés restent quasiment inchangées alors qu'en phase paraélectrique, la permittivité et l'accordabilité sont très dépendantes de la température et diminuent fortement. L'intérêt de travailler en phase paraélectrique est que l'effet d'hystérésis est quasiment nul, mais c'est au prix d'une accordabilité plus faible et fortement dépendante de la température.

Les résultats obtenus sont prometteurs car les dispositifs pourront fonctionner dans une large gamme de température. De plus, cela confirme que les couches minces ferroélectriques ne se comportent pas comme les mono-cristaux qui ont une forte dépendance des propriétés en fonction de la température.

Dans la section suivante, les propriétés de notre matériau vont être étudiées à hautes fréquences.

3.3 Stabilité en fréquence des propriétés diélectriques

La stabilité des propriétés en fréquence est importante pour conserver les propriétés obtenues à basses fréquences dans la gamme micro-onde. La première section détaille la mesure de la permittivité en fonction de la fréquence dans la gamme des GHz. Cela permet de voir si des relaxations apparaissent dans cette gamme pour le matériau étudié. La seconde section discute de la mesure en fonction du champ appliqué. Cela permet de savoir si l'accordabilité reste importante et si l'effet d'hystérésis évolue à hautes fréquences. Enfin, les performances du matériau vont être comparées à celles présentées dans la littérature sur un matériau similaire.

3.3.1 Structure utilisée

La structure utilisée pour la caractérisation en fonction de la fréquence est présentée Fig. 3.5. Elle consiste en un condensateur MIM comme en basses fréquences à la différence près que celui-ci peut être mesuré à l'aide de pointes GSG (*Ground Signal Ground*). La capacité mesurée correspond à l'association en série de la capacité centrale (C_f) avec la capacité de la masse (C_m). La valeur de la capacité de masse étant extrêmement grande vis-à-vis de la capacité centrale, la capacité mesurée est très proche de C_f . Pour plus de précision, deux capacités de tailles différentes sont mesurées, et en faisant la différence des deux impédances mesurées, il est possible de retirer l'effet de la masse [83].

La métallisation supérieure a été déposée par pulvérisation de cuivre ($1\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur) pour pouvoir réaliser le motif par photolithogravure. Une électrode de $200\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre a été utilisée pour les mesures basses fréquences, pour avoir une capacité suffisamment grande, et des électrodes de $40\text{ }\mu\text{m}$ et $60\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre ont été préférées pour les mesures en hautes fréquences. L'utilisation d'une surface d'électrode plus faible pour la mesure en hautes fréquences est indispensable pour limiter l'effet des phénomènes de propagation sur la mesure [83, 85, 140]. L'électrode inférieure de 200 nm d'épaisseur a été réalisée en platine par pulvérisation. Le substrat d'alumine a d'abord été lissé par 7 couches de BST avant le dépôt de platine, pour réduire la rugosité de la métallisation inférieure. Cela

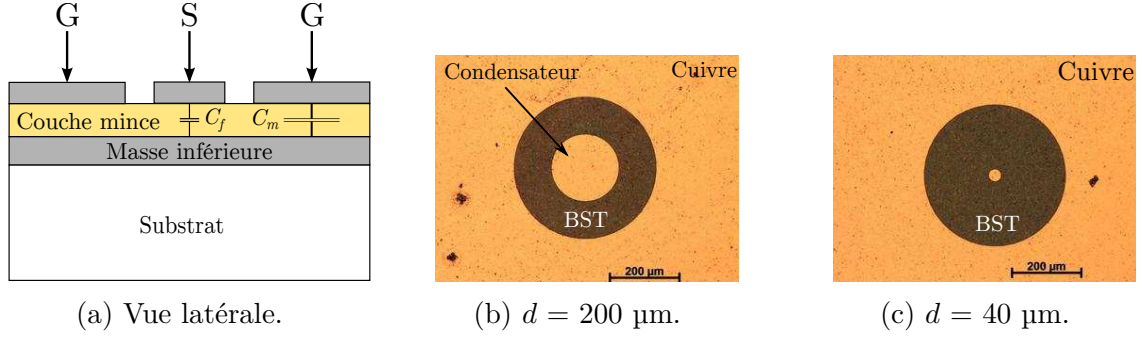


FIGURE 3.5 – Capacité de type MIM permettant la caractérisation en basses et hautes fréquences d’une couche mince.

permet d’avoir une meilleure conductivité de l’électrode inférieure et ainsi augmenter la fréquence de mesure des propriétés diélectriques, cette dernière conditionnant fortement les phénomènes de propagation [83, 85].

3.3.2 Résultats de mesure

La première partie décrit les mesures en fonction de la fréquence, pour plusieurs champs appliqués afin de vérifier la stabilité de la permittivité et l’accordabilité à hautes fréquences. La deuxième partie présente les mesures effectuées en fonction du champ appliqué à plusieurs fréquences, pour visualiser l’effet d’hystérésis. Les mesures entre 1 kHz et 20 MHz ont été réalisées avec un analyseur d’impédance et les mesures entre 20 MHz et 10 GHz avec un analyseur de réseaux *Agilent E8364B* et une station sous pointes. Un calibrage de type SOLT (*Short Open Load Thru*) a été utilisé pour ramener le plan de référence au niveau des pointes. La puissance de sortie de l’analyseur de réseaux est de -17 dBm , ce qui correspond à une tension AC de l’ordre de 30 mV. Il n’est pas possible d’utiliser une puissance plus élevée avec le matériel disponible à l’IETR. Cela ne correspond pas à celle utilisée pour les mesures en basses fréquences qui est de 500 mV (pour avoir le maximum de précision). Néanmoins, les mesures donnent des résultats cohérents entre elles car le matériau considéré a une contribution des parois de domaines très faible. Des études sur l’influence de la puissance de sortie de l’analyseur de réseaux sont prévues pour voir l’effet des parois de domaines dans la gamme de GHz.

3.3.2.1 En fonction de la fréquence

La Fig. 3.6 présente la permittivité et les pertes diélectriques en fonction de la fréquence. Malgré les petits écarts dus au changement de méthode de mesure, un bon accord entre les deux méthodes est obtenu. On peut noter que la permittivité avec et sans champ appliqué reste stable jusqu’à 5 GHz, au-delà des phénomènes de propagation diminuent la capacité apparente et rendent ainsi l’extraction de la permittivité impossible. Ces phénomènes de propagation dépendent de la valeur de la permittivité du matériau et de la conductivité des électrodes [85, 140]. Plus la valeur de la permittivité est importante, plus les phénomènes de propagation sont importants et apparaissent à une faible fréquence. Cela se confirme ici car on peut remarquer que les phénomènes de propagation sont moins visibles sur la mesure avec champ appliqué (la permittivité est plus faible). La valeur de permittivité obtenue à 1 GHz sans champ appliqué est de 350 environ. L’étude de l’incertitude de mesure des propriétés diélectriques est présentée plus en détail dans l’annexe A. À 1 GHz, la valeur de permittivité est mesurée à 10 % près.

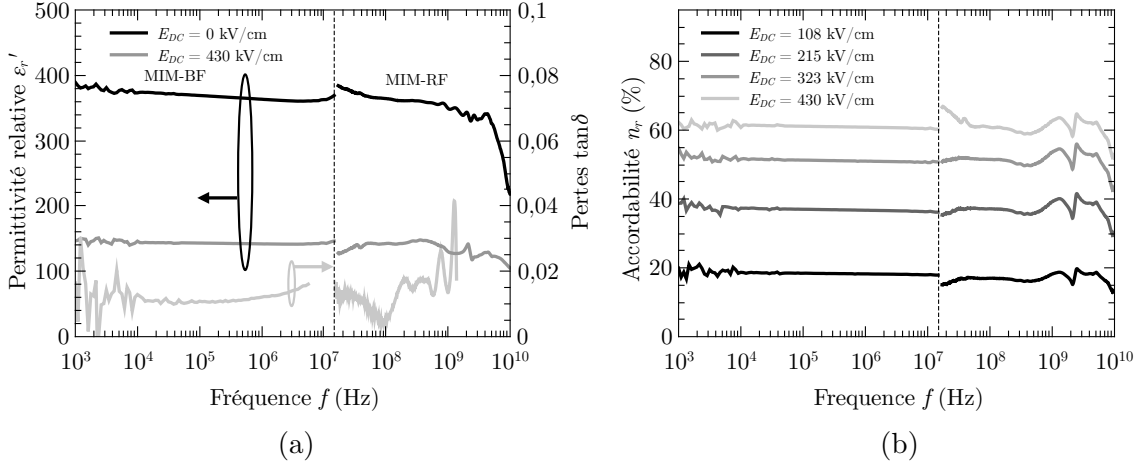


FIGURE 3.6 – Permittivité, pertes (a) et accordabilité (b) en fonction de la fréquence pour différents champs appliqués.

Les pertes diélectriques $\tan \delta$ mesurées à basses fréquences sont de 0,01. La valeur est plus faible que lors des études présentées précédemment car le métal utilisé n'est pas le même. En effet, pour l'étude en température, le platine avait été choisi pour sa tenue en température et pour avoir le même métal que pour l'électrode inférieure. Ici, le cuivre, qui est un bien meilleur conducteur électrique, a été choisi. On peut donc voir l'importance du choix des électrodes sur les mesures, et notamment celles des pertes diélectriques. Les pertes augmentent légèrement avec la fréquence jusqu'à une valeur de 0,02 à 1 GHz. Cependant, la valeur réelle est peut-être plus faible car les effets de propagation tendent à augmenter les valeurs de pertes mesurées [85]. Sans autres mesures pour le moment, nous prendrons, pour la suite des études sur la cellule de réseau réflecteur, cette valeur de pertes diélectriques à hautes fréquences, bien qu'elle puisse être surestimée. Une métallisation inférieure plus conductrice (empilement or + platine par exemple) ou des électrodes avec des diamètres plus faibles permettraient de mesurer à plus hautes fréquences.

L'application d'une tension de polarisation permet de mesurer l'accordabilité de la couche mince. Elle est présentée Fig. 3.6b en fonction de la fréquence. À hautes fréquences, la mesure est légèrement plus bruitée qu'en basses fréquences à cause du calibrage de l'analyseur de réseau qui est plus délicat que pour l'analyseur d'impédance. Néanmoins, si on prend une valeur moyenne, elle ne varie quasiment pas en hautes fréquences et reste très importante. La valeur obtenue dans la gamme des GHz est supérieure à 62 % sous un champ de 430 kV/cm (correspond à 40 V sur une couche de 925 nm d'épaisseur²). Cela donne un facteur de mérite de 31 à 1 GHz pour notre matériau.

3.3.2.2 En fonction du champ appliqué

L'étude des propriétés diélectriques en fonction du champ appliqué permet de voir si l'effet d'hystérésis est encore présent à hautes fréquences et s'il est influencé par le changement de métal de l'électrode supérieure. La Fig. 3.7 présente la permittivité en fonction du champ appliqué pour différentes fréquences. Un pas de 1 V (correspond à un champ de 1,08 kV/cm) est utilisé pour le cycle $\epsilon_r - E$ à hautes fréquences (10 MHz–10 GHz) pour les champs faibles (entre -54 kV/cm et $+54$ kV/cm) afin de bien discerner

2. L'épaisseur est plus importante qu'avant car la rugosité du substrat d'alumine réduisait l'épaisseur moyenne du matériau ferroélectrique.

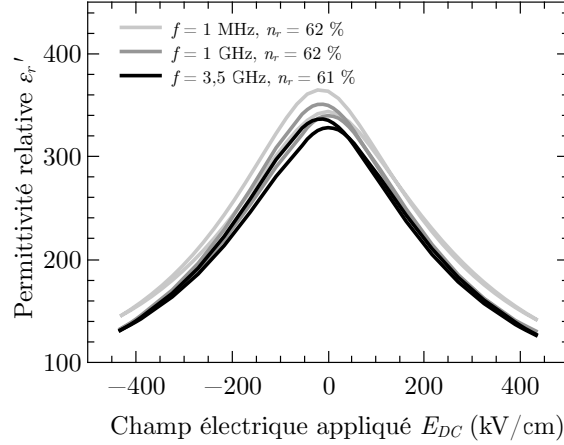


FIGURE 3.7 – Permittivité en fonction du champ appliqué pour différentes fréquences.

les deux branches. Un pas plus large (54 kV/cm) a été utilisé pour les forts champs afin de réduire le temps de mesure.

On peut constater une légère diminution de la permittivité avec la fréquence, ce qui a également été observée avec les mesures précédentes, mais l'accordabilité reste très importante (62 % à 1 GHz). On peut noter également que le changement de métal sur l'électrode supérieure a modifié la symétrie du cycle $\varepsilon_r - E$. Cela peut être attribué à la différence de travail de sortie des électrodes inférieure et supérieure. Néanmoins, cette modification de symétrie est intéressante car l'effet d'hystérésis est fortement diminué sur la branche positive. Il est présent seulement pour des champs relativement faibles. Ainsi, il est possible de s'affranchir de l'effet d'hystérésis en utilisant une tension de commande uniquement positive. Cela permet de réduire la complexité d'un circuit de commande car, à une tension donnée, correspond une permittivité bien définie.

3.3.3 Comparaison avec la littérature

Pour pouvoir comparer efficacement les résultats obtenus sur le matériau étudié il faut comparer le FoM sous un même champ et à une fréquence donnée. Cependant, il est relativement rare de trouver des mesures dans la littérature qui soient données avec les mêmes paramètres. Pour remédier à cela, le FoM est présenté en fonction de la fréquence car c'est principalement ce paramètre qui diffère et qui conditionne fortement les pertes. La comparaison est faite à 400 kV/cm car c'est un champ qui est couramment utilisé. Lorsque les cycles $\varepsilon_r - E$ sont donnés à un champ appliqué supérieur, il est possible d'extraire la valeur de permittivité au champ voulu.

La Fig. 3.8 et le Tableau 3.2 regroupent les résultats extraits de la littérature ainsi que ceux du matériau étudié. On peut remarquer que pour notre matériau, le facteur de mérite diminue avec la fréquence, ce qui est principalement dû à l'augmentation des pertes diélectriques. Cette tendance est également observée sur les données de la littérature. Néanmoins, le matériau reste très compétitif à hautes fréquences car son FoM est supérieur à celui obtenu par Tiggelman à 1 GHz et celui de Cole et Pervez à 1 MHz. Les valeurs données par Levasseur et Kim sont plus importantes car les pertes diélectriques de leur matériau sont plus faibles à basses fréquences. Cependant, aucune valeur n'est donnée à hautes fréquences et il n'est donc pas possible de conclure sur les propriétés du matériau vis-à-vis du nôtre.

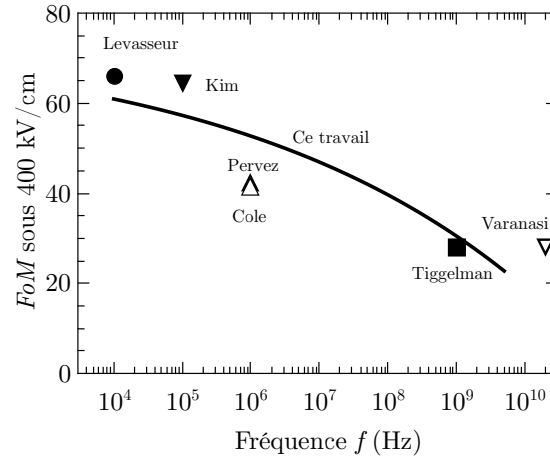


FIGURE 3.8 – Comparaison des facteurs de qualité obtenus dans la littérature et dans ce travail sous un champ électrique appliqué de 400 kV/cm en fonction de la fréquence.

Substrat	Méthode de dépôt	Fréquence de mesure	n_r	$\tan \delta$	FoM	Référence
Si	PLD	20 GHz	76 %	0,027	28	[141] ▽ Varanasi
Si	Solgel	1 GHz	44 %	0,015	28,5	[84] ■ Tiggelman
Si	Solgel	1 MHz	52 %	0,0125	41,6	[135] △ Cole
Saphir	Pulvé	1 MHz	52 %	0,013	42,4	[55] ▲ Pervez
Si	Solgel	100 kHz	42 %	0,0065	64,6	[68] ▼ Kim
Si	Solgel	10 kHz	61 %	0,009	66,6	[66] ● Levasseur

TABLEAU 3.2 – Comparaison des facteurs de qualité obtenus dans la littérature sous un champ électrique appliqué de 400 kV/cm.

Le FoM de notre matériau est comparable avec celui obtenu par Varanasi à 20 GHz (28). Cela s'explique par une forte agilité et des pertes qui restent modérées pour Varanasi. La méthode de dépôt utilisée (ablation laser) permet d'avoir des films avec des bonnes propriétés mais qui est également plus coûteuse. Aussi, l'utilisation d'une électrode inférieure avec une meilleure conductivité (800 nm d'or + 100 nm de platine [142] contre 100 nm de platine) et une plus faible surface de capacité ($25 \mu\text{m}^2$ contre $1256 \mu\text{m}^2$) permet de s'affranchir des effets de propagation qui entraînent une surestimation des pertes diélectriques. Dans notre cas, les phénomènes de propagation empêche d'obtenir une valeur de permittivité au delà de 6 GHz et influence probablement les pertes à plus basses fréquences. Des études pour augmenter la conductivité de l'électrode inférieure permettraient d'accéder aux propriétés à plus hautes fréquences, principalement les pertes, et ainsi de les comparer avec la littérature.

3.3.4 Conclusion

Dans cette section les propriétés des couches minces déposées ont été étudiées sur une large gamme de fréquences. On peut noter que les propriétés sont très stables en fonction de la fréquence. En effet, même si une légère diminution de la permittivité est présente (380 à 1 kHz, 340 à 5 GHz) l'accordabilité reste supérieure à 60 % sous 400 kV/cm jusque dans la gamme des GHz. Les pertes diélectriques semblent augmenter légèrement à hautes

fréquences mais les phénomènes de propagation dans la structure de mesure limitent la précision de la mesure. Cependant une valeur de 0,02 a été mesurée à 1 GHz et la valeur réelle est probablement plus faible car les phénomènes de propagation interviennent déjà à cette fréquence. Néanmoins, le facteur de mérite pour le matériau à 1 GHz est de 30 sous 400 kV/cm, ce qui est très proche de l'état de l'art malgré une possible surestimation des pertes à cette fréquence.

L'étude en fonction du champ électrique appliqué a permis de montrer que l'effet d'hystérésis est très faible pour les tensions positives si l'électrode supérieure est en cuivre. Cela permet de s'affranchir d'un circuit de commande complexe si l'on utilise une tension uniquement positive (ce qui est courant). Ainsi, le fait que le matériau soit en phase ferroélectrique n'est pas un souci et même un avantage car ses performances sont dans l'état de l'art avec un effet d'hystérésis très faibles.

3.4 Influence de la topologie de mesure

La topologie avec laquelle sont mesurées les propriétés diélectriques des couches minces a son importance car elle peut imposer des contraintes technologiques ou des étapes qui peuvent modifier les propriétés du matériau. Par exemple, la structure MIM nécessite un plan de masse inférieur et ce dernier peut influencer la cristallisation du matériau. Un autre exemple est le type de métal utilisé pour les électrodes, comme cela a été mis en évidence dans la section précédente. La topologie de caractérisation doit donc être assez proche de celle qui sera utilisée dans un dispositif final. En effet, pour la cellule de réseau réflecteur qui sera présentée par la suite, la topologie coplanaire a été choisie. Pour ces raisons, une topologie de caractérisation coplanaire a été étudiée et utilisée pour vérifier les propriétés des couches minces.

La structure est tout d'abord présentée ainsi que le modèle mathématique utilisé pour l'extraction de la permittivité. Ensuite, les différentes simulations qui ont permis de vérifier le modèle mathématique et les corrections proposées sont détaillées. Enfin, les résultats obtenus en mesure avec cette structure coplanaire sont présentés et comparés avec ceux obtenus précédemment.

3.4.1 Présentation de la structure de mesure en topologie coplanaire

La topologie proposée pour la caractérisation de couches minces est présentée Fig. 3.9a. Elle consiste en deux électrodes rectangulaires déposées sur une couche mince, elle-même déposée sur un substrat. La capacité coplanaire est connectée à deux lignes de transmission coplanaire (CPW) qui permettent la mesure sans la perturber. L'avantage de cette topologie par rapport à des lignes de transmission est qu'il est relativement facile de réaliser un gap S_{capa} de faible dimension lorsque la largeur W_{capa} reste petite. Un gap faible est nécessaire pour une mesure en configuration coplanaire car dans ce cas, le poids de la permittivité de la couche mince dans la permittivité effective est important. L'autre raison est de pouvoir appliquer des champs électriques suffisant afin d'observer l'accordabilité de la couche mince.

Le schéma équivalent de la topologie est donné Fig. 3.9b. La capacité série C_s est celle entre les deux armatures de la capacité (celle que l'on cherche à mesurer) et la capacité C_p est une capacité parasite avec la masse. Ce circuit peut être représenté par la matrice

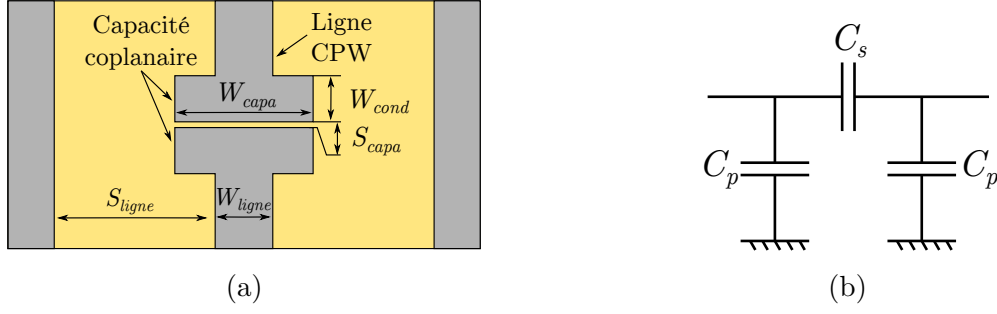


FIGURE 3.9 – Vue de dessus de la topologie de caractérisation proposée (a) et schéma équivalent associé (b). $W_{ligne} = W_{cond} = 30 \mu\text{m}$; $S_{ligne} = 150 \mu\text{m}$.

admittance suivante :

$$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega(C_s + C_p) & -j\omega C_s \\ -j\omega C_s & j\omega(C_s + C_p) \end{bmatrix}, \quad (3.2)$$

Ainsi il est possible d'extraire les capacités série et parallèle :

$$C_s = \frac{-Y_{12}}{2\pi j f}, \quad (3.3)$$

$$C_p = \frac{Y_{11} + Y_{12}}{2\pi j f}, \quad (3.4)$$

La mesure de la matrice admittance de ce circuit, par le biais des paramètres S , permet de mesurer les deux capacités associées à la structure et donc de la caractériser complètement.

3.4.2 Extraction de la permittivité

La structure étant plus complexe qu'un condensateur MIM, un modèle mathématique est nécessaire pour extraire la permittivité de la couche mince, comme dans le cas des lignes coplanaires. Les deux principaux modèles trouvés dans la littérature sont ceux de Vendik [87] et de Gevorgian [22]. Celui de Vendik décrit la capacité entre deux plaques déposées sur un substrat avec plusieurs couches (Fig. 3.10a). Cependant, ce modèle donne seulement la contribution linéique, la capacité due au débordement des lignes de champ n'est pas considérée (Fig. 3.10b). L'autre modèle disponible est celui proposé par Gevorgian, qui prend en compte la capacité de frange mais ce modèle dispose d'un paramètre d'ajustement qui doit être étalonné par des simulations électromagnétiques. Même avec le paramètres ajusté, l'écart entre les simulations et le modèle de Gevorgian est important.

Dans le cas de notre caractérisation, le modèle de Vendik a été choisi car il n'a pas de paramètre d'ajustement et nous proposons une correction à appliquer qui permet de retirer la contribution du champ de frange sur les résultats de mesures. Dans le papier de Vendik, des approximations obtenues par développement limité sont données mais les formules exactes vont être utilisées pour plus de précision. La capacité linéique peut être calculée de la manière suivante :

$$C_l = \varepsilon_0 \left[\frac{K(k'_a)}{K(k_a)} + \frac{\varepsilon_f - \varepsilon_s}{2} \frac{K(k'_f)}{K(k_f)} + \frac{\varepsilon_s - 1}{2} \frac{K(k'_s)}{K(k_s)} \right], \quad (3.5)$$

$$k_a = \frac{S_{capa}}{l}, \quad k'_a = \sqrt{1 - k_a}, \quad (3.6)$$

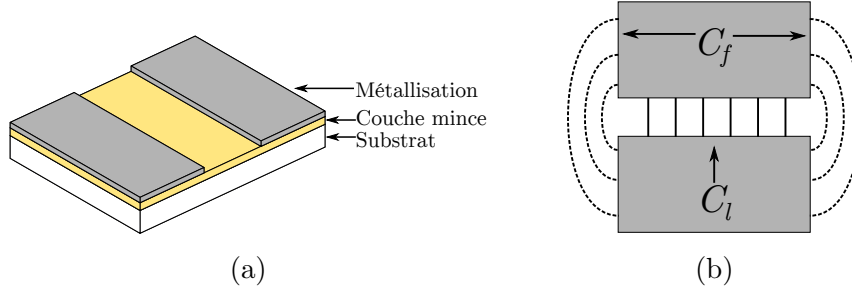


FIGURE 3.10 – Topologie considérée dans les modèles de Vendik et de Gevorgian (a). Représentation des différentes contribution de la capacité entre deux plaques (b).

$$k_f = \frac{\tanh\left(\frac{\pi S_{capa}}{4h_f}\right)}{\tanh\left(\frac{\pi l}{4h_f}\right)}, \quad k'_f = \sqrt{1 - k_f}, \quad (3.7)$$

$$k_s = \frac{\tanh\left(\frac{\pi S_{capa}}{4(h_f + h_s)}\right)}{\tanh\left(\frac{\pi l}{4(h_f + h_s)}\right)}, \quad k'_s = \sqrt{1 - k_s}, \quad (3.8)$$

avec K l'intégrale elliptique complète de première espèce, ε_f et ε_s sont respectivement les permittivités de la couche mince ferroélectrique et du substrat. h_f , h_s font références aux épaisseurs du ferroélectrique et du substrat. Avec W_{cond} la profondeur des plaques, on a $l = S_{capa} + 2W_{cond}$ (cf. Fig. 3.9a).

3.4.3 Simulation de la structure

La topologie de caractérisation coplanaire a été simulée à l'aide du logiciel HFSS pour différentes variations du gap S_{capa} et de la largeur W_{capa} . La capacité extraite sous HFSS va être comparée à la capacité obtenue par le modèle de Vendik. Pour avoir une meilleure précision, la capacité de débordement va être retirée grâce à une correction proposée.

Le premier point à vérifier est de comparer la capacité donnée par la simulation électromagnétique (EM) et celle donnée par le modèle. Les résultats de simulations sont présentés sur la Fig. 3.11. On peut remarquer que la capacité donnée par la simulation est plus importante que celle obtenue avec le modèle. Cela correspond bien à la capacité de débordement qui n'est pas prise en compte dans ce dernier. L'écart relatif entre les capacités données est très important, même pour des grandes largeurs de plaques. Ce modèle n'est donc pas utilisable en l'état.

Pour la première correction, nous supposons que la masse n'a pas d'influence sur la capacité de débordement et donc que cette dernière est indépendante de la largeur W_{capa} . Ainsi, la capacité entre les plaques peut être exprimée de la façon suivante :

$$C_s = C_l \times W_{capa} + C_f, \quad (3.9)$$

avec C_f la capacité de débordement et C_l la capacité par unité de longueur.

À l'aide de cette expression, il est possible de séparer les deux contributions. Il suffit de faire deux mesures avec deux largeurs W_{capa} différentes (en conservant S_{capa} fixe) et en calculant la différence des deux capacités, on peut extraire la capacité linéique :

$$C_l = \frac{C'_s - C''_s}{W'_{capa} - W''_{capa}}, \quad (3.10)$$

C'_s et C''_s correspondent respectivement aux capacités mesurées avec des largeurs W'_{capa} et W''_{capa} . Pour avoir une meilleure précision, plus de deux largeurs peuvent être utilisées et

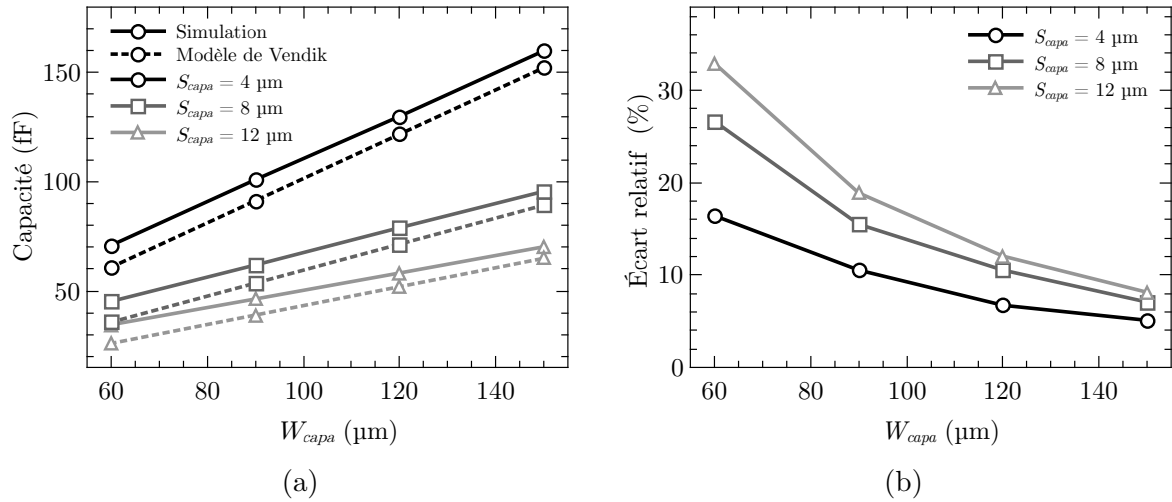


FIGURE 3.11 – Capacités simulées sans correction et données par le modèle de Vendik (a) et écarts relatifs entre les deux (b).

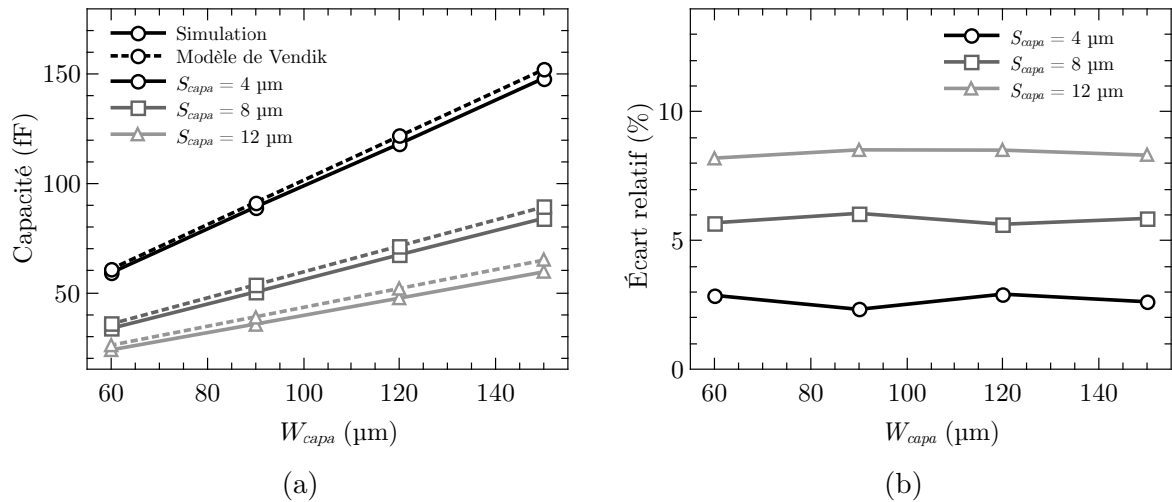


FIGURE 3.12 – Capacités simulées sans correction et données par le modèle de Vendik (a) et écarts relatifs entre les deux (b).

une régression linéaire peut être appliquée sur C_s par rapport à W_{capa} . En appliquant cela, la capacité de frange C_f correspond à l'ordonnée à l'origine et C_l au coefficient directeur. Pour corriger les données, on peut soustraire la capacité de frange C_f à la capacité série C_s . Les résultats de cette correction sont visibles sur la Fig. 3.12. On peut remarquer que l'écart entre les deux valeurs de capacités est considérablement réduit : dans le meilleur des cas, un écart de 3 % est obtenu. Avec cette correction, l'accord est assez bon mais pour réduire encore l'écart, la contribution de la masse peut aussi être prise en compte. En effet, la distance avec la masse est de l'ordre de grandeur de la largeur de la capacité et celle-ci ne peut être négligée si l'on veut une bonne précision. Lorsque la largeur W_{capa} est faible, la capacité avec la masse est extrêmement faible (Fig. 3.13a) et la capacité de frange est importante. Au fur et à mesure que la capacité s'élargit, la capacité avec la masse augmente et la capacité de débordement diminue (Fig. 3.13b). Si l'on suppose que la masse ne déforme pas trop les lignes de champ de la capacité de débordement mais qu'elle les capte, on a la somme $C_f + \frac{C_p}{2}$ qui reste constante quelque soit W_{capa} . On obtient

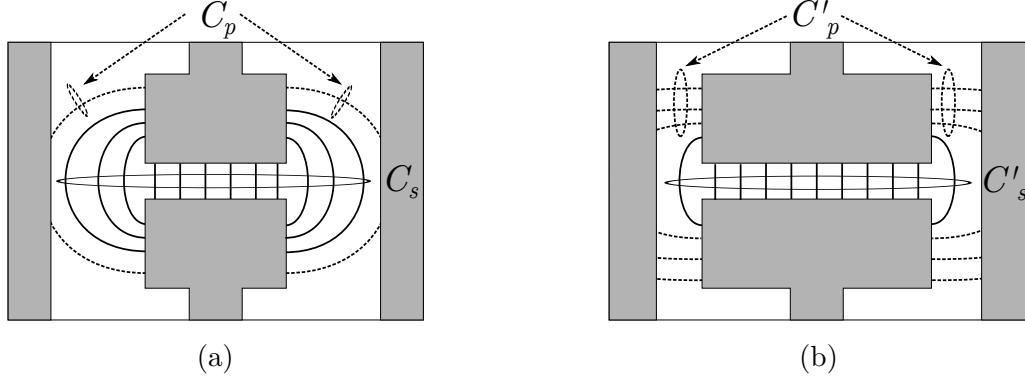


FIGURE 3.13 – Représentation des lignes de champ entre les deux armatures de la capacité et la masse pour une capacité de faible largeur (a) et pour une largeur importante (b).

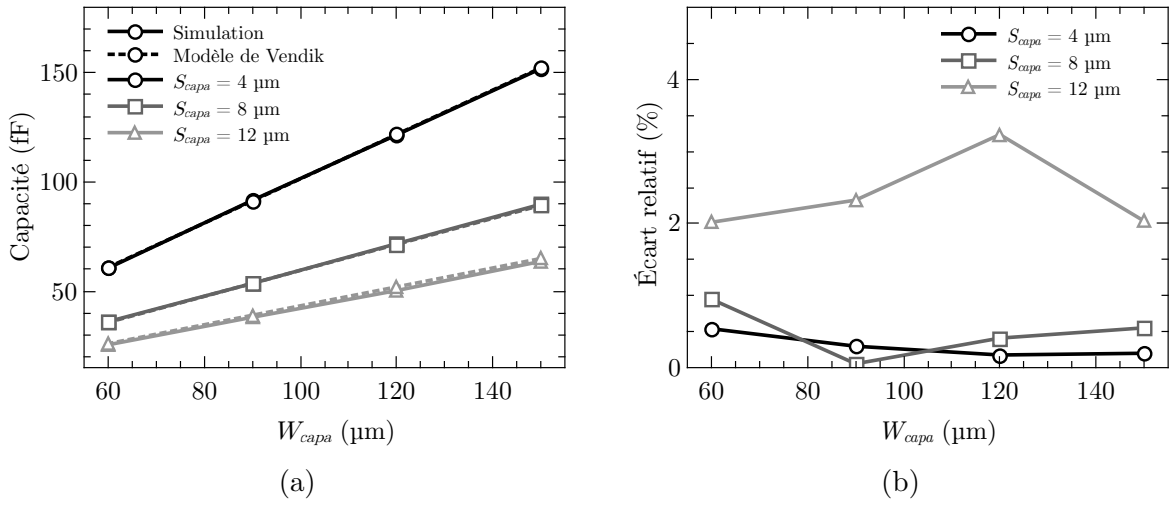


FIGURE 3.14 – Capacités simulées sans correction et données par le modèle de Vendik (a) et écarts relatifs entre les deux (b).

donc :

$$\left(C_s + \frac{C_p}{2}\right) = C_l \times W_{capa} + \left(C_f + \frac{C_p}{2}\right), \quad (3.11)$$

On peut donc effectuer la régression linéaire sur la quantité $C_s + \frac{C_p}{2}$.

Les résultats de cette correction sont visibles Fig. 3.14. L'accord entre le modèle et la simulation avec la correction élaborée est largement amélioré. L'écart est inférieur à 1 % pour les deux gaps les plus faibles et inférieur à 3 % pour le gap le plus important.

En conclusion de cette section, une topologie de caractérisation de couche mince a été présentée. Elle est constituée d'une capacité coplanaire formée par deux plaques déposées sur un substrat multi-couches et connectées à des lignes de transmission coplanaire. Pour extraire la permittivité de la couche mince, un modèle mathématique est utilisé. Afin de prendre en compte les capacités parasites de la structure, une correction est également proposée. Grâce à cette correction, l'écart entre le modèle et la simulation électromagnétique est inférieur à 1 %. La mise en pratique de cette solution de caractérisation est présentée dans la section suivante.

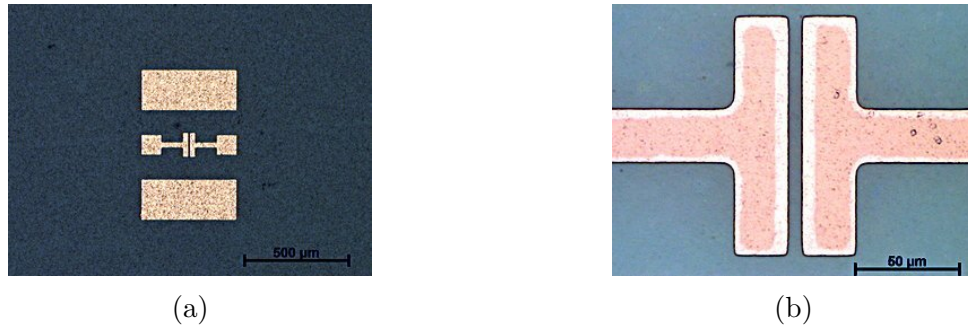


FIGURE 3.15 – Exemple d'un circuit de caractérisation coplanaire réalisé (a) et zoom sur le condensateur ferroélectrique (b).

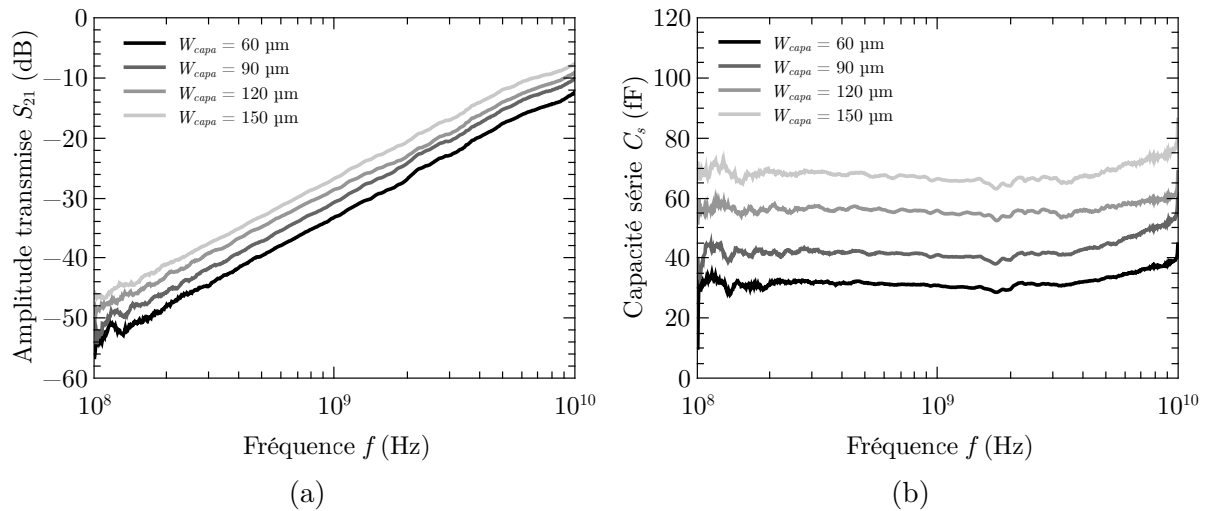


FIGURE 3.16 – Amplitude de l'onde transmise (a) et capacité série (b) mesurées à l'aide de la topologie coplanaire, en fonction de la fréquence et pour les différentes largeurs W_{capa} .

3.4.4 Comparaison avec la mesure MIM

La méthode proposée est utilisée pour caractériser un échantillon de BST élaboré à l'IETR. Cet échantillon a également été mesuré à l'aide de la méthode MIM pour voir l'accord entre les différentes techniques de caractérisation et aussi si la topologie de mesure influence les propriétés mesurées. Pour la réalisation des motifs coplanaires, 1 μm de cuivre a été déposé sur le matériau ferroélectrique par pulvérisation. Une photolithogravure du cuivre a ensuite été effectuée. Un exemple de circuit obtenu est présenté Fig. 3.15. La mesure a été réalisée avec un analyseur de réseau ainsi qu'une station sous pointes. Pour retirer l'effet des lignes de transmission, un calibrage TRL (*Thru Reflect Line*) [143, 144] a été effectué à l'aide d'un code maison.

Les amplitudes des ondes transmises après calibrage sont données Fig. 3.16a pour différentes largeurs de condensateur. Seul ce paramètre de répartition est présenté car c'est celui qui varie le plus avec la largeur du condensateur. Lorsque la largeur de condensateur augmente, le module de l'onde transmise augmente également. Cela est logique car lorsque la valeur du condensateur est plus forte, le couplage entre les deux lignes d'accès est plus important ($1/\omega C_s$ diminue), ce qui se traduit par une plus grande part de l'énergie transmise d'un port à l'autre. Le coefficient de couplage augmente également avec la fréquence ce qui se traduit par une amplitude de l'onde transmise plus importante.

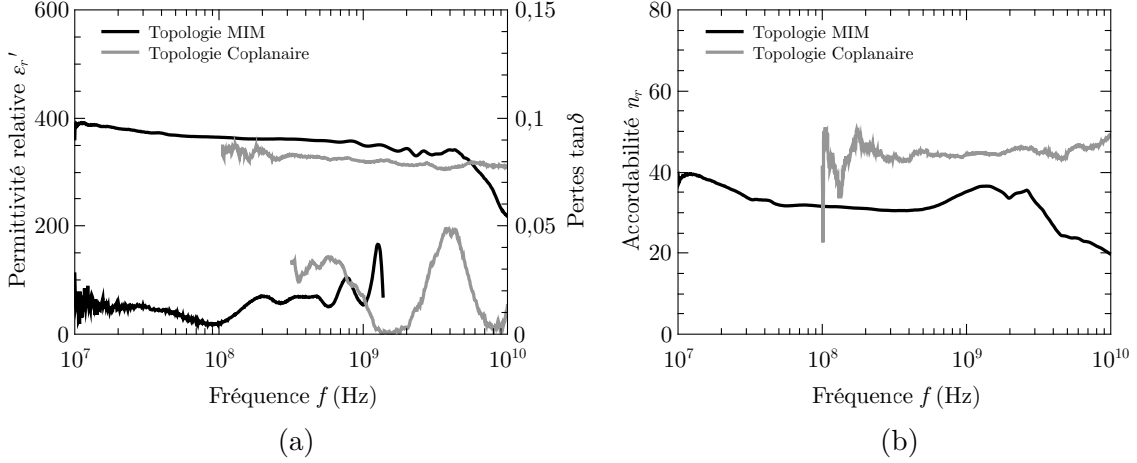


FIGURE 3.17 – Permittivité relative et pertes mesurées (a) et accordabilité sous 200 kV/cm (b) avec les deux topologies de mesure étudiées.

En convertissant la matrice de paramètres S en matrice admittance et en utilisant l'équation (3.3), il est possible de calculer la capacité série entre les deux lignes (correspondant à la capacité ferroélectrique) comme cela est visible sur la Fig. 3.16b. Le comportement attendu est observé ici, la capacité augmente lorsque la largeur W_{capa} augmente. La capacité parallèle n'a pas pu être mesurée avec une précision suffisante à cause du bruit de mesure et probablement de la qualité du calibrage, elle n'est donc pas présentée ici.

À partir de la capacité mesurée, il est possible d'extraire la permittivité de la couche mince ferroélectrique pour les différentes largeurs en utilisant l'équation (3.5). La régression linéaire sans la prise en compte de la masse a été effectuée pour retirer l'effet de la capacité de frange. Les résultats sont présentés Fig. 3.17a. Le premier point que l'on peut noter est la différence de permittivité mesurée entre les deux méthodes. Cette différence est due à la mesure de la capacité parallèle avec la masse qui n'est pas assez précise et qui empêche d'effectuer la correction complète. Ainsi, la permittivité est sous-estimée conformément à ce qui est décrit dans la section précédente. Néanmoins, la dépendance en fréquence de la permittivité semble être la même et elle ne décroît pas brutalement à partir de 5 GHz, ce qui confirme l'existence de phénomène de propagation perturbant la mesure en topologie MIM. Sur les pertes diélectriques, l'accord entre les deux mesures est moins flagrant. Des oscillations sur les mesures hautes fréquences sont présentes et empêchent la détermination d'une valeur précise. Néanmoins, la valeur moyenne des pertes mesurées avec la structure coplanaire est proche de 0,02 ce qui correspond à ce qui est obtenu sur la mesure en topologie MIM. Une calibration plus précise permettrait d'avoir moins d'oscillation.

À l'aide de la valeur de permittivité avec et sans champ appliqué, l'accordabilité de la couche mince peut être calculée (Fig. 3.17b). L'accordabilité mesurée à l'aide de la topologie coplanaire est plus importante que celle sur la mesure en topologie MIM. Deux raisons peuvent expliquer cela : tout d'abord la précision de la mesure. En effet la correction complète n'ayant pas pu être effectuée, la mesure en topologie coplanaire n'est pas aussi fiable que la mesure en topologie MIM. Le modèle de Vendik suppose des couches homogènes en permittivité, ce qui n'est *a priori* pas le cas entre les électrodes. En effet, le champ DC n'est pas homogène entre les électrodes ce qui se traduit par une accordabilité non-homogène de la couche. L'autre raison est que la topologie de caractérisation n'est

pas identique. En effet, la présence du plan de masse dans la topologie MIM peut modifier la cristallisation des premières couches et ainsi leurs propriétés.

3.4.5 Conclusion

Dans cette section, une topologie de caractérisation de couches minces en configuration coplanaire a été présentée. Les différentes simulations qui ont permis de mettre au point une correction et le modèle mathématique ont également été détaillées. La correction proposée permet d'utiliser un modèle analytique pour l'extraction de la permittivité et les simulations ont montré que l'erreur commise par le modèle est inférieure à 1 %.

La méthode proposée a été utilisée pour mesurer un échantillon de BST élaboré à l'IETR. Pour le moment, un bon accord sur la dépendance de la permittivité en fréquence est obtenue et cela permet de confirmer la stabilité de la permittivité jusqu'à 10 GHz. La précision de la mesure n'est pas suffisante pour appliquer complètement la correction proposée et un écart de l'ordre de 5 % sur la valeur de permittivité est présent entre les deux topologies de mesure. Cet écart est proche de ce qui a été prédit en simulation pour une correction non complète. Ainsi il semble que la permittivité mesurée par les deux topologies soit la même. Un meilleur calibrage permettrait normalement d'extraire la capacité parallèle du circuit et ainsi d'appliquer la correction.

La valeur mesurée des pertes, bien que bruitée, correspond globalement à celle obtenue avec la topologie de caractérisation MIM. L'accordabilité mesurée est plus importante en topologie coplanaire, ce qui peut provenir de l'incertitude de mesure ou de la différence de topologie qui entraîne des différences lors de la cristallisation du film. Pour le moment il n'est pas possible de trancher et d'autres mesures permettraient de confirmer l'une ou l'autre possibilité. Par mesure de précaution, l'accordabilité obtenue en topologie MIM sera prise en compte pour les simulations des cellules reconfigurables incluant le matériau accordable car elle est peut-être surestimée dans le cas de la mesure en topologie coplanaire.

La topologie présentée a permis de vérifier les propriétés de la couches minces dans la gamme des GHz. Cela a également permis de voir que la présence ou non du plan de masse inférieur en platine ne semble pas modifier les propriétés de la couche mince ferroélectrique.

3.5 Conclusion sur le chapitre

Dans ce chapitre, la caractérisation en fonction de la fréquence et de la température des propriétés diélectriques du matériau optimisé a été détaillée. Lors de l'étude en température, des très bonnes stabilités de la permittivité et de l'accordabilité de la couche mince ont été observées. En effet, la permittivité varie de moins de 2 % dans une gamme de -80°C et 20°C . Cela permet d'avoir un condensateur dont la valeur est très stable avec la température. Entre -20°C et 100°C , l'accordabilité du matériau évolue peu et reste importante, ce qui permet de maintenir les performances d'un dispositif même si la température varie. Dans cette gamme, le facteur de mérite du matériau reste supérieur à 90 % de sa valeur maximale ce qui indique la stabilité des performances du dispositif final avec la température. La bonne stabilité des propriétés autour de la température de Curie des couches minces est également rapportée dans la littérature, contrairement aux monocristaux qui ont des propriétés fortement corrélées avec la température. Cela est dû au fait que le matériau est constitué de nombreux grains et que des contraintes internes sont présentes entre ces grains. Le matériau élaboré, même pour une couche mince, est

particulièrement stable par rapport à ce qui est obtenu dans la littérature du point de vue de la permittivité et du facteur de mérite.

Les mesures à hautes fréquences des propriétés diélectriques ont également été présentées. L'accordabilité sous 400 kV/cm de la couche mince reste supérieure à 60 % dans la gamme des GHz. La permittivité décroît légèrement avec la fréquence, la valeur dans cette gamme est de 350. Les pertes diélectriques ont pu être mesurées jusqu'à 1 GHz et la valeur obtenue est de 0,02. Au-delà, des phénomènes de propagation empêchent l'extraction des caractéristiques du matériau. Le facteur de mérite du matériau est 30 à 1 GHz. Ce résultat est comparable à ce qui est obtenu dans la littérature avec des matériaux similaires. Le matériau est donc utilisable pour les applications microondes. De plus, l'utilisation d'une électrode en cuivre permet de s'affranchir de l'effet d'hystérésis dans le cas d'une topologie MIM, une seule valeur de permittivité correspond à une seule valeur de champ. Ceci est particulièrement intéressant car il est possible d'avoir le matériau dans la phase ferroélectrique, pour avoir une forte accordabilité et une bonne stabilité des propriétés en température, tout en s'affranchissant de l'effet d'hystérésis.

L'influence de la topologie de mesure a également été observée à l'aide d'une topologie coplanaire. Le modèle mathématique disponible dans la littérature a été amélioré afin d'augmenter sa précision par le biais d'une correction. Malgré les limites de précisions de la mesure effectuée, la permittivité relative du matériau ne semble pas être influencée par la présence ou non d'un plan de masse inférieur. Cette mesure a permis de confirmer la stabilité de la permittivité jusqu'à 10 GHz. La valeur d'accordabilité obtenue avec cette méthode semble plus élevée qu'avec la mesure MIM. Cela peut être due à la précision du modèle et de mesure. La valeur moyenne des pertes diélectriques mesurées est également très proche de celle qui a été obtenue avec la mesure en topologie MIM à hautes fréquences.

Pour l'utilisation du matériau dans les simulations électromagnétiques des cellules de réseau réflecteur, les propriétés diélectriques à 5 GHz considérées sont les suivantes : permittivité relative de 350 sans champ appliqué, pertes diélectriques de 0,02 et accordabilité de 60 % sous +400 kV/cm.

Le chapitre suivant présente la conception, les simulations et les mesures de cellules de réseau réflecteur à base de matériaux ferroélectriques.

Chapitre 4

Cellules de réseau réflecteur à base de matériau ferroélectrique

Sommaire

4.1	Introduction	103
4.1.1	Principe de la cellule simple-fente	104
4.1.2	Simulation des cellules de réseau réflecteur	105
4.2	Étude d'une cellule simple fente reconfigurable	107
4.2.1	Conception de la cellule	107
4.2.2	Réalisation et mesure	114
4.2.3	Amélioration de la cellule	118
4.2.4	Conclusion	123
4.3	Étude d'une cellule triple-fente reconfigurable	123
4.3.1	Conception de la cellule	124
4.3.2	Réalisation et mesure	133
4.3.3	Conclusion partielle sur la triple-fente	134
4.4	Conclusion sur le chapitre	134

4.1 Introduction

L'un des principaux avantages des réseaux réflecteurs, par rapport aux antennes à réflecteur classiques (parabole par exemple), réside dans la possibilité de les rendre reconfigurables. Cela peut être fait par l'ajout de composants agiles ou de matériaux fonctionnels. L'intégration du matériau s'organise en deux grandes phases. La première consiste à dimensionner correctement la topologie de la cellule afin de la rendre suffisamment sensible aux variations de caractéristiques du matériau pour obtenir une variation de phase significative, tout en limitant les pertes associées. La seconde consiste à intégrer le circuit de polarisation dans la structure sans trop perturber le rayonnement. Ce dernier point est en général critique car pour obtenir un bon découplage DC/RF, il est souvent nécessaire de modifier la topologie de la cellule. Plusieurs techniques peuvent être mises en œuvre : découpage de plan de masse, ajout de lignes de polarisation [145] ...

Dans ce chapitre, le matériau ferroélectrique optimisé et caractérisé dans les chapitres précédents va être utilisé pour rendre reconfigurable une cellule de réseau réflecteur. Les propriétés du matériau ferroélectrique considérées pour les simulations dans ce chapitre sont les suivantes : permittivité relative de 350, pertes diélectriques de 0,02 et accordabilité de 60 % sous 400 kV/cm (chapitre 3). L'intégration d'un composant à base de ferroélec-

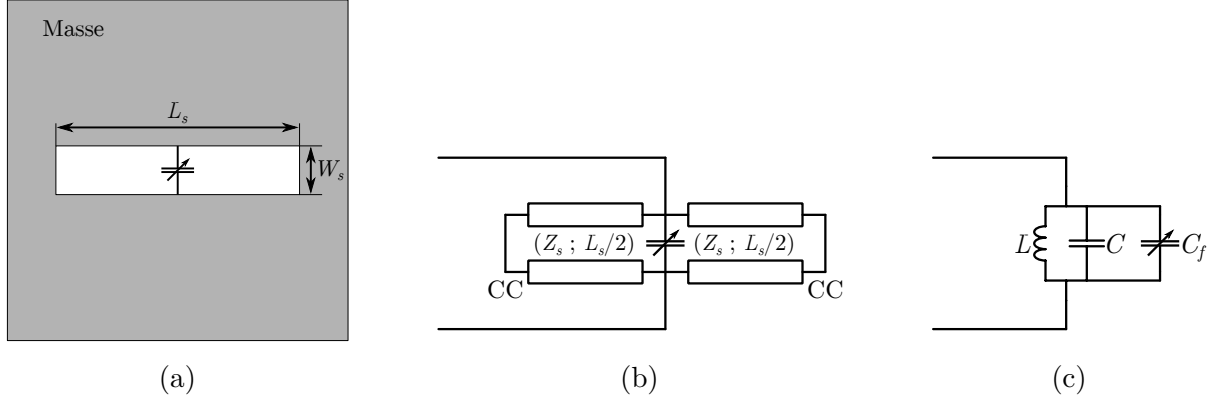


FIGURE 4.1 – Schéma de principe la cellule simple-fente chargée par une capacité variable (a) et schéma équivalent associé à base de ligne (b) à base de composants localisés (c).

trique dans une cellule déphaseuse va se faire sur une cellule à base de fentes dans un plan de masse [1, 20]. Dans sa thèse, Makdissy a montré qu'il est possible de faire varier la phase réfléchi par la cellule en utilisant une seule capacité variable. Nous proposons ici d'introduire des composants accordables réels afin de voir les performances atteignables par la cellule. De plus, nous proposons d'ajouter un circuit de polarisation, indispensable pour contrôler le composant accordable en pratique. Dans un premier temps, pour valider le concept, nous allons partir sur une cellule simple-fente. Cela va permettre de savoir comment dimensionner la cellule pour être sensible aux variations de permittivité du matériau ferroélectrique et d'introduire le circuit de polarisation. Par la suite, la topologie évoluera vers une version cellule triple-fente qui présente *a priori* des meilleures performances. Pour cette dernière, les études paramétriques et le dimensionnement vont également être présentés. En effet, le nombre de paramètres étant important, l'optimisation des dimensions pour obtenir la réponse en phase désirée peut être fastidieux.

4.1.1 Principe de la cellule simple-fente

La topologie considérée dans un premier temps est une simplification de la cellule triple-fente présentée par Makdissy dans [1, 20]. La phase réfléchi par la cellule peut être contrôlée par une capacité variable. La version simplifiée consiste en une seule fente dans un plan de masse, chargée par une capacité variable comme présentée sur la Fig. 4.1a (à base de ferroélectrique dans notre cas). La fente peut être vue comme une ligne de transmission terminée par un court-circuit à chacune des extrémités (Fig. 4.1b) ou encore comme un circuit LC parallèle (Fig. 4.1c) [146]. La représentation sous forme d'un circuit LC permet de bien comprendre le fonctionnement de la cellule simple-fente et également de définir sa fréquence de résonance :

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(C + C_f)}}, \quad (4.1)$$

avec, L et C représentant la fente dans le plan de masse et C_f la capacité variable. Un exemple de phase réfléchi par la cellule pour différentes valeurs de la capacité de chargement est présenté Fig. 4.2a. Une variation de la capacité de chargement entraîne une variation de la fréquence de résonance. Si l'on regarde à une fréquence fixe, 5,5 GHz dans notre cas, cette variation de fréquence de résonance se traduit par une variation de phase réfléchi lorsque que la capacité de chargement de la fente est modifiée. En faisant

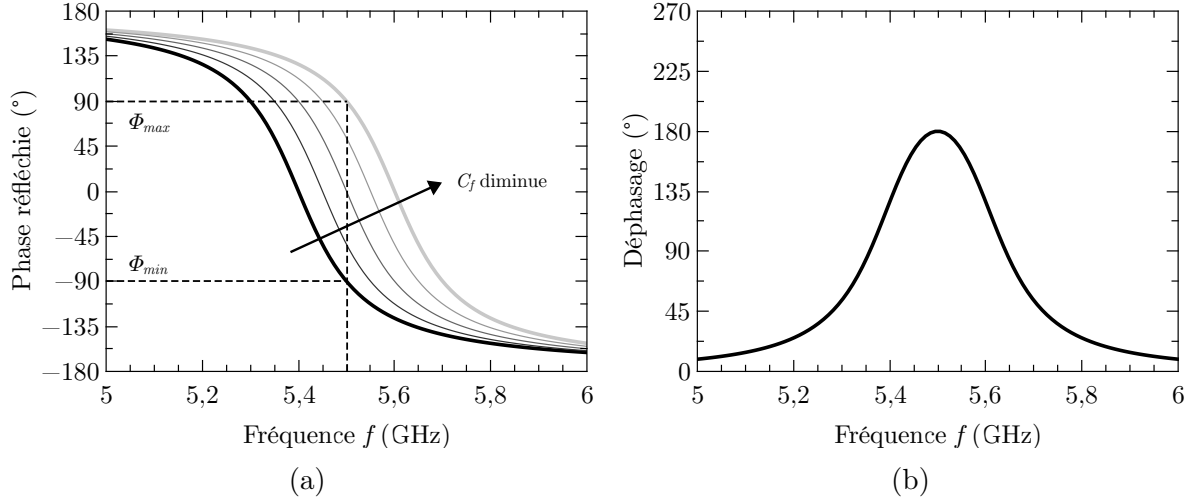


FIGURE 4.2 – Exemple de phase réfléchie par une cellule simple-fente (a) et déphasage maximum (b) en fonction de la fréquence.

la différence entre la phase avec la capacité la plus faible et celle avec la capacité la plus forte (les deux états extrêmes), on peut calculer le déphasage maximum obtenu grâce à la cellule (Fig. 4.2b). Ce déphasage est maximum à la fréquence que l'on appelle fréquence centrale de la cellule. Il dépend des dimensions de la fente : la longueur L_s et largeur W_s , mais également de l'agilité disponible sur la capacité. Le travail d'optimisation consiste donc à obtenir le déphasage le plus important avec une agilité donnée, tout en limitant les pertes de la cellule.

4.1.2 Simulation des cellules de réseau réflecteur

Les cellules de réseau réflecteur imprimé peuvent être vues comme des structures distribuées. Pour connaître la réponse de ces cellules, il est indispensable d'utiliser un logiciel de simulation électromagnétique (EM). Dans notre cas, le logiciel commercial HFSS (*High Frequency Structure Simulator*) de Ansys, basé sur la méthode des éléments finis, est utilisé. Les simulations EM sont généralement plus longues que les simulations de type circuit car la structure est divisée en volumes élémentaires et les équations de Maxwell sont véritablement discrétisées et résolues. Plus les dimensions de la structure sont petites et les motifs complexes, plus le découpage de l'espace (aussi appelé maillage) doit être fin et plus le temps de simulation est grand. Pour obtenir les performances de la cellule voulues (déphasage, pertes...), de nombreuses simulations sont nécessaires et le temps d'optimisation peut vite devenir prohibitif.

Pour obtenir le coefficient de réflexion de la cellule en simulation, une configuration identique à la mesure est utilisée ici. La cellule est placée dans un guide d'onde métallique carré comme présenté sur la Fig. 4.3a. Le guide d'onde est alimenté par un *waveport* et le plan de référence est ramené au niveau de la cellule à l'aide de la fonction *deembedding*. Le mode excité est le mode TE_{10} dans notre cas, l'amplitude du champ E est donc comme représentée sur l'extrémité du guide sur la Fig. 4.3a. La plupart des cellules simulées présente au moins une symétrie verticale, le mode TE_{10} suffit donc. Dans le cas où la symétrie est brisée, le mode TE_{01} est considéré pour connaître la composante de polarisation croisée. Pour avoir une réflexion totale, un court-circuit est placé derrière la cellule. La distance entre cette dernière et le court-circuit permet de gérer la phase ramenée par

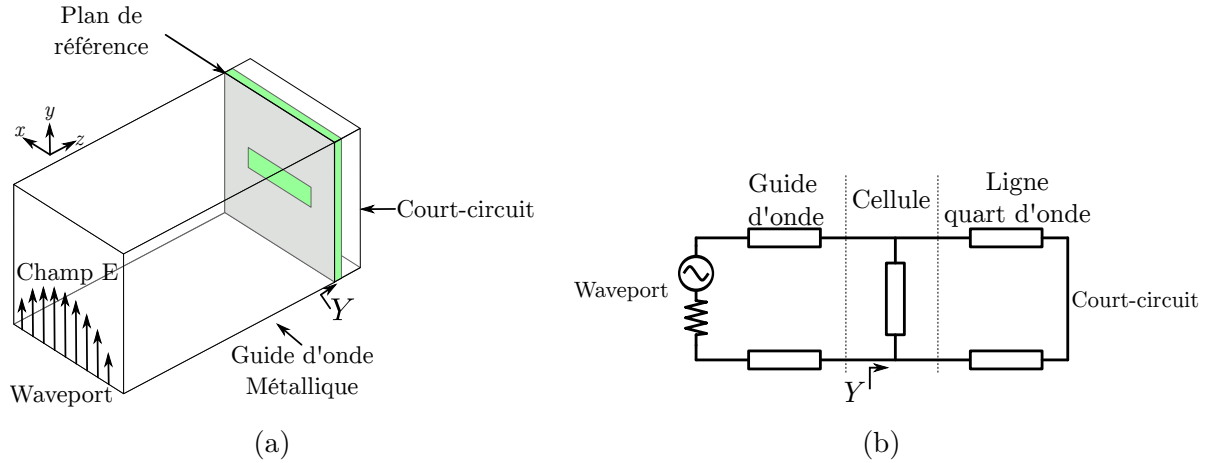


FIGURE 4.3 – Représentation 3D de la cellule dans le guide d'onde (a) et schéma équivalent associé (b).

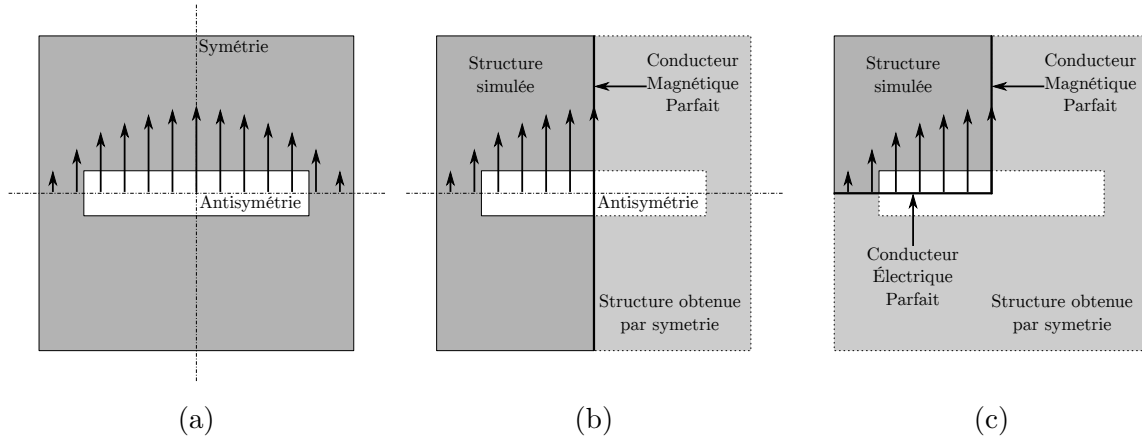


FIGURE 4.4 – Cellule simple-fente réelle avec les axes de symétries (a) demi-cellule simple-fente (b) et quart de cellule simple-fente (c) utilisant les symétries.

le guide d'onde, cette longueur est généralement de l'ordre d'un quart de longueur d'onde guidée.

Pour avoir des temps de simulation plus courts, les symétries de la structures peuvent être utilisées. En effet, si l'on considère par exemple la cellule présentée dans le guide, il y a deux axes de symétries sur la cellule, un horizontal et un second vertical. Dans le logiciel HFSS, des plans de symétries peuvent être définis, ce qui permet de réduire la taille de la structure simulée et donc le temps de calcul. Pour définir un plan de symétrie il faut cependant prendre en compte l'orientation du champ. En effet, une symétrie géométrique de la cellule doit aussi correspondre à une symétrie ou une anti-symétrie du champ. Si l'on considère la cellule présentée Fig. 4.4a, le plan vertical correspond à une symétrie au niveau du champ électrique E , il peut donc être remplacé par un mur magnétique parfait comme présenté sur la Fig. 4.4b. De la même manière, le plan d'anti-symétrie peut être remplacé par un conducteur parfait comme présenté sur la Fig. 4.4c. Cela permet de réduire la taille de la structure d'un facteur 4 et donc le nombre de mailles par 4 également. Le temps de calcul en sera également réduit ce qui permet d'effectuer le processus itératif d'optimisation bien plus rapidement comme dans [36]. Dans le reste des simulations présentées dans ce chapitre, les structures vont être symétrisées le plus possible.

4.2 Étude d'une cellule simple fente reconfigurable

Cette partie présente la conception et la mesure d'une cellule simple fente accordable utilisant une capacité ferroélectrique. Le premier paragraphe détaille la conception et les simulations préliminaires qui ont permis de dimensionner la fente. L'influence sur la réponse en phase et en amplitude des dimensions de la fente est étudiée. L'ajout du circuit de polarisation est également évoqué. Le second paragraphe détaille les résultats de mesures ainsi que les problèmes de pertes métalliques rencontrés. Des rétro-simulations ont été effectuées afin d'expliquer les résultats mesurés et de trouver des pistes pour obtenir de meilleures performances. Ensuite, une cellule simple fente améliorée avec une solution aux problèmes de pertes est proposée. Cette seconde version de cellule a également été mesurée et l'accord avec la simulation est meilleur que dans le cas de la première cellule.

4.2.1 Conception de la cellule

Dans ce paragraphe la cellule simple fente reconfigurable est présentée. Les études paramétriques nécessaires au dimensionnement de la cellule et de son circuit de polarisation sont présentées.

4.2.1.1 Présentation de la topologie reconfigurable

La cellule simple fente proposée est présentée Fig. 4.5. Elle est constituée d'une fente dans un plan de masse sur laquelle une capacité variable est connectée à l'aide de deux lignes évasées. Ces lignes sont évasées pour réduire la capacité parallèle ramenée par les lignes tout en limitant les pertes qu'il peut y avoir le long de ces dernières. La principale différence avec la version de Makdissy [1], hormis l'utilisation d'une seule fente, est la présence d'une capacité variable à base de ferroélectrique. La capacité variable permet de modifier dynamiquement la longueur électrique de la fente et ainsi la phase réfléchie. Elle est constituée de deux armatures coplanaires déposées sur le matériau accordable comme indiqué sur la Fig. 4.5a. La topologie coplaire a été préférée à la structure MIM (Métal Isolant Métal) pour limiter le nombre d'étapes technologiques. En effet, la structure MIM nécessite une électrode inférieure en platine (pour limiter la corrosion lors des traitements thermiques) qui ne peut être mise en forme que par la technique du *lift-off* car la gravure humide du platine est complexe. De plus, l'utilisation de plusieurs niveaux de métallisation peut entraîner des problèmes d'alignement. Par contre, dans le cas de la structure coplaire, les gaps entre les électrodes sont en général de l'ordre de 5 à 7 μm , ce qui impose des tensions 8 à 10 fois plus élevées pour obtenir le même champ électrique dans le matériau (pour obtenir la même accordabilité de la couche mince qu'en topologie MIM). La topologie coplaire a malgré tout été choisie pour la preuve du principe de la cellule reconfigurable car la tension nécessaire peut être facilement obtenue à l'IETR. Pour un véritable dispositif opérationnel, il serait probablement préférable d'utiliser la topologie MIM pour avoir des tensions de commandes plus faibles.

Pour limiter les pertes apportées par le matériau ferroélectrique, ce dernier est limité à une surface de $1 \times 1 \text{ mm}^2$. Pour anticiper la structure qui sera utilisée en mesure, un substrat de Rogers (permittivité relative 2,17, tangente de pertes 9×10^{-4} et épaisseur 1,6 mm) est ajouté en dessous de la cellule. Ce dernier permettra en pratique de maintenir la cellule à la bonne hauteur dans le guide d'onde. La distance avec le plan de masse arrière est fixée à 15,7 mm pour utiliser le support de mesure disponible à l'IETR [1]. Cette dimension permet de modifier la phase ramenée par le guide d'onde dans le plan de

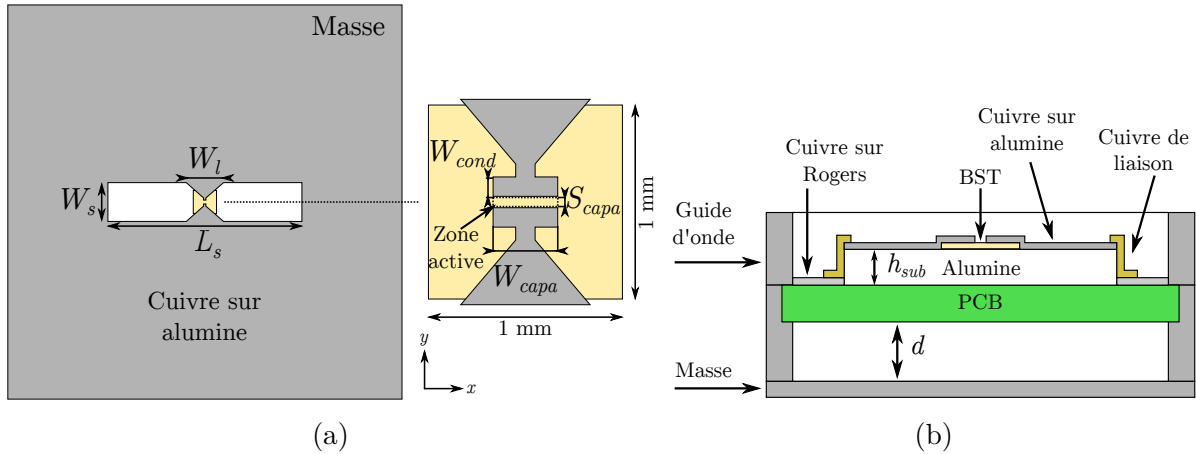


FIGURE 4.5 – Topologie de la cellule simple fente proposée. Motif réalisé sur le substrat d'alumine avec zoom sur la capacité ferroélectrique (a) et empilement utilisé pour la simulation (b). $W_{cond} = 30 \mu\text{m}$; $W_{capa} = 75 \mu\text{m}$; $S_{capa} = 7 \mu\text{m}$; $d = 15,7 \text{ mm}$.

référence de la cellule mais son influence reste faible (Annexe B). Le matériau ferroélectrique est déposé sur un substrat d'alumine dont les caractéristiques sont les suivantes : permittivité 9,8, pertes diélectriques 4×10^{-4} et épaisseur $508 \mu\text{m}$. Le cuivre pour réaliser le motif de la cellule est déposé sur l'alumine (après la gravure du matériau accordable) par pulvérisation cathodique.

En simulation, le matériau ferroélectrique est considéré accordable seulement dans la zone dite active présentée sur la Fig. 4.5a. Cette zone active est le parallépipède rectangle de matériau entre les deux armatures du condensateur. Seule cette zone est considérée car c'est l'endroit où le champ de polarisation est le plus important. Au-delà de cette zone, le champ est considéré comme nul et donc aucune accordabilité n'est présente. Les propriétés du matériau ferroélectrique considérées en simulation sont les suivantes : permittivité relative de 350, pertes diélectriques de 0,02 et accordabilité de 60 % sous 400 kV/cm (chapitre 3).

Malgré l'utilisation des symétries lors de la simulation EM (un quart de cellule simulé), les temps de simulation sont extrêmement importants pour la cellule comportant le matériau ferroélectrique. Cela est principalement attribué au grand contraste de dimension dans la cellule (une couche de moins de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur et un guide d'onde de section $35 \times 35 \text{ mm}^2$) qui entraîne un maillage de la structure dense dans certaines zones. De plus, les conducteurs étant très fins, leur maillage en volume est impératif bien que cela augmente le temps de simulation de manière conséquente. Il faut noter que, lorsque le circuit de polarisation est introduit, une des symétries est brisée. Par conséquent, la simulation s'effectue sur des demi-cellules.

4.2.1.2 Influence des dimensions géométriques

Sur cette cellule, les deux dimensions géométriques qui sont utilisées pour influencer la réponse en phase sont la longueur et la largeur de la fente. L'épaisseur du substrat est fixée par le procédé de réalisation du matériau et la distance avec le fond du guide est fixée par le support de mesure. L'étude paramétrique pour ces deux dimensions est présentée en Annexe B. Grâce aux deux dimensions de la fente, largeur et longueur, on peut modifier la gamme de phase couverte par la cellule avec une agilité donnée sur la permittivité du matériau ferroélectrique. Deux critères vont être regardés sur la réponse de la cellule : la gamme de phase couverte pour une agilité de 60 % sur la permittivité du

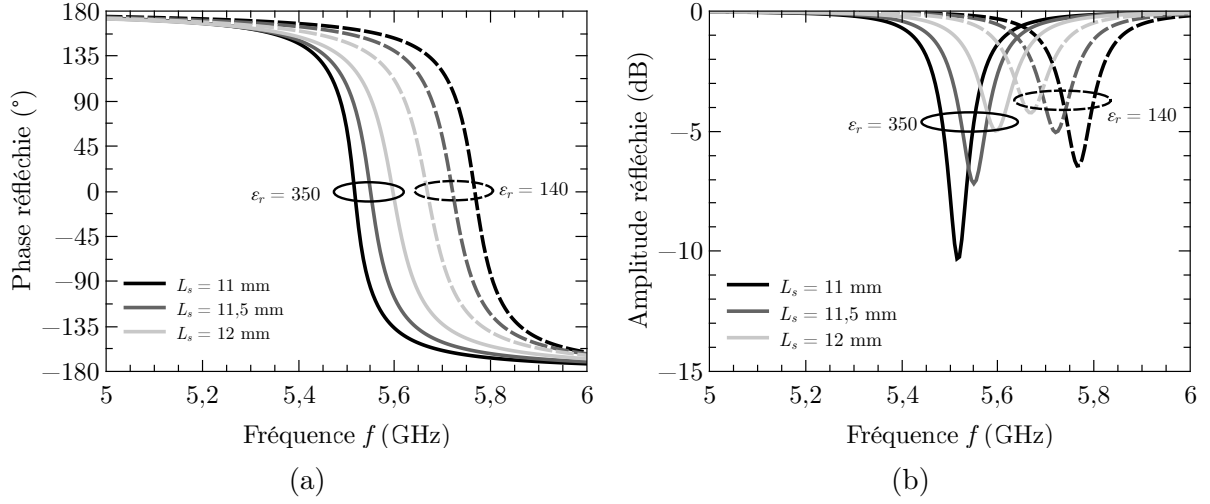


FIGURE 4.6 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes longueurs L_s de la fente et pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140.

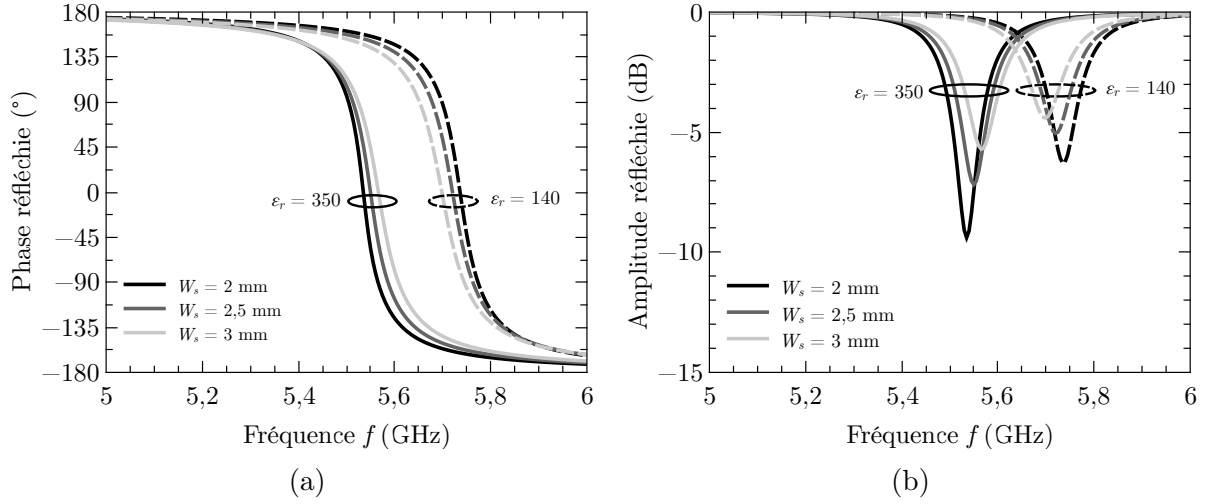


FIGURE 4.7 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes largeurs W_s de la fente et pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140.

matériau (correspondant à un champ appliqué de 400 kV/cm) et les pertes maximales de la cellule. Bien entendu, le but est d'avoir la gamme de phase la plus importante tout en ayant des pertes les plus faibles possibles. Pour pouvoir comparer de manière efficace, la fréquence centrale de la cellule va être ramenée systématiquement à 5,7 GHz en modifiant la largeur de la capacité ferroélectrique W_{capa} qui charge la fente. Les dimensions de la cellule de référence sont les suivantes : $L_s = 11,5$ mm, $W_s = 2,5$ mm et $W_{capa} = 70$ μ m. L'étude paramétrique est effectuée en faisant varier les dimensions à partir de cette cellule.

La phase et l'amplitude réfléchies par la cellule pour différentes longueurs de la fente sont présentées Fig. 4.6. Seuls les états extrêmes, champ appliqué nul ($\epsilon_r = 350$) et champ de 400 kV/cm ($\epsilon_r = 140$), sont présentés par souci de lisibilité. La longueur de la fente conditionne fortement la fréquence de résonance de la cellule, par exemple, une fente plus longue résonnera à une fréquence inférieure. Pour compenser cela, la largeur de la capacité a été diminuée pour la fente la plus longue ($W_{capa} = 30$ μ m pour $L_s = 12$ mm) et rallongée pour la fente la plus courte ($W_{capa} = 105$ μ m pour $L_s = 11$ mm). Sur les résultats de simulation, on peut observer que la longueur de la fente a une forte influence sur la réponse de la cellule. Une fente courte permet de couvrir une plus grande gamme

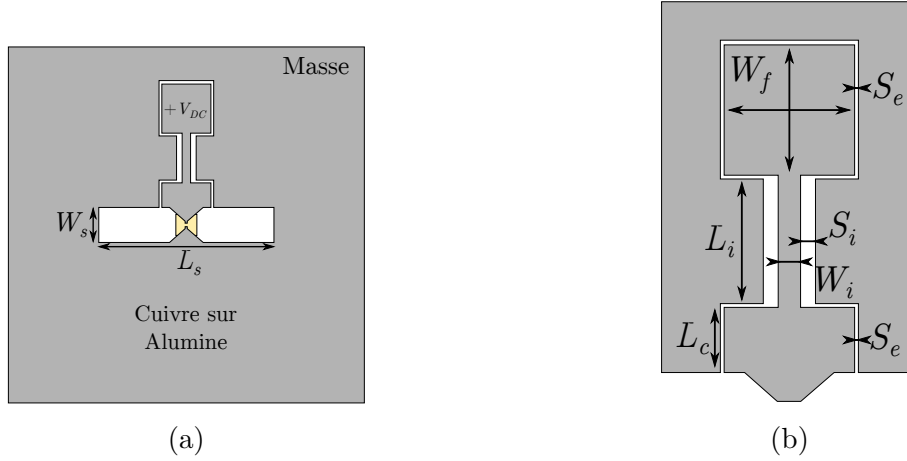


FIGURE 4.8 – Topologie de la cellule avec le circuit de polarisation (a) et zoom sur le circuit de polarisation (b). $L_s = 12,5 \text{ mm}$; $W_s = 2,5 \text{ mm}$; $L_c = 2 \text{ mm}$; $W_f = 4 \text{ mm}$; $S_e = 30 \text{ }\mu\text{m}$; $L_i = 3,5 \text{ mm}$; $S_i = 400 \text{ }\mu\text{m}$; $W_i = 600 \text{ }\mu\text{m}$.

de phase, 290° contre 134° pour $L_s = 11 \text{ mm}$ et 12 mm respectivement, mais les pertes maximales sont également plus importantes, $10,5 \text{ dB}$ contre 5 dB .

L'étude de l'influence de la largeur de la fente est présentée Fig. 4.7. La largeur de la fente conditionne aussi la fréquence de résonance de la cellule. Pour compenser cela, la largeur de la capacité a été diminuée pour la fente la plus large ($W_{\text{capa}} = 45 \text{ }\mu\text{m}$ pour $W_s = 3 \text{ mm}$) et rallongée pour la fente la moins large ($W_{\text{capa}} = 95 \text{ }\mu\text{m}$ pour $W_s = 2 \text{ mm}$). On peut noter que la largeur de la fente influence moins la réponse en fréquence que la longueur. Une fente de faible largeur permet de couvrir une plus grande gamme de phase, 280° contre 220° pour $W_s = 2 \text{ mm}$ et 3 mm respectivement, mais les pertes sont également plus importantes, $9,5 \text{ dB}$ contre 6 dB . Cet effet de la largeur sur la diminution de la dispersion de la phase correspond à ce qui a été noté par Moustafa *et al* dans [17].

4.2.1.3 Ajout du circuit de polarisation

Afin de pouvoir appliquer une tension de polarisation sur le matériau ferroélectrique, il faut découpler une des armatures de la masse. Pour cela, on découpe la masse comme présenté Fig. 4.8. Pour augmenter l'isolation entre DC et RF, un filtre passe-bas distribué est utilisé avec deux étages capacitifs et un étage inductif. Notre choix s'est porté sur trois étages en tout car cela permet d'obtenir un bon découplage, comme on va le voir par la suite, et car il n'aurait pas été possible de mettre plus d'étages par manque de place. Le deuxième étage capacitif, plot carré de côté W_f , permet de connecter le fil pour appliquer la tension de polarisation en pratique. Pour augmenter l'effet inductif sur le second tronçon de longueur L_i , une ligne S_i fine avec un gap W_i large a été prise. À l'inverse, afin de conserver un fort caractère capacitif et de limiter l'effet inductif sur le premier et le dernier tronçon, il est important d'avoir le gap S_e le plus fin possible avec une ligne la plus large possible, W_f . La dimension minimale de $30 \text{ }\mu\text{m}$ pour le gap S_e est la limite technologique que nous avons fixée pour être sûrs de ne pas avoir de court-circuit lors de la gravure du cuivre. Pour W_f une largeur de 4 mm a été prise car cela est suffisant pour connecter un fil sur le plot de polarisation.

La Fig. 4.9 présente les résultats de simulation de la cellule sans et avec circuit de polarisation. Les dimensions de la fente ($L_s = 12,5 \text{ mm}$, $W_s = 2,5 \text{ mm}$) et de la capacité ferroélectrique ($W_{\text{capa}} = 105 \text{ }\mu\text{m}$) sont identiques pour les deux cellules afin de voir

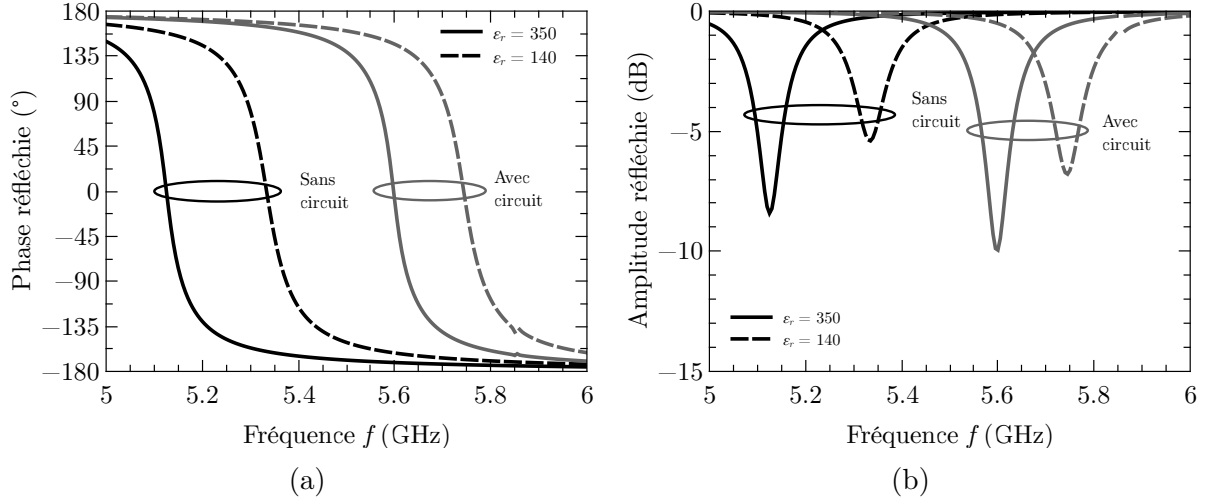


FIGURE 4.9 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées sans et avec circuit de polarisation pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140.

l'effet de l'ajout du circuit de polarisation sur la réponse de la cellule. On peut voir que la fréquence de résonance est plus basse sans le circuit de polarisation, 5,25 GHz contre 5,7 GHz. L'explication la plus probable est que la capacité ferroélectrique est connectée à la fente par le biais d'une capacité de forte valeur (premier étage capacitif) au lieu d'être connectée directement. Ainsi, la capacité qui charge en réalité la fente est l'association en série des deux capacités, dont la valeur est plus faible. De plus, la gamme de phase atteignable par la cellule avec la même agilité est plus faible avec le circuit de polarisation. Elle passe de 280° à 260°, ce qui correspond bien à l'association en série des deux capacités¹. De plus les pertes sont légèrement plus importantes pour la cellule avec le circuit de polarisation, 10,5 dB au lieu de 9,5 dB. Cependant, la variation de la phase réfléchie par la cellule reste significative avec 60 % d'accordabilité sur la permittivité du matériau.

4.2.1.4 Étude paramétrique du circuit de polarisation

Les dimensions du circuit de polarisation sont critiques pour maintenir les performances de la cellule. L'étude paramétrique du circuit de polarisation va se faire sur S_i et W_i car ce sont les paramètres qui ont le plus de poids sur la réponse en fréquence de la cellule. De plus, réduire plus le gap S_e des étages capacitifs peut entraîner des difficultés de réalisation technologique.

Les résultats de simulation de la cellule pour différentes largeurs de la ligne inductive W_i sont donnés Fig. 4.10. On remarque qu'augmenter la largeur de la ligne augmente les pertes contrairement à ce qu'on pourrait penser intuitivement (une ligne plus fine a une résistance par unité de longueur plus importante). En fait, une ligne plus large a aussi un comportement inductif plus faible et c'est lui qui permet de réaliser un meilleur découplage. L'effet de la largeur de la ligne reste cependant modéré sur le comportement de la cellule. Les résultats de simulation de la cellule pour différentes largeurs du gap S_i sont donnés Fig. 4.11. Ce paramètre est très important car il permet d'influencer fortement le comportement inductif de la ligne et donc le découplage. Un gap large permet de réduire les pertes mais il réduit également la gamme de phase accessible.

1. L'agilité totale d'une capacité C_f , ayant une agilité n_r , en série avec une capacité fixe C est égale à $n_{r-eq} = n_r \frac{C}{(1-n_r)C_f + C}$. Elle est d'autant plus faible que C est proche de C_f .

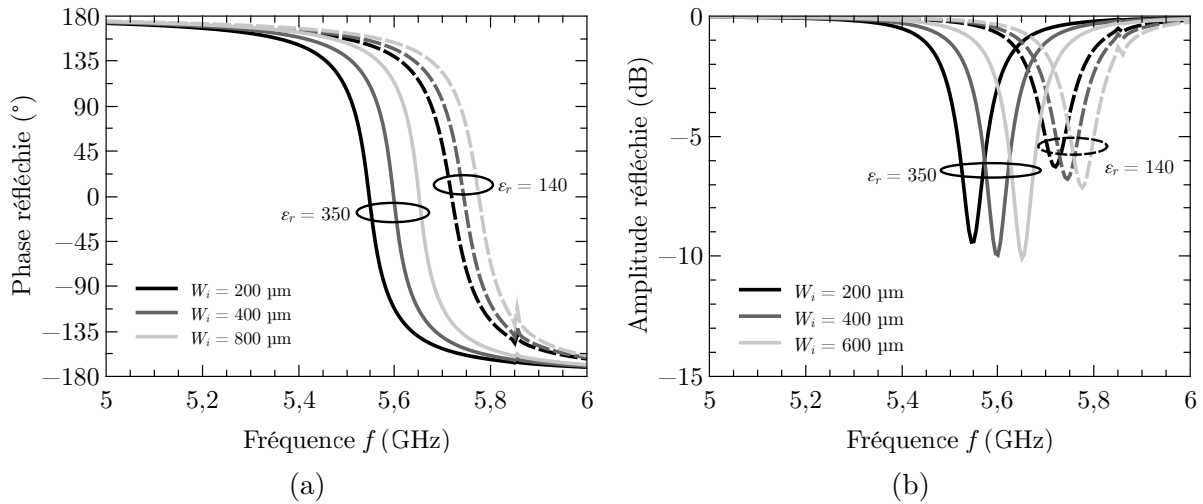


FIGURE 4.10 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes largeurs de ligne W_i pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140.

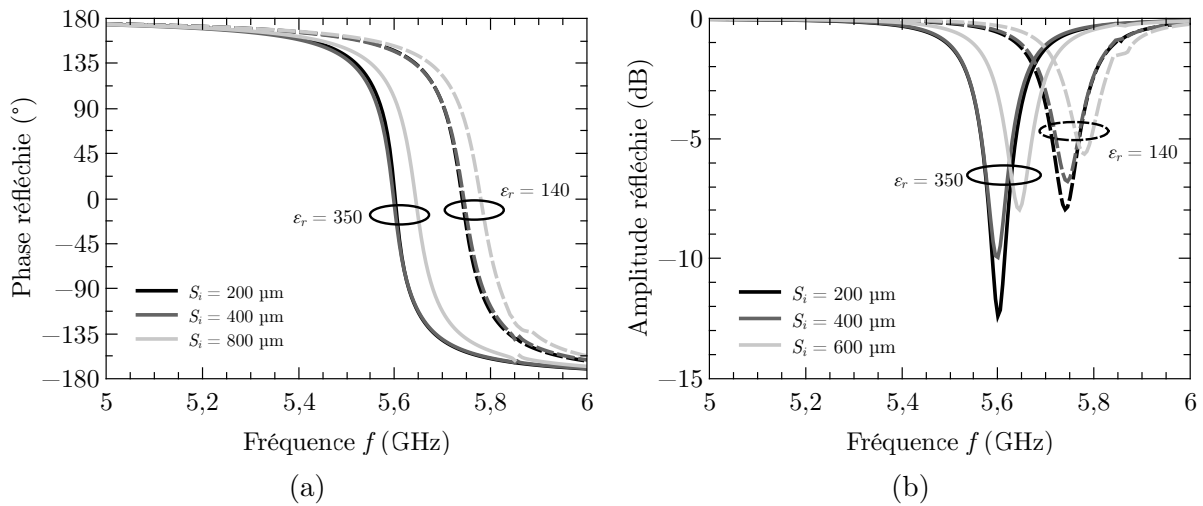


FIGURE 4.11 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes largeurs de ligne S_i pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140.

La largeur du gap S_i est le paramètre le plus critique dans le circuit de polarisation car il conditionne le caractère inductif de la ligne. La largeur du gap pour la ligne inductive S_i est plus grande que pour les lignes capacitive (400 μm contre 30 μm). Cela permet d'avoir un effet inductif important malgré une ligne S_i relativement large (600 μm). Les résultats de simulation de la cellule optimisée sont visibles Fig. 4.12 pour plusieurs permittivités de la couche mince (ce qui correspond en pratique à un champ de polarisation allant de 0 à 400 kV/cm). Lorsque la permittivité du matériau ferroélectrique diminue, les pertes de la cellule diminuent. Les pertes maximales de la cellule sont de 11 dB.

4.2.1.5 Étude de sensibilité

Afin de prédire l'influence sur la réponse en fréquence de l'incertitude sur les dimensions géométriques de la cellule, une étude de sensibilité de la cellule a été effectuée. La dimension la plus critique est le gap S_{capa} entre les deux armatures métalliques de la capacité ferroélectrique car les autres dimensions sont bien plus grandes que celle-ci. L'incertitude de gravure est estimée à environ 1 μm . La Fig. 4.13 présente les résultats

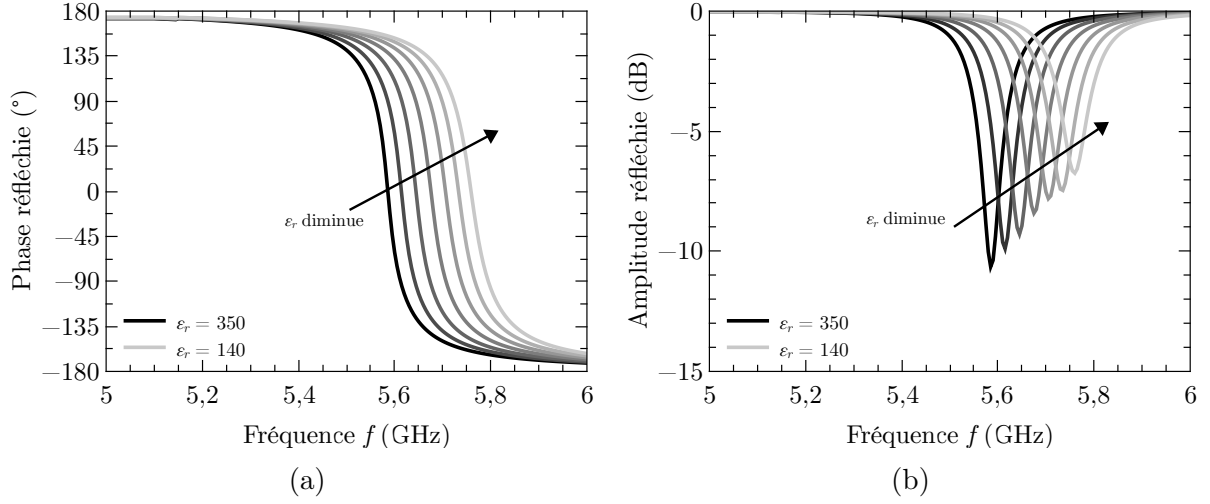


FIGURE 4.12 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées avec circuit de polarisation pour différentes valeurs de la permittivité.

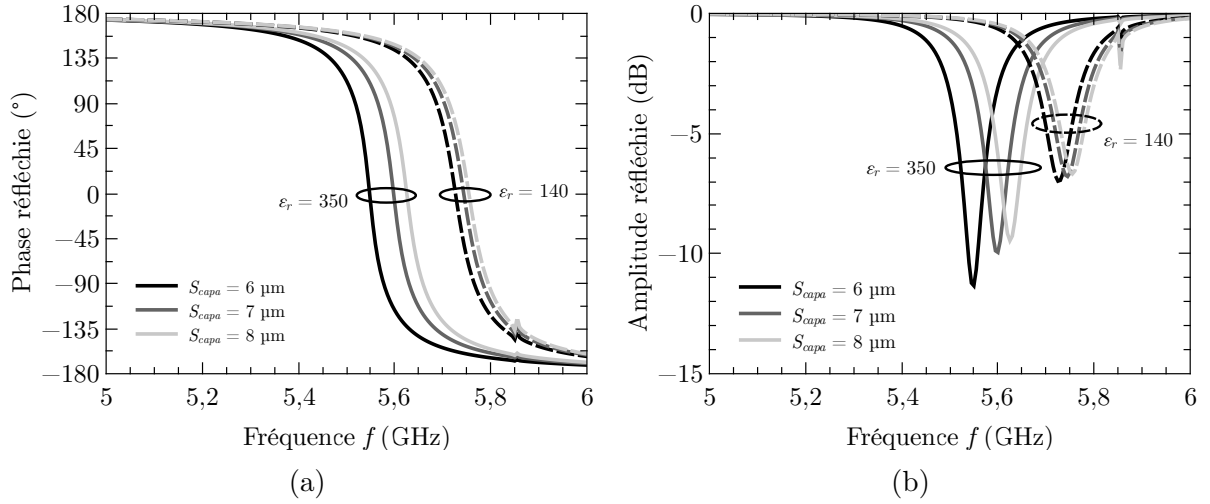


FIGURE 4.13 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes largeurs du gap dans la capacité ferroélectrique ligne S_{capa} pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140.

de simulation pour différentes largeurs du gap. L'incertitude sur cette dimension entraîne une variation de la fréquence centrale de la cellule, de 5,6 GHz à 5,7 GHz. Cela est logique car le gap conditionne le poids du matériau ferroélectrique dans la capacité totale et donc la valeur de la capacité qui charge la fente. Bien qu'une variation de fréquence centrale soit présente, la fréquence de fonctionnement de la cellule reste dans la bande [5 GHz, 6 GHz] qui correspond à la gamme mesurable en pratique (imposée par le guide d'onde).

4.2.1.6 Conclusion

Dans ce paragraphe, la conception d'une cellule simple-fente utilisant un matériau ferroélectrique a été détaillée. Les dimensions géométriques de la fente permettent de modifier la gamme de phase accessible par la cellule avec une accordabilité du matériau donnée. Une fente de faible longueur et de faible largeur permet de couvrir une gamme de phase plus importante mais en contrepartie, les pertes sont plus grandes. Un compromis est à trouver entre gamme de phase accessible et pertes de la cellule. Dans notre cas,

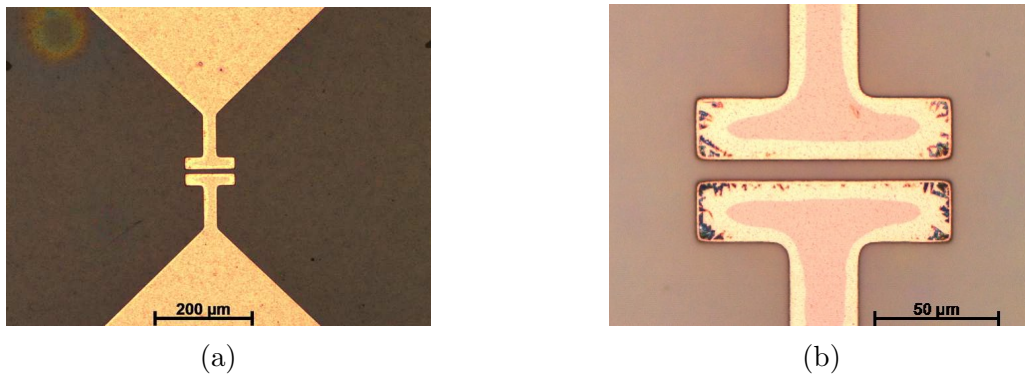


FIGURE 4.14 – Cellule réalisée (a) et zoom sur la capacité ferroélectrique (b).

nous avons choisi de couvrir une gamme de phase d'environ 260° pour avoir une variation de phase suffisante à mesurer. Le circuit de polarisation, un filtre passe-bas distribué, a également été présenté. Il permet d'appliquer la tension DC sur le matériau ferroélectrique pour obtenir l'agilité de la cellule. Celui-ci augmente légèrement les pertes mais est indispensable au fonctionnement de la cellule. En simulation, la cellule couvre 260° de déphasage avec des pertes maximales de 11 dB. Ces simulations prouvent, malgré une agilité plus faible des matériaux ferroélectriques par rapport aux MEMS (95 % [147]) ou aux diodes varicap (90 % [30]) qu'une variation significative de phase peut être obtenue. Néanmoins, les pertes du dispositif sont très importantes par rapport à d'autres technologies telles que les diodes PIN (2 dB pour [145]) mais cela est principalement dû au fait que la structure est fortement résonante. Les résultats obtenus en simulation sont proches de ce qui a été présenté dans la thèse de Shen [148] sur cellule patch à base de ferroélectrique.

4.2.2 Réalisation et mesure

Afin de valider les résultats de simulation, une cellule simple-fente a été réalisée. L'élaboration du matériau ferroélectrique est similaire à ce qui a été décrit dans les parties précédentes, la seule différence est que le substrat d'alumine n'est pas recouvert de platine, comme pour la caractérisation en topologie coplanaire. Le ferroélectrique est gravé à l'aide d'une solution à base d'acide fluorhydrique et d'acide nitrique [149]. Les photographies de la capacité ferroélectrique sont visibles Fig. 4.14. Le gap réalisé a une largeur de $8,3\mu\text{m}$, ce qui est légèrement plus grand que ce qui avait été supposé en simulation, $7\mu\text{m}$. L'écart est légèrement supérieur à ce qui a été considéré dans l'étude de sensibilité. Cela provient de l'incertitude présente lors de la gravure du cuivre. Les autres dimensions sont conformes à ce qui avait été utilisé en simulation, à $2\mu\text{m}$ près, mais ce n'est pas gênant car elles sont de l'ordre du millimètre.

4.2.2.1 Procédure de mesure

La cellule est reportée sur un substrat de Rogers afin d'être placée dans le guide d'onde. La connexion entre les plans de masse se fait à l'aide de ruban adhésif conducteur en cuivre afin d'avoir le meilleur contact possible (Fig. 4.15a). La cellule est introduite dans un support afin d'être ensuite mesurée dans le guide d'onde carrée de section $35 \times 35 \text{ mm}^2$ (Fig. 4.15b). Le système de mesure est constitué d'une transition coaxial-guide d'onde suivie d'une transition guide rectangulaire-guide carrée puis d'un guide d'onde carré. Ce système est le même que celui utilisé dans [1, 36] et il permet de mesurer le coefficient de

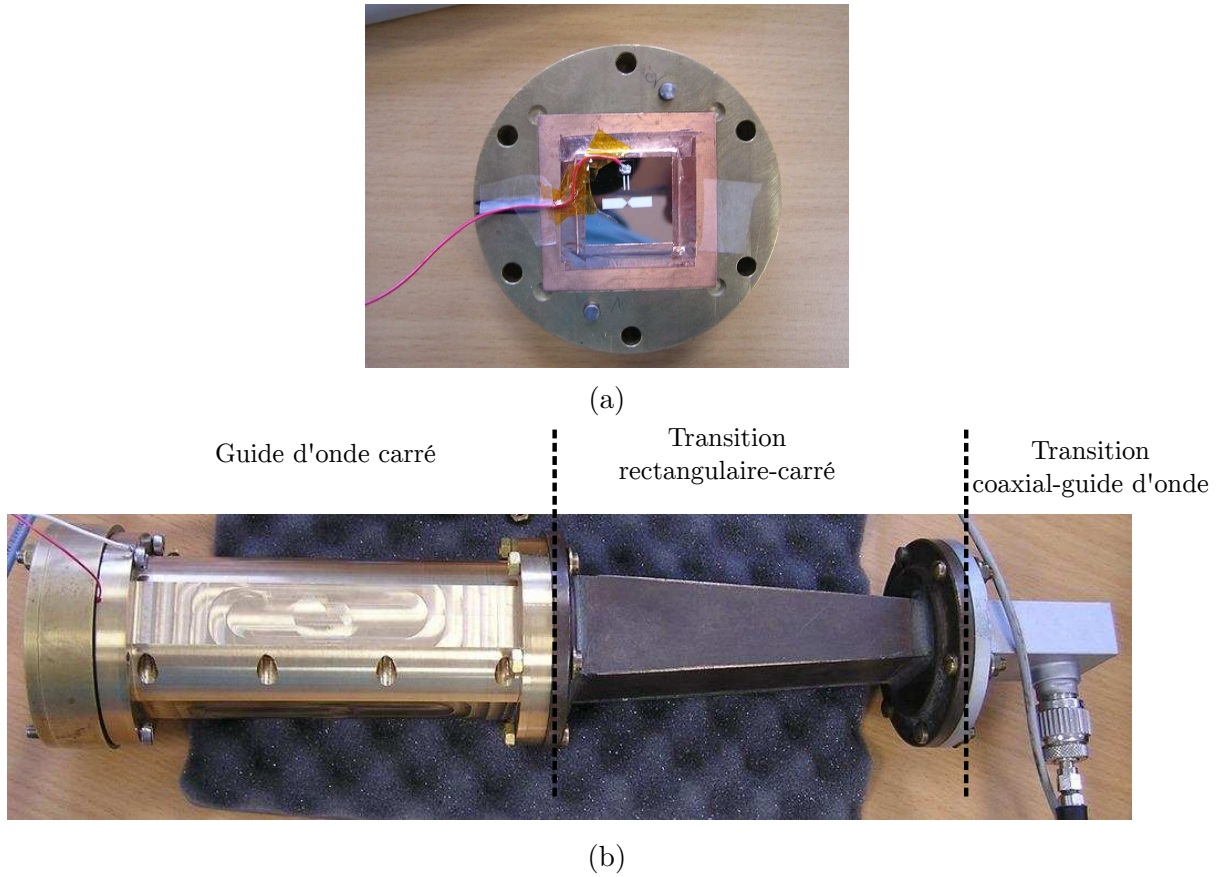


FIGURE 4.15 – Cellule dans le support (a) et guide d'onde (b) utilisés pour la mesure des cellules.

réflexion d'une cellule suivant un seul mode, le TE_{10} . Dans notre cas, ce n'est pas une limitation car la cellule est symétrique et donc aucune polarisation croisée sur le mode TE_{01} ne peut être générée par la cellule. Le calibrage de l'analyseur de réseau est effectué à l'aide de la méthode SOLT (*Short Open Load Thru*) et le plan de référence est ramené au niveau de la cellule en utilisant 3 court-circuits décalés avec la méthode proposée dans [150]. Une source de tension de 350 V est utilisée afin de polariser le matériau ferroélectrique.

4.2.2.2 Résultats de mesure

Les résultats de mesure sont visibles Fig. 4.16. Le premier point que l'on peut noter est que la fréquence centrale est légèrement plus haute qu'en simulation (Fig. 4.12). Cela provient principalement des incertitudes sur la fabrication (le gap S_{capa} est légèrement plus grand). Une autre explication est la présence d'une fine lame d'air entre le substrat d'alumine et celui de Rogers qui peut modifier légèrement la fréquence de résonance de la fente. Le deuxième point est la variation de la fréquence centrale avec l'application d'un champ de polarisation (Fig. 4.17a). Cela valide clairement l'agilité de la cellule utilisant un matériau ferroélectrique d'autant plus que la variation maximale de fréquence de résonance en simulation et en mesure est la même.

Il y a cependant un comportement étrange de la cellule. En effet, une discontinuité apparaît sur la phase : au lieu de passer par 0° à la fréquence de résonance, la phase passe par $\pm 180^\circ$. Cela entraîne un déphasage réalisé qui évolue brutalement lorsque le champ appliqué augmente comme le montre la Fig. 4.17b. Il n'est donc pas possible d'utiliser

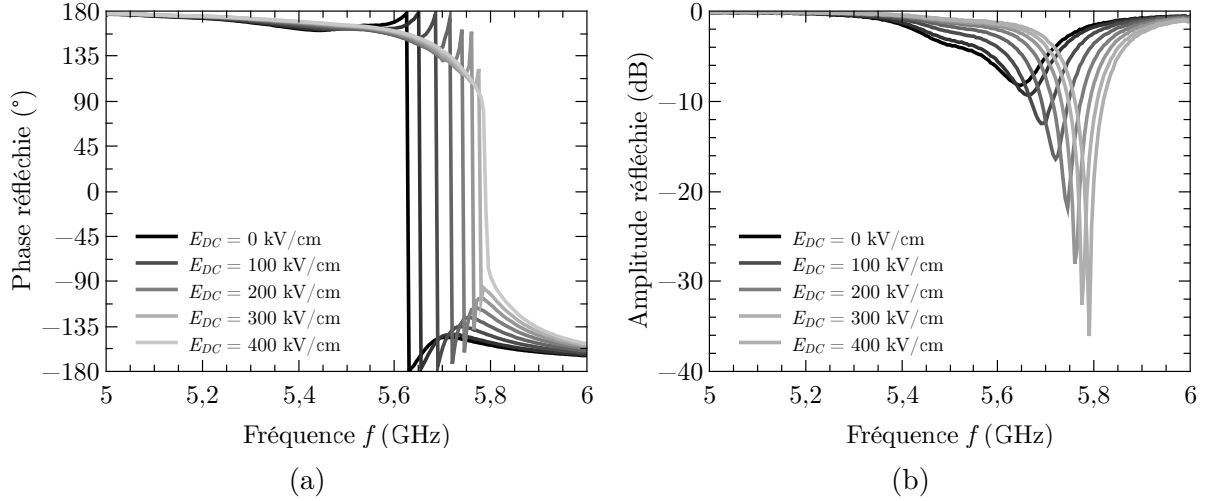


FIGURE 4.16 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies mesurées pour un champ appliqué de 0 kV/cm à 400 kV/cm.

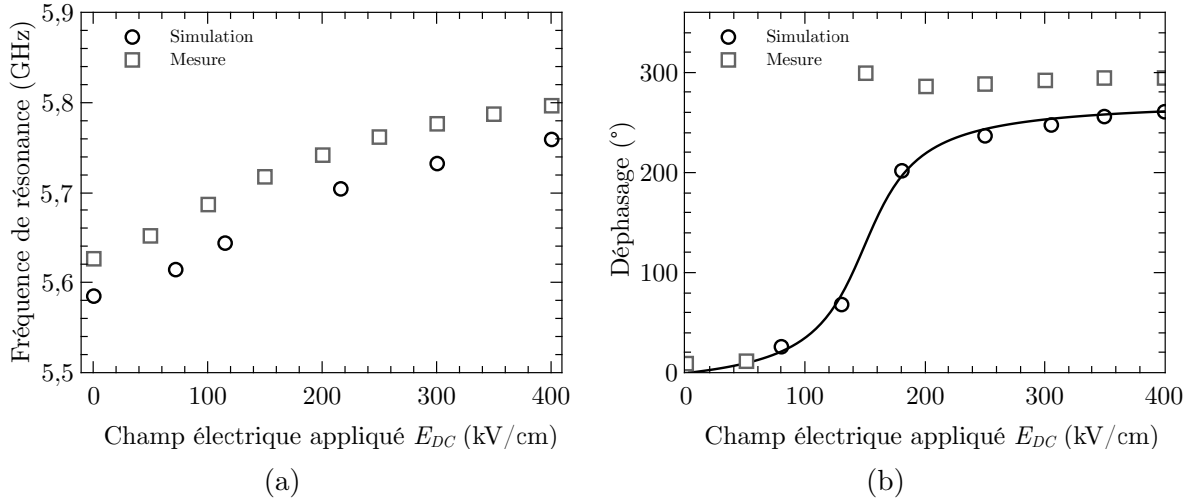


FIGURE 4.17 – Fréquence de résonance de la cellule simple-fente (a) et déphasage réalisé (b) simulés et mesurés en fonction du champ appliqué.

cette cellule en pratique. L'autre différence avec la simulation est que l'amplitude réfléchie diminue lorsque le champ appliqué augmente (le contraire est obtenu en simulation, voir Fig. 4.12). De plus, les pertes sont bien plus grandes en mesure qu'en simulation. L'explication privilégiée est la présence de pertes dans la cellule plus importantes que prévues qui peuvent provenir soit du matériau soit de la métallisation. Bien que la caractérisation du matériau n'ait pas été réalisée jusqu'à 5 GHz, il n'est pas possible d'avoir une tangente de pertes beaucoup plus importante que 0,02 car la permittivité ne chute pas (nécessité de vérifier les relations de Kramer-Kronig reliant les parties réelle et imaginaire de la permittivité). En effet, une forte augmentation des pertes du matériau se traduirait sur la partie réelle par une forte décroissance, ce qui n'a pas été observé lors de la caractérisation du matériau en topologie coplanaire. Il semble donc que la piste la plus probable soit des pertes importantes dans la métallisation. La forte rugosité et l'utilisation de la pulvérisation comme méthode de dépôt peuvent être à l'origine de cela. La forte rugosité empêchant de mesurer précisément la conductivité de la couche de cuivre, il n'est pas possible de trancher entre les deux. Cependant, l'effet conjoint des deux pourrait expliquer les fortes pertes dans la cellule et donc les résultats non conformes à la simulation.

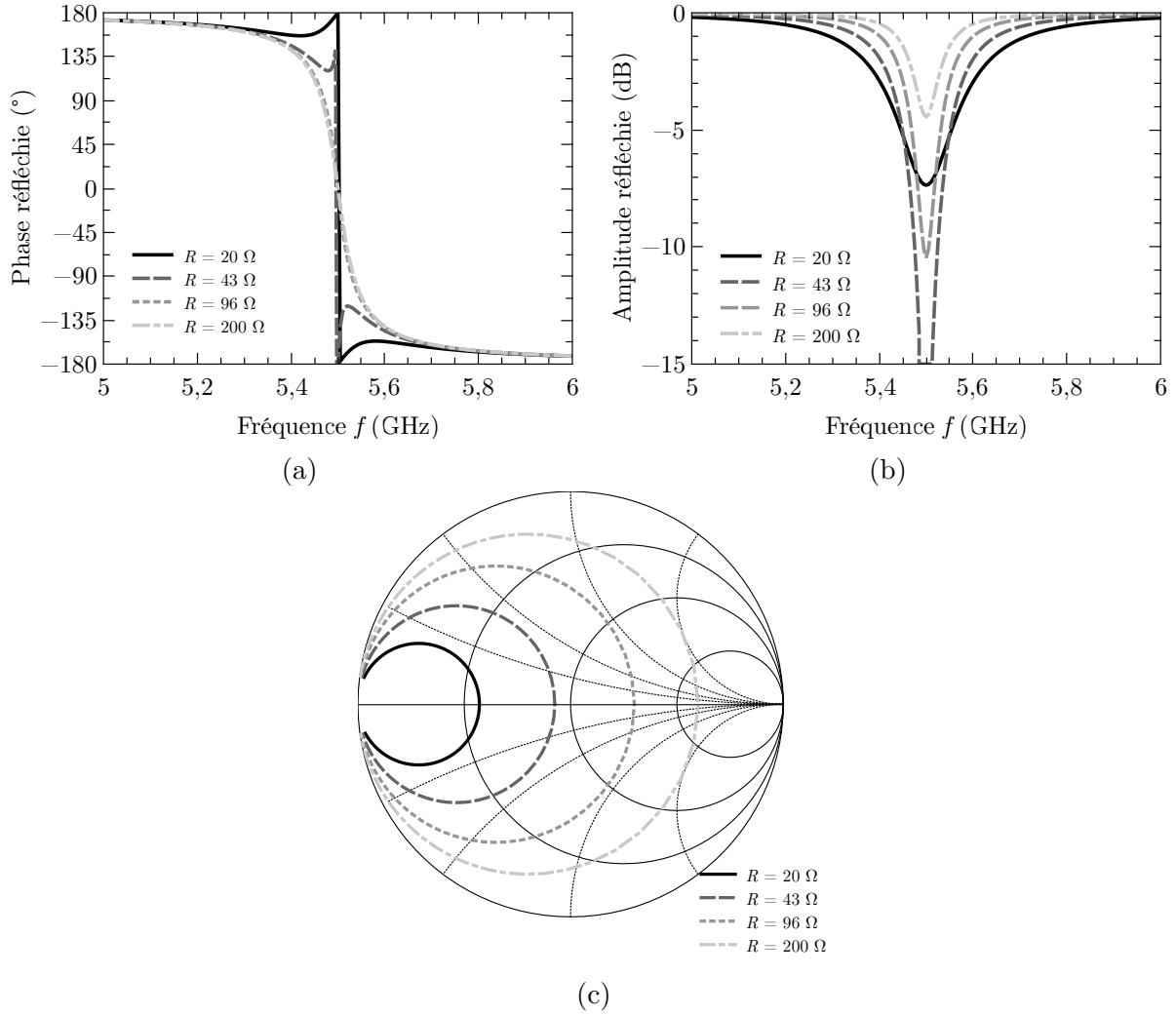


FIGURE 4.18 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies et coefficient de réflexion (c) simulées d'un résonateur RLC avec pertes pour différentes valeurs de R .

4.2.2.3 Explication du fonctionnement

Pour expliquer le comportement étrange en phase et la non-conformité de l'évolution des pertes avec le champ appliqué par rapport aux prédictions, des simulations « circuit » sur un résonateur RLC ont été effectuées. En effet, la cellule simple fente peut être représentée par un résonateur LC parallèle, comme dans le paragraphe 4.1.1. L'effet des pertes peut être pris en compte en ajoutant une résistance en parallèle sur le résonateur LC.

Un résonateur RLC parallèle a été simulé sous ADS et différentes valeurs de R ont été choisies afin de voir son influence sur le coefficient de réflexion. Les résultats de simulation sont visibles Fig. 4.18. Les valeurs $C = 45,4$ pF et $L = 18,4$ pH ont été choisies pour avoir une réponse en phase similaire à ce qui est obtenu avec la cellule simple-fente, c'est-à-dire une pente de phase et une fréquence de résonance du même ordre de grandeur. Sur le comportement en phase (Fig. 4.18a), lorsque R diminue, la pente de phase augmente et lorsque la résistance parallèle devient inférieure à l'impédance de référence (50Ω), la phase n'a plus une décroissance monotone, comme lors de la mesure. Ainsi, le comportement en phase peut s'expliquer par une résistance équivalente plus faible que l'impédance de référence.

Sur le comportement en amplitude (Fig. 4.18b), lorsque la résistance R diminue (200Ω vers 96Ω), l'amplitude réfléchie diminue. Cependant, quand la résistance est plus faible

que l'impédance de référence, et qu'elle diminue ($43\ \Omega$ vers $20\ \Omega$) l'amplitude remonte. En fait, l'amplitude réfléchie est minimale lorsque la résistance est égale à l'impédance de renormalisation car cela se traduit par la condition d'adaptation d'impédance ($Z_L^* = Z_0$).

Dans notre cas, la forte rugosité et la faible conductivité de la métallisation conduisent à une résistance équivalente de la cellule plus faible que l'impédance du guide. Cela se traduit par une discontinuité sur la phase et une amplitude de l'onde réfléchie qui diminue lorsqu'on applique la tension de polarisation.

4.2.2.4 Conclusion

Dans ce paragraphe, la mesure d'une cellule simple fente a été présentée. L'agilité en fréquence prévue en simulation est bien obtenue en mesure ce qui confirme la possibilité d'utiliser des matériaux ferroélectriques pour les applications hyperfréquences. Cependant, les pertes importantes de la cellule empêchent d'obtenir la même évolution en fréquence des états de phase en mesure et en simulation. Cela est problématique car la phase varie brutalement au niveau de la fréquence de résonance. La raison la plus probable est la présence de pertes métalliques plus importantes que prévues. Cela peut être causé par la forte rugosité de la métallisation déposée sur alumine. Une importante rugosité a pour effet d'augmenter les pertes dans les conducteurs notamment lorsque leur épaisseur est voisine de l'épaisseur de peau. La simulation circuit d'un résonateur RLC a permis de comprendre ce qui se passe lorsque les pertes de la cellule sont très importantes, autant sur la phase que l'amplitude réfléchie.

4.2.3 Amélioration de la cellule

Au vu des résultats précédents, nous avons cherché à améliorer le comportement de la cellule en travaillant en particulier sur la qualité de la métallisation. Nous proposons deux méthodes. La première va consister à lisser le substrat d'alumine avant le dépôt de cuivre en utilisant une résine. Le lissage permet normalement de diminuer les pertes dans la métallisation dues à la rugosité. L'autre possibilité est d'utiliser une autre méthode de dépôt du métal. En effet, le dépôt est fait par pulvérisation pour avoir une meilleure adhérence mais l'évaporation permet en général d'avoir des conductivités plus importantes.

4.2.3.1 Réduction de la rugosité de la métallisation

Dans ce paragraphe, les performances de la cellule avec une couche de lissage sont présentées. Cela doit permettre de réduire la rugosité de la métallisation qui est supposée augmenter les pertes dans la cellule. La résine utilisée est la SU-8 2005 de Microchem. Cette dernière est déposée après la gravure du matériau ferroélectrique et est insolée afin de ne la garder qu'aux endroits où le BST n'est pas présent (pour avoir le BST directement au contact du métal au niveau de la capacité) comme cela est présenté Fig. 4.19. Pour obtenir une épaisseur suffisamment fine, la résine a été diluée avec du cyclohexanone. Ceci permet d'atteindre une épaisseur de $1,2\ \mu\text{m}$ à 4000 tr/min. Une photographie de la cellule avec une couche de lissage est présentée Fig. 4.20.

Les résultats de mesure de la cellule avec la résine de lissage sont présentés Fig. 4.21. Les états de phase sont bien plus cohérents avec ce qui est obtenu lors de la simulation (Fig. 4.12), car il n'y a pas de discontinuité sur la phase. L'amélioration des états de phase peut également se visualiser dans un abaque de Smith (Fig. 4.22). La cellule avec couche de lissage est plus vers la droite de l'abaque. Il semble donc que l'ajout de la résine pour le lissage permette d'améliorer la réponse en phase de la cellule. Ainsi si

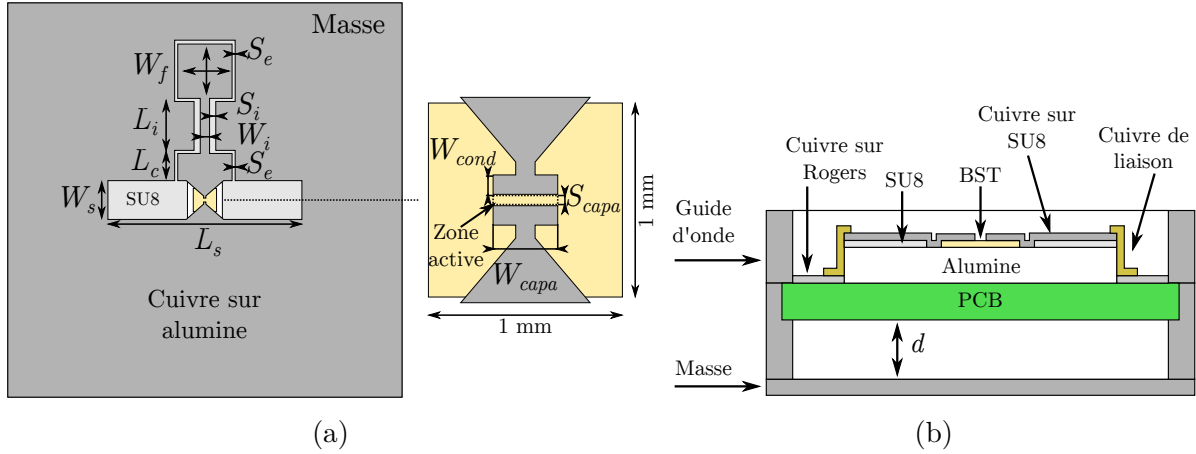


FIGURE 4.19 – Topologie de la cellule avec le nouveau circuit de polarisation. Motif réalisé sur le substrat avec zoom sur la capacité ferroélectrique (a) et empilement utilisé pour la simulation (b). $L_s = 12,5$ mm ; $W_s = 2,5$ mm ; $L_c = 2$ mm ; $W_f = 4$ mm ; $W_{cond} = S_e = 30$ μm ; $L_i = 3,5$ mm ; $S_i = 400$ μm ; $W_i = 600$ μm ; $W_{capa} = 105$ μm ; $S_{capa} = 7$ μm ; $d = 15,7$ mm.

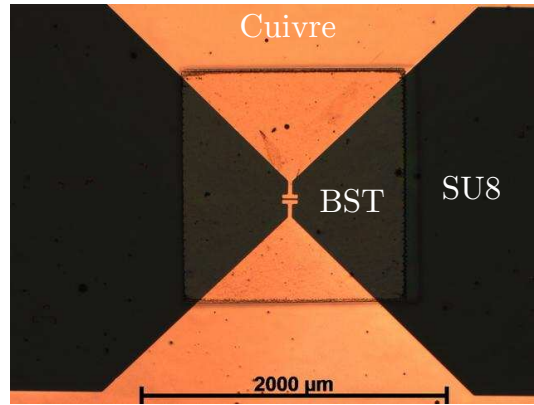


FIGURE 4.20 – Photographie de la cellule avec une couche de lissage de SU8.

l'on trace le déphasage réalisé à la fréquence centrale en fonction du champ appliqué, on peut remarquer que l'accord avec la simulation est très bon (Fig. 4.23) bien que la phase mesurée soit légèrement plus faible. Ce déphasage légèrement plus faible peut venir d'une incertitude sur l'agilité du matériau.

Cependant lorsque l'on regarde l'amplitude réfléchie mesurée (Fig. 4.21b), elle reste toujours faible et largement en deçà de ce qui a été prévu en simulation (Fig. 4.12). Cela semble indiquer des pertes toujours importantes dans la cellule, bien qu'il y ait une amélioration des états de phase. Pour une application pratique, l'amplitude est bien trop basse. L'origine de ces pertes toujours importantes semble pouvoir s'expliquer par la mauvaise conductivité du métal déposé par pulvérisation sur la résine SU8. En effet, la mesure de conductivité par la méthode des 4 pointes [151] donne une valeur de $1,9 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$, ce qui est bien inférieur à la valeur du cuivre introduite en simulation (obtenue avec cette méthode sur verre $4,3 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$). En effectuant les retro-simulations avec cette valeur de conductivité, il est possible d'expliquer en grande partie les pertes obtenues en mesure (Fig. 4.24). En effet, lorsque la conductivité du cuivre passe de $4,3 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$ à $1,9 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$, l'amplitude réfléchie passe de -11 dB à -25 dB , ce qui est assez proche de qui est obtenu en mesure (-35 dB).

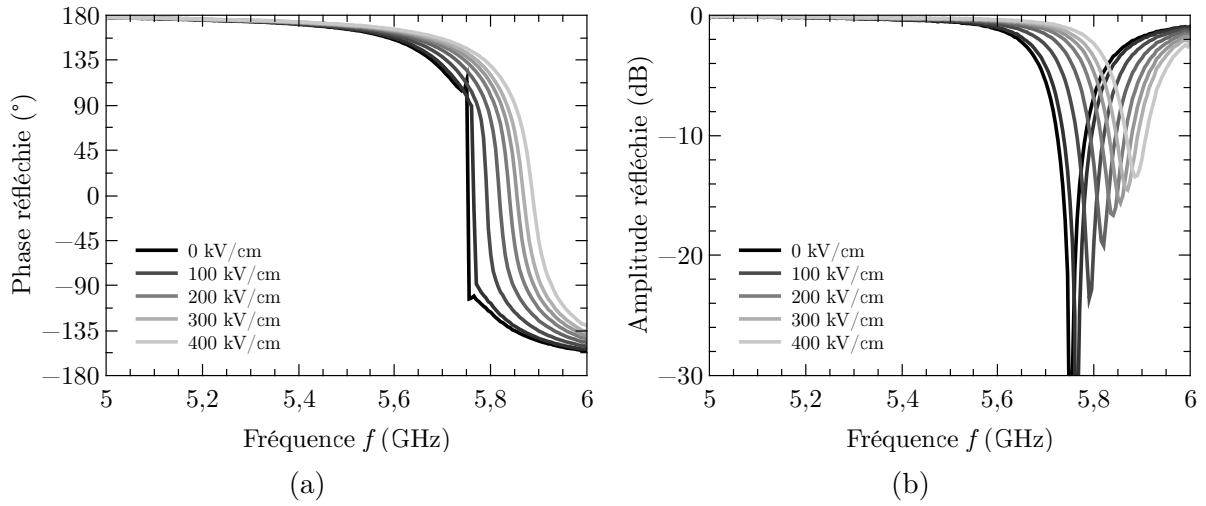


FIGURE 4.21 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies mesurées pour un champ appliqué de 0 kV/cm à 400 kV/cm pour la cellule avec couche de lissage à base de SU8 et avec du cuivre déposé par pulvérisation.

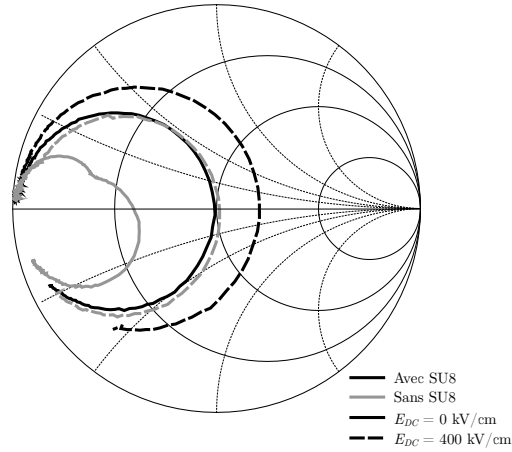


FIGURE 4.22 – Représentation dans un abaque de Smith du coefficient de réflexion mesuré pour les cellules simple-fente sans et avec couche de SU8 pour le lissage et avec du cuivre déposé par pulvérisation.

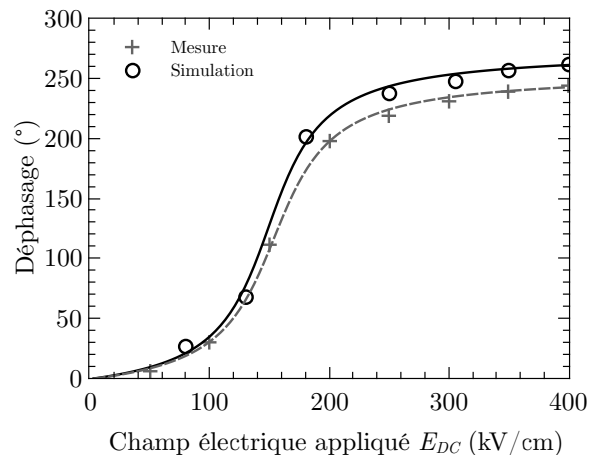


FIGURE 4.23 – Déphasages réalisés simulé et mesuré, à la fréquence centrale, par la cellule simple-fente avec couche de SU8 pour le lissage et avec du cuivre déposé par pulvérisation, en fonction du champ appliquée.

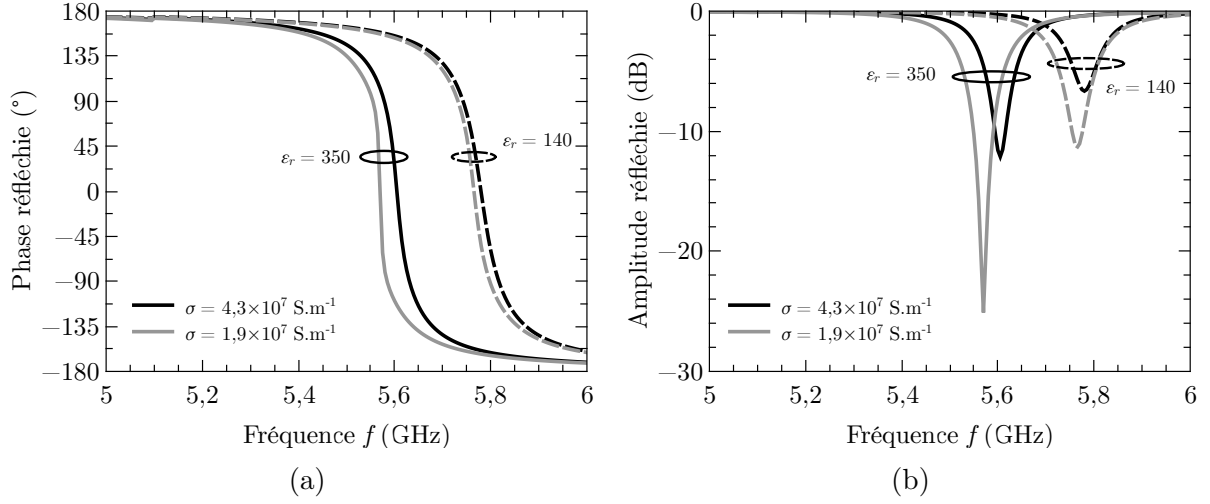


FIGURE 4.24 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140 pour la cellule avec couche de lissage à base de SU8 et avec une conductivité du cuivre de $4,3 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$ et de $1,9 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$.

4.2.3.2 Utilisation de l'évaporation pour la métallisation

Pour obtenir une meilleure conductivité, il est possible d'utiliser une autre méthode de dépôt du cuivre comme l'évaporation. À titre d'exemple, sur BST, la valeur obtenue à l'aide de pulvérisation ($\sigma_{\text{pulvé}} = 1,9 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$) est bien plus faible qu'avec l'évaporation ($\sigma_{\text{évap}} = 4,5 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$). Malheureusement, le bâti d'évaporation utilisé à l'IETR ne permet pas de faire les dépôts sur la SU8 à cause de la température atteinte par le substrat, de l'ordre de 700°C . En effet, la SU8 étant une résine à base de polymère, elle ne supporte pas des températures au-delà de 250°C . Pour, malgré tout, voir l'effet du changement de méthode de métallisation, la topologie de la cellule sans résine présentée dans la première partie de ce chapitre va être utilisée. Le cuivre est alors évaporé directement sur l'alumine, après la gravure de matériau ferroélectrique.

Les résultats de mesure sont présentés Fig. 4.25. Les résultats sont très proches de ce qui a été obtenu pour la cellule avec une couche de lissage. Pour l'état avec un champ de polarisation nul, la discontinuité de phase est présente mais lorsqu'on applique le champ de polarisation, le comportement normal est obtenu. Les pertes de la cellule sont toujours importantes mais l'utilisation de l'évaporation au lieu de la pulvérisation permet d'avoir des états de phase quasiment sans discontinuité. La Fig. 4.26 présente l'évolution des déphasages réalisés par la cellule mesurée ou obtenu en simulation, en fonction du champ appliqué. Comme dans le cas du lissage du substrat, le déphasage réalisé mesuré est très proche de celui simulé. Cela prouve bien que l'évaporation permet d'avoir une meilleure conductivité du cuivre déposé. De plus, cette dernière a une influence aussi importante que la rugosité car les pertes obtenues en mesure sont similaires (cf. Fig. 4.21). Cependant, il n'est pas possible d'utiliser l'évaporation sur la résine SU8. Pour le moment, nous ne pouvons donc pas montrer l'effet conjoint du lissage du substrat et d'un dépôt de cuivre par évaporation, sur les pertes métalliques.

4.2.3.3 Conclusion

Dans ce paragraphe, deux techniques ont été testées afin de réduire les pertes métalliques. La première a consisté à lisser le substrat d'alumine avec de la résine, avant le dépôt de cuivre par pulvérisation. Cela a permis d'obtenir des états de phase mesurés cohérents

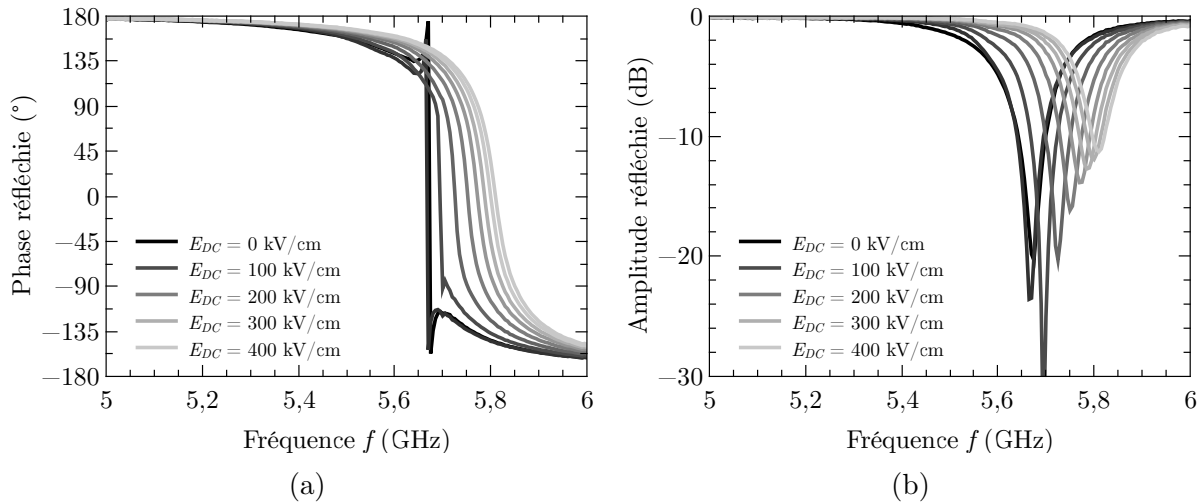


FIGURE 4.25 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies mesurées pour un champ appliqué de 0 kV/cm à 400 kV/cm pour la cellule sans couche de lissage et avec du cuivre déposé par évaporation.

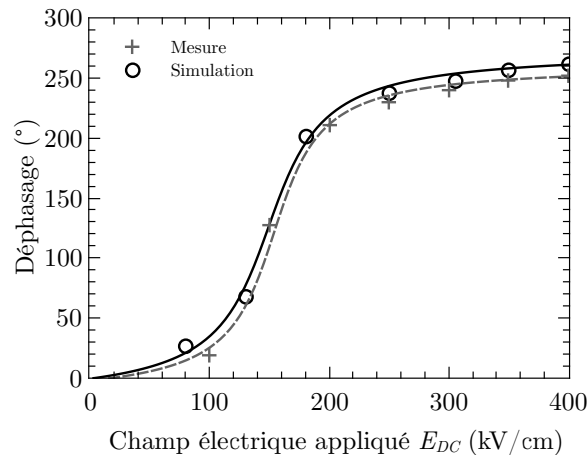


FIGURE 4.26 – Déphasages réalisés simulé et mesuré, à la fréquence centrale, par la cellule simple-fente avec du cuivre déposé par évaporation, en fonction du champ appliquée.

avec la simulation. Néanmoins, la conductivité du cuivre déposé par pulvérisation est très dépendante du substrat et elle est relativement mauvaise pour la résine SU8, ce qui donne des performances assez médiocres pour la cellule malgré tout. Des rétro-simulations ont été effectuées et la faible conductivité semble bien être à l'origine des performances médiocres obtenues. Par ailleurs, les déphasages obtenus en mesure et en simulation sont très proches, ce qui confirme la potentialité d'utiliser des matériaux ferroélectriques pour des cellules déphaseuses.

En parallèle, une autre technique de dépôt de métal a été essayée, l'évaporation. Cette dernière n'étant pas compatible avec la résine SU8 (forte température lors du dépôt), le dépôt a simplement été fait sur le substrat d'alumine sans lissage. Néanmoins, les états de phase obtenus en mesure sont proches de ce qui a été simulé (comme pour le cas du lissage), ce qui indique que la métallisation par évaporation permet d'avoir une bien meilleure conductivité. Cela laisse penser qu'avec une bonne conductivité et une métallisation bien lisse, les performances seront proches de celles initialement prévues.

4.2.4 Conclusion

Dans cette partie, la conception, la simulation et la mesure d'une cellule simple-fente reconfigurable à base de matériau ferroélectrique ont été présentées. Cette cellule est constituée d'une fente chargée par une capacité variable permettant de faire varier la phase réfléchiée par la cellule dynamiquement. Le premier paragraphe a détaillé les études paramétriques qui permettent de relier la sensibilité de la cellule à la variation de capacité chargeant la cellule. Le paramètre le plus influant est la longueur de la fente : si la fente est courte et la capacité de chargement importante, la cellule sera très sensible à une variation de capacité mais les pertes de la cellule seront grandes. À l'inverse, une fente longue chargée avec une capacité de faible valeur aura des pertes bien plus faibles mais l'agilité de la capacité devra être plus importante pour couvrir la même gamme de phase.

Un circuit de polarisation a également été conçu, il permet d'appliquer la tension de polarisation sur le matériau accordable afin d'obtenir l'agilité de la capacité et donc de la cellule. Il est constitué d'un filtre passe-bas afin d'avoir un bon découplage des signaux RF et DC et pour perturber le moins possible le rayonnement de la cellule.

La mesure a confirmé l'agilité de la cellule contenant un matériau ferroélectrique. Cependant, les problèmes technologiques (qualité de la métallisation) empêchent d'obtenir les mêmes résultats en mesure qu'en simulation. Néanmoins, le lissage du substrat et l'utilisation de l'évaporation permettent d'avoir un déphasage mesuré conforme à la simulation. Pour pouvoir améliorer la cellule, il faudrait lisser le substrat par un matériau qui résiste à la température atteinte pendant l'évaporation du métal utilisé pour l'électrode.

4.3 Étude d'une cellule triple-fente reconfigurable

Dans cette partie, la conception, la simulation et la mesure d'une cellule triple-fente reconfigurable sont présentées. Pour modifier la phase, il est possible d'utiliser trois capacités variables comme décrit dans [18]. Cependant, il est préférable de modifier la phase avec une seule capacité comme indiqué dans la thèse de Makdissy [1]. Pouvoir commander la phase par un seul composant est un avantage car cela limite le nombre de composant à reporter sur la cellule. Même si dans notre cas, l'intégration est monolithique, le fait d'avoir un seul composant permet de garder le même circuit de polarisation que pour la cellule simple-fente. De plus, lors de la réalisation, une différence de capacité peut apparaître sur les capacités extérieures à cause des incertitudes de fabrication. Une asymétrie dans le chargement des éléments résonants peut poser des soucis et avoir des conséquences importantes sur la réponse en fréquence de la cellule [36]. La cellule triple-fente présentée dans cette partie est, à notre connaissance, la première version véritablement reconfigurable réalisée. La version présentée par Makdissy [1] consistait en plusieurs cellules avec des capacités fixes de différentes valeurs et non une seule cellule avec une capacité variable.

Dans un premier temps, les fentes extérieures de la cellule vont être ajoutées et l'étude paramétrique sur les dimensions de la cellule sera présentée. Comme le nombre de paramètres est relativement important, seuls ceux qui ont une forte influence sur la réponse en phase vont être présentés : l'espacement entre les fentes et la longueur des fentes extérieures. La longueur de la fente intérieure et la valeur de la capacité de chargement ont les mêmes effets que pour la cellule simple-fente. Une cellule avec une fente de faible longueur avec une capacité importante aura une agilité en fréquence plus forte mais également des pertes importantes. À l'inverse, une cellule avec une fente longue et une faible capacité aura des pertes et une agilité en fréquence faibles.

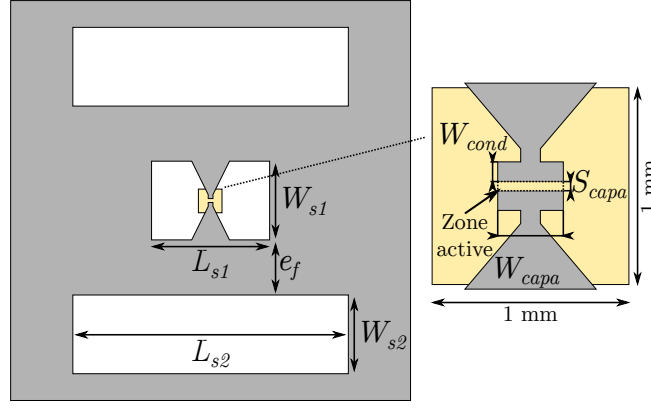


FIGURE 4.27 – Schéma de la cellule triple-fente considérée avec zoom sur la capacité ferroélectrique. $L_{s2} = 18 \text{ mm}$, $L_{s1} = 8 \text{ mm}$, $W_{s1} = W_{s2} = 5 \text{ mm}$, $e_f = 3 \text{ mm}$, $W_{cond} = 30 \text{ }\mu\text{m}$, $W_{capa} = 145 \text{ }\mu\text{m}$ et $S_{capa} = 7 \text{ }\mu\text{m}$

4.3.1 Conception de la cellule

La structure triple-fente considérée est présentée Fig. 4.27. Elle est constituée d'une fente centrale chargée par une capacité ferroélectrique et de deux fentes extérieures qui permettent d'obtenir des états de phase à variation plus lente vis-à-vis de la fréquence (et donc moins de pertes) que pour la cellule simple fente. L'empilement diélectrique est le même que pour la cellule simple-fente. La largeur des fentes est fixée à 5 mm car cela constitue un compromis permettant de réduire la dispersion avec la fréquence [17] tout en conservant suffisamment de place entre les fentes pour le circuit de polarisation qui sera introduit ultérieurement. Les études paramétriques sur l'espacement entre les fentes et les longueurs des fentes extérieures vont être présentées par la suite.

4.3.1.1 Résultats de simulation

La structure a été simulée en utilisant les symétries comme dans le cas de la cellule simple fente car les deux fentes extérieures sont identiques.

Les résultats de simulations sont présentés Fig. 4.28. On peut tout d'abord remarquer que les états de phase sont bien plus linéaires que pour la cellule simple fente. Les états extrêmes sont très parallèles entre eux sur une large gamme de fréquence, ce qui donne une bande d'utilisation de la cellule plus importante. Pour estimer la bande passante de la cellule, l'écart type de phase a été calculé. Il est défini de la manière suivante [36] :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^4 (\Delta\phi_i)^2}{12 \times 360}}, \quad (4.2)$$

avec $\Delta\phi_i$ la différence de phase entre deux états successifs. L'écart type de phase est habituellement utilisé pour les cellules à phase discrète car il permet de quantifier la répartition des états de phase et leur parallélisme. Lorsque les états sont bien équirépartis, l'écart type de phase est faible et s'il reste faible dans une large bande, cela signifie que les états sont parallèles. Pour l'appliquer à notre cellule, 4 états ont été choisis afin de calculer l'écart type de phase et les résultats sont donnés Fig. 4.29.

L'écart type de phase obtenu pour notre cellule est inférieur à 32° dans une bande de 250 MHz. Pour le cas de la cellule simple-fente, cette bande est de 40 MHz ce qui prouve bien l'amélioration apportée par les fentes extérieures. La valeur de 32° a été choisie car

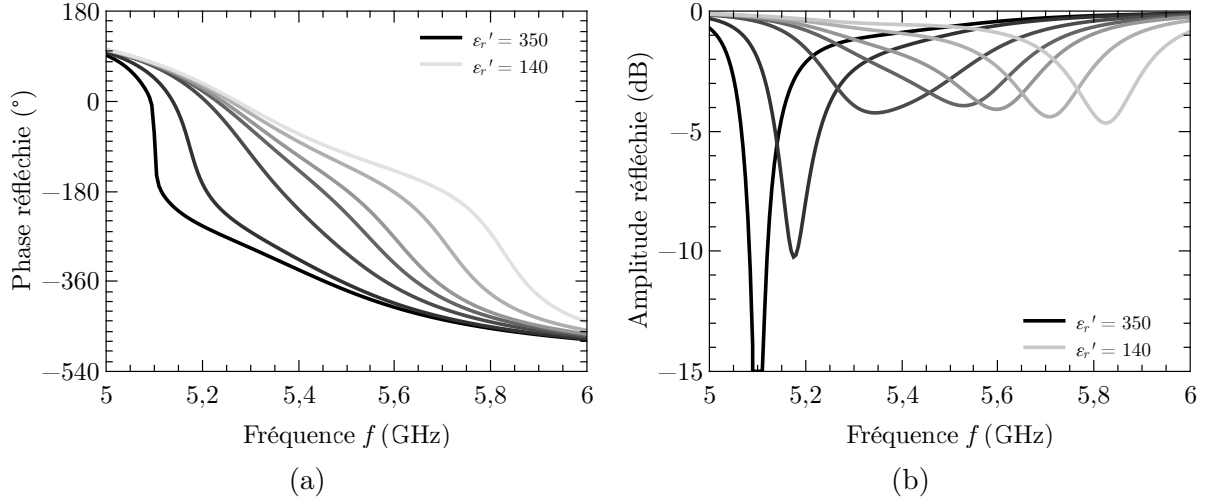


FIGURE 4.28 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes permittivités du matériau ferroélectrique en fonction de la fréquence pour la cellule triple-fente sans circuit de polarisation.

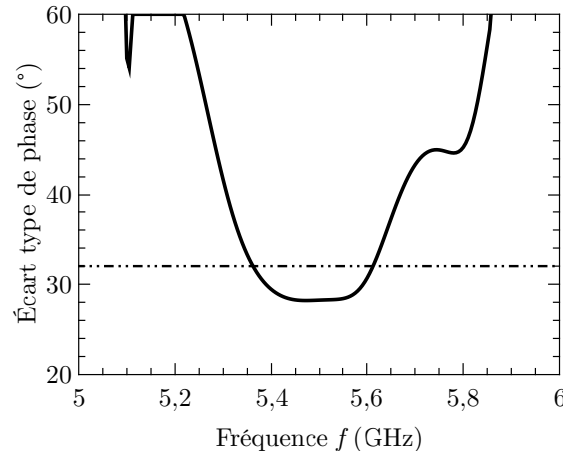


FIGURE 4.29 – Écart type de phase pour 4 états choisis pour la cellule triple-fente sans circuit de polarisation, en fonction de la fréquence.

elle correspond à un déphaseur de 1,7 bit effectif. Le nombre de bit effectif est défini de la manière suivante :

$$N = \frac{\ln \left(\frac{360}{\sqrt{12}\sigma} \right)}{\ln 2}. \quad (4.3)$$

La valeur idéale est de 2 bits pour une cellule à 4 états. Bien que la bande obtenue soit plus faible que celle obtenue pour le cas passif [1], il s'agit ici de la première version avec une capacité variable. De plus, comme cela va être décrit par la suite, dans le paragraphe traitant de l'influence de l'espacement entre les fentes, des meilleures performances pourraient être obtenus avec une distance e_f plus faible. Si l'on regarde l'amplitude réfléchie, elle est supérieure à $-4,21$ dB dans la bande 5,36 GHz à 5,61 GHz, indiquant des pertes dans la cellule bien plus faibles que pour la cellule simple fente (pour laquelle l'amplitude des S_{11} était de l'ordre de -11 dB). Les pertes moyennes de la cellule dans la bande sont de 1,83 dB.

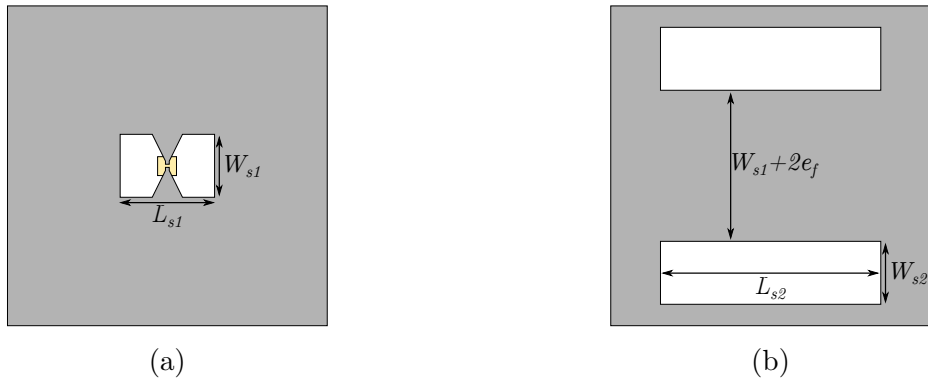


FIGURE 4.30 – Schéma présentant la fente interne uniquement (a) et les fentes externes uniquement (b).

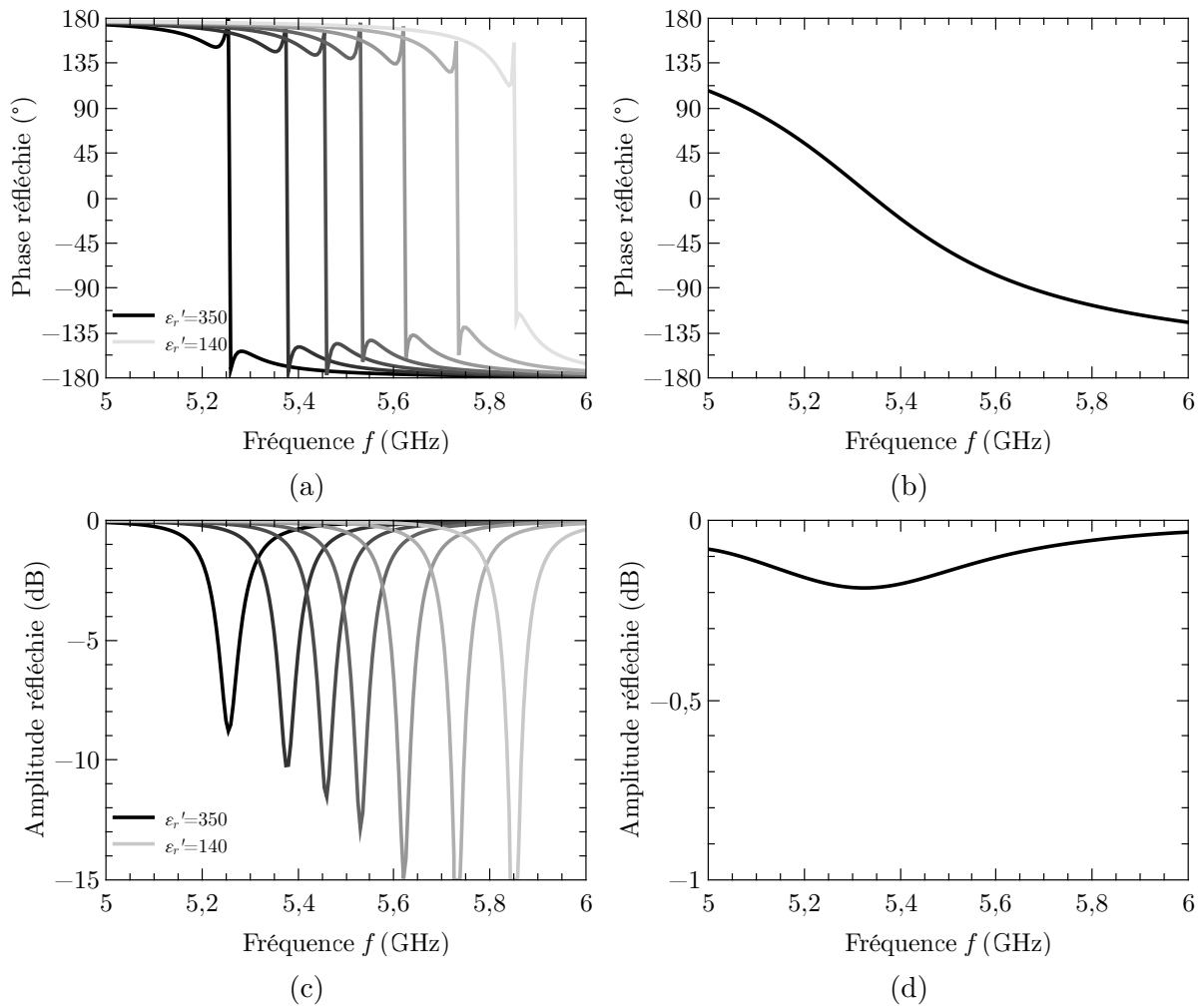


FIGURE 4.31 – Phases et amplitudes réfléchies simulées pour la fente interne uniquement (a), (c) et pour les fentes externes uniquement (b), (d).

4.3.1.2 Influence des fentes extérieures

Afin de mieux comprendre l'effet des fentes intérieure et extérieures (Fig. 4.30), elles ont été simulées séparément et les résultats sont présentés Fig. 4.31. Sur la réponse en phase de la fente interne (Fig. 4.31a), on peut voir que les états de phase sont très résonants et qu'une discontinuité est présente. Cela vient du fait que la fente est très courte et la capacité de chargement est très grande. Ainsi les pertes que l'on obtiendrait sans les fentes externes seraient très importantes (Fig. 4.31c). Néanmoins, l'agilité en fréquence de la fente interne est assez proche de ce qui est obtenu pour la cellule triple-fente : une accordabilité de la permittivité de 60 % permet de faire varier la fréquence de résonance de 600 MHz.

La réponse en fréquence de la cellule avec seulement les fentes externes (Fig. 4.31b) est quant à elle très linéaire et présente une pente douce, ce qui se traduit par des pertes très faibles de l'ordre de 0,2 dB (Fig. 4.31d). Cela s'explique par le fait qu'il n'y a pas de chargement capacitif. Si l'on regarde la fréquence centrale de la cellule avec les fentes externes, on peut remarquer que la fréquence de fonctionnement de la cellule est très proche de celle de la cellule avec la fente interne (pour l'état non polarisé).

Pour voir l'effet de la longueur des fentes extérieures sur la réponse en phase de la cellule complète, plusieurs configurations correspondant à des valeurs de L_{s2} différentes ont été étudiées. Les résultats sont présentés Fig. 4.32. Lorsque la longueur de la fente extérieure est égale à 18 mm (valeur préconisée, correspondant à la configuration étudiée dans le paragraphe précédent), les états extrêmes sont parallèles entre eux sur une large gamme de fréquence (Fig. 4.32b). Si les fentes extérieures sont plus courtes ($L_{s2} = 17$ mm), les états de phase se resserrent en basses fréquences (Fig. 4.32a). Pour pouvoir couvrir la gamme de phase complète, il faudrait alors avoir une fente interne plus courte ou plus d'agilité sur le condensateur. Si les fentes extérieures sont plus longues ($L_{s2} = 19$ mm), les états de phases se resserrent en hautes fréquences (Fig. 4.32c). Dans ce cas, la fréquence de résonance de la fente centrale est trop importante pour les fentes extérieures, il faudrait l'allonger ou augmenter la valeur de la capacité pour couvrir la gamme de phase complète.

4.3.1.3 Influence de l'espacement inter-fente

La distance entre les fentes est un paramètre extrêmement important car il permet de régler le couplage entre les deux résonances de la cellule. C'est ce qui permet d'avoir des états de phases bien plus linéaires qu'avec une seule fente. La Fig. 4.33 présente les résultats de simulations pour deux distances différentes entre les fentes. On peut noter que lorsque la distance entre les fentes est faible ($e_f = 0,5$ mm, Fig. 4.33b et d), les états de phase sont bien plus linéaires que lorsque la distance est grande ($e_f = 3$ mm, Fig. 4.33a et c). Cela entraîne des pertes dans la bande plus faibles car la dispersion fréquentielle est plus faible. Lorsque les fentes sont plus proches, le couplage entre les deux résonateurs est plus intense, ce qui a pour effet d'éloigner les deux fréquences de résonance comme on peut le voir sur la courbe en phase. C'est pour cette raison que les états de phase sont plus plats. De plus, les états de phase semblent plus parallèles entre eux sur une plus grande bande de fréquence, ce qui permet d'avoir une bande passante plus importante. L'écart type de phase a été calculé pour les différentes distances entre les fentes et est présenté Fig. 4.34. Comme on peut le remarquer, la bande passante augmente fortement lorsque la distance entre les fentes diminue. Elle passe de 250 MHz pour une distance entre les fentes de 3 mm à 490 MHz pour une distance de 0,5 mm.

Néanmoins, pour pouvoir couvrir une gamme de phase de 270° , une accordabilité plus importante est nécessaire (80 % contre 60 %). En effet, la gamme de permittivité a dû

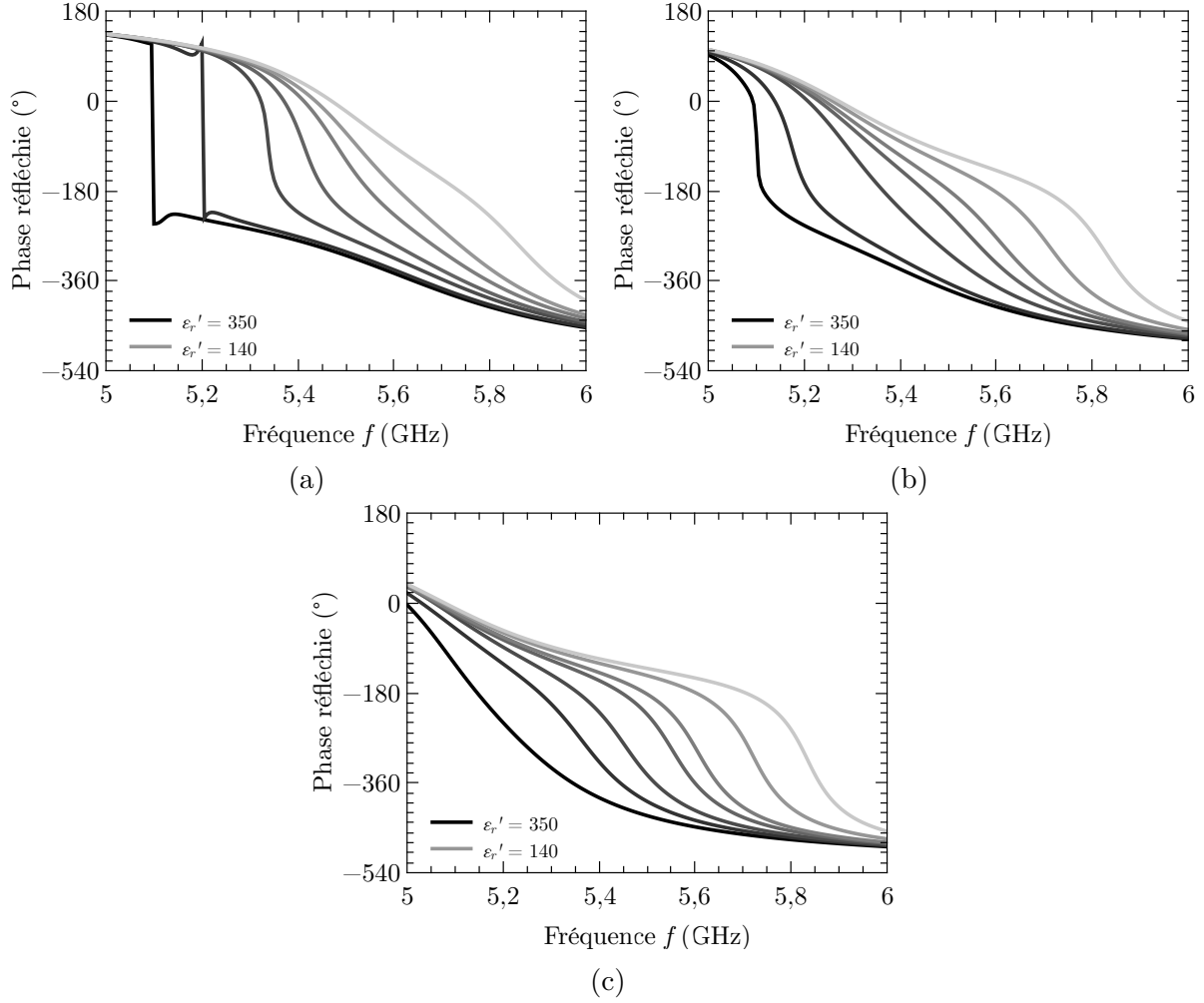


FIGURE 4.32 – Phase réfléchie simulée pour différents états de la cellule triple-fente et pour $L_{s2} = 17$ mm (a), $L_{s2} = 18$ mm (b) et $L_{s2} = 19$ mm (c).

être ajustée pour obtenir le même déphasage maximum en simulation. Par exemple, pour une distance entre les fentes de 0,5 mm, la gamme de permittivité utilisée est de 350 à 70, comme l'indique la Fig. 4.33b, ce qui correspond à une accordabilité du matériau de 80 %. L'utilisation d'une topologie MIM plutôt que coplanaire pourrait résoudre cela car dans notre cas l'agilité de la capacité coplanaire ne correspond pas intégralement à l'accordabilité du matériau, elle est plus faible². Pour rappel, dans notre cas, une structure avec un seul niveau de métallisation a été choisie pour la facilité de fabrication. De plus, dans le cas d'une structure MIM, l'électrode inférieure devrait être réalisée en platine, un conducteur relativement mauvais, ce qui pourrait amener des pertes supplémentaires. L'autre problème d'avoir des fentes très proches est que la place disponible pour le circuit de polarisation serait extrêmement faible. Le Tableau. 4.1 récapitule les différentes informations présentées pour les différentes valeurs de la distance entre les fentes. On peut voir qu'une distance inter-fente faible est favorable en termes de bande passante et de pertes de la cellule mais qu'une agilité plus importante est nécessaire.

2. La capacité totale correspond à une capacité dans l'air, une dans le substrat et une dans le ferroélectrique.

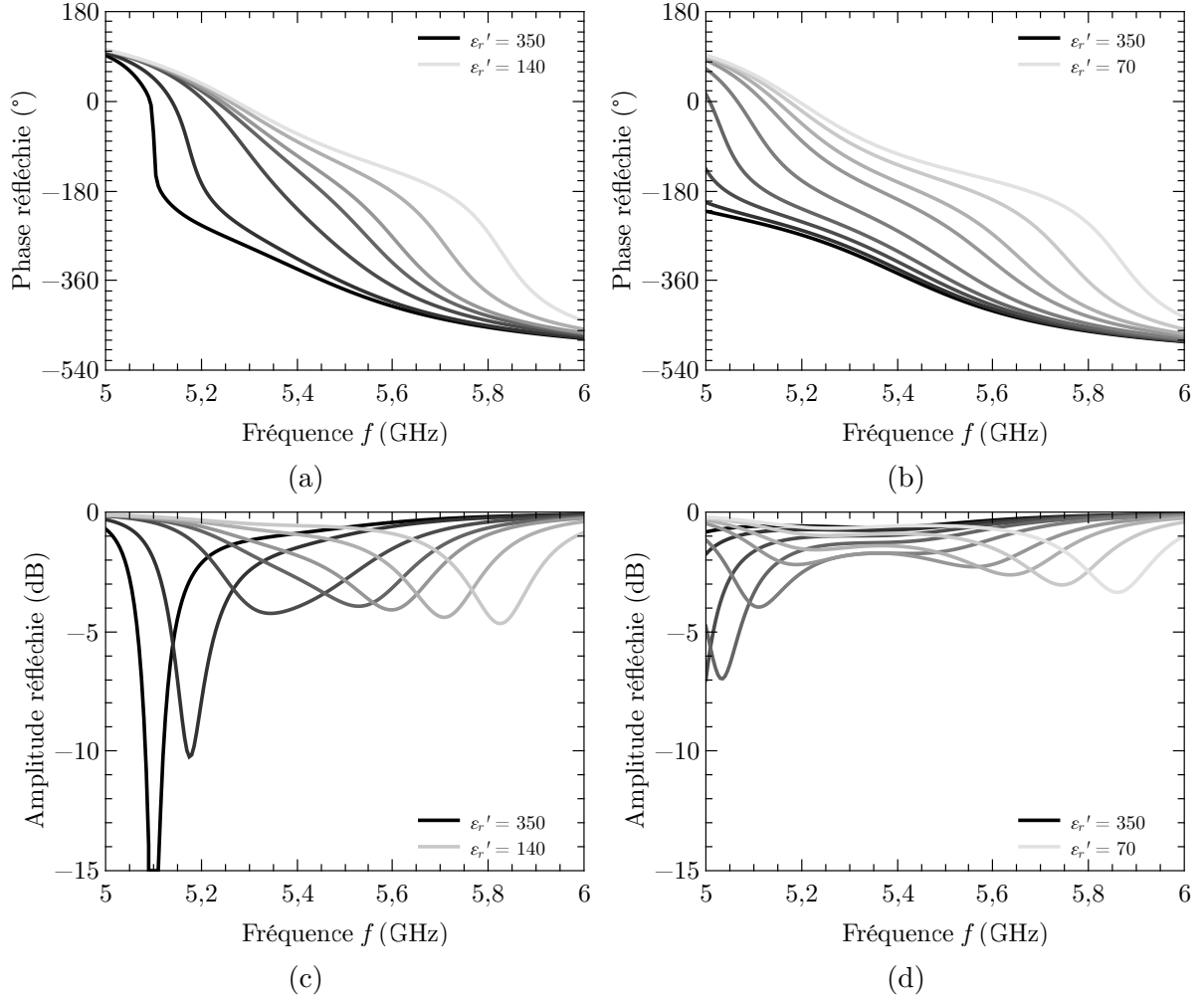


FIGURE 4.33 – Phase (a,b) et amplitude (c,d) réfléchies simulées pour différentes permittivités du matériau ferroélectrique en fonction de la fréquence pour la cellule triple-fente sans circuit de polarisation pour deux distances entre les fentes $e_f = 3$ mm (a,c) et $e_f = 0,5$ mm (b,d).

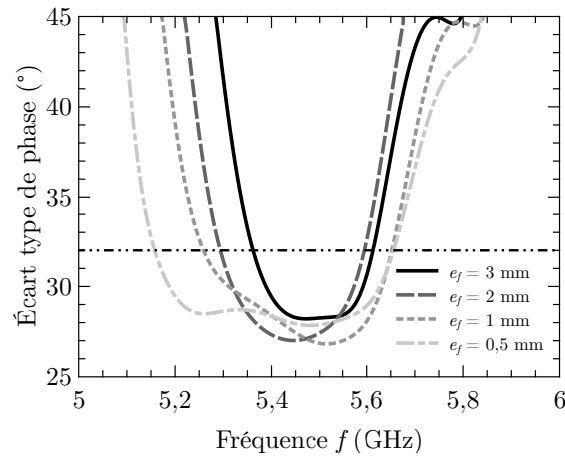
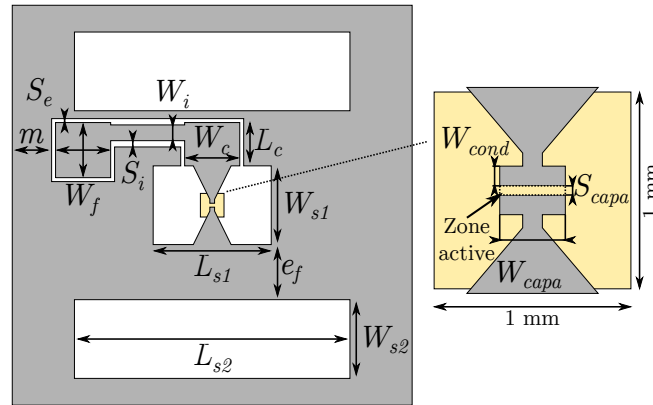


FIGURE 4.34 – Écart type de phase pour 4 états choisis pour la cellule triple-fente sans circuit de polarisation et pour différentes largeurs entre les fentes en fonction de la fréquence.

TABLEAU 4.1 – Influence de la largeur entre les fentes sur la bande passante, les pertes moyennes et l'agilité nécessaire de la cellule.

e_f	Bande passante	Pertes moyenne dans la bande	Agilité nécessaire
3 mm	250 MHz	1,83 dB	60 %
2 mm	290 MHz	1,63 dB	65 %
1 mm	360 MHz	1,37 dB	70 %
0,5 mm	490 MHz	1,15 dB	80 %


 FIGURE 4.35 – Schéma de la cellule triple-fente avec circuit de polarisation considérée avec zoom sur la capacité ferroélectrique. $L_{s2} = 18$ mm, $L_{s1} = 8$ mm, $W_{s1} = W_{s2} = 5$ mm, $e_f = 3$ mm, $W_i = 1$ mm, $S_i = 400$ μ m, $L_c = 3,5$ mm, $m = 2,5$ mm, $W_f = W_c = 4$ mm, $S_e = W_{cond} = 30$ μ m, $W_{capa} = 190$ μ m et $S_{capa} = 7$ μ m

4.3.1.4 Ajout du circuit de polarisation

Le circuit de polarisation qui a été utilisé pour la cellule simple-fente ne peut pas être directement inclus dans cette cellule à cause de la présence des fentes extérieures. Néanmoins, une version très proche est utilisée. Le circuit reste un filtre passe-basse mais il a été coulé par rapport à la version simple fente comme présenté Fig. 4.35. Ce circuit brisant la symétrie de la cellule, la simulation s'effectue sur une cellule complète. Par conséquent, les temps de simulation deviennent dorénavant extrêmement importants : typiquement 2 jours pour une topologie avec une seule permittivité sur une machine standard (64 Go de RAM). Cela donne environ une semaine de simulation pour avoir les différents états de la cellule. Ce temps important provient essentiellement du fait que le maillage doit se faire dans les conducteurs car ils sont fins devant l'épaisseur de peau. Le maillage en volume dans les conducteurs est indispensable pour prendre en compte les pertes métalliques car l'on a vu dans la partie sur la cellule simple-fente que ces pertes sont fortes.

Les dimensions du circuit de polarisation ont été ajustées et les résultats de simulation de la cellule avec son circuit de polarisation sont présentées Fig. 4.36. Comme pour la simple-fente, l'ajout du circuit de polarisation modifie la connexion de la capacité variable à la fente (ajout d'une capacité en série) et augmente la fréquence de résonance tout en baissant la gamme de phase accessible. La largeur de la capacité a donc été fortement augmentée pour couvrir la gamme de phase voulue ($W_{capa} = 190$ μ m au lieu de 145 μ m). La phase réfléchiée a toujours une évolution assez lente avec la fréquence et les états intermédiaires sont légèrement plus pentus que les états extrêmes. L'ajout du circuit de

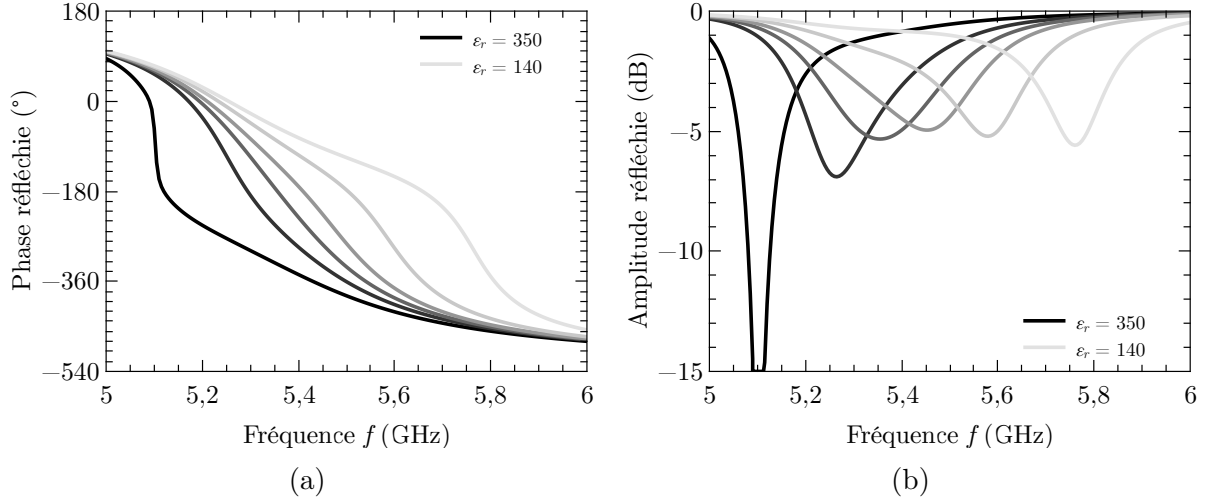


FIGURE 4.36 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes permittivités du matériau ferroélectrique en fonction de la fréquence.

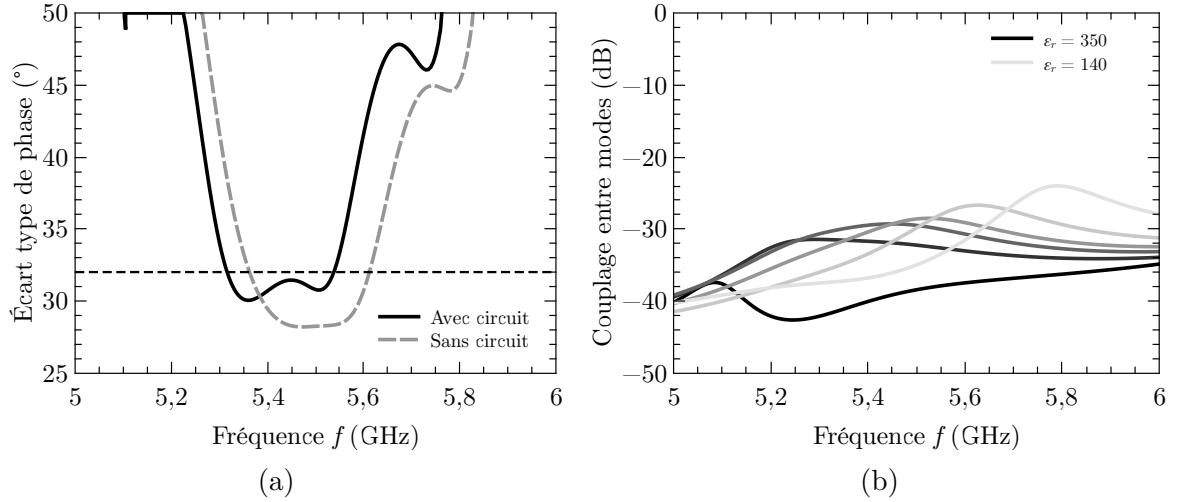


FIGURE 4.37 – Écart type de phase pour 4 états choisis avec et sans circuit de polarisation (a) et couplage entre le mode TE_{10} et TE_{01} pour différentes permittivités du matériau ferroélectrique (b) simulés en fonction de la fréquence.

polarisation n'a donc pas trop modifié la réponse de la cellule. Les pertes sont légèrement plus importantes qu'avant mais elles restent inférieures à 6 dB dans une large bande. Ainsi, même avec le circuit de polarisation, la cellule triple-fente a moins de pertes que la simple-fente comme cela a déjà été observé dans [1].

Pour estimer la bande passante de la cellule, l'écart type de phase a également été calculé et il est présenté Fig. 4.37a avec celui obtenu pour la cellule sans circuit de polarisation. L'écart type de phase obtenu pour notre cellule avec circuit de polarisation est inférieur à 32° dans une bande de 220 MHz. Cette valeur de bande est légèrement plus faible que pour la cellule sans circuit de polarisation (250 MHz).

La cellule n'étant plus symétrique, elle peut transmettre de l'énergie au mode TE_{01} . Ce couplage entre les deux modes est représenté Fig. 4.37b pour différents états de phase. On peut remarquer que, malgré la dissymétrie, il reste supérieure à 25 dB dans la bande de fonctionnement de la cellule. Il semble donc que l'ajout du circuit de polarisation ne perturbe pas significativement le fonctionnement de la cellule.

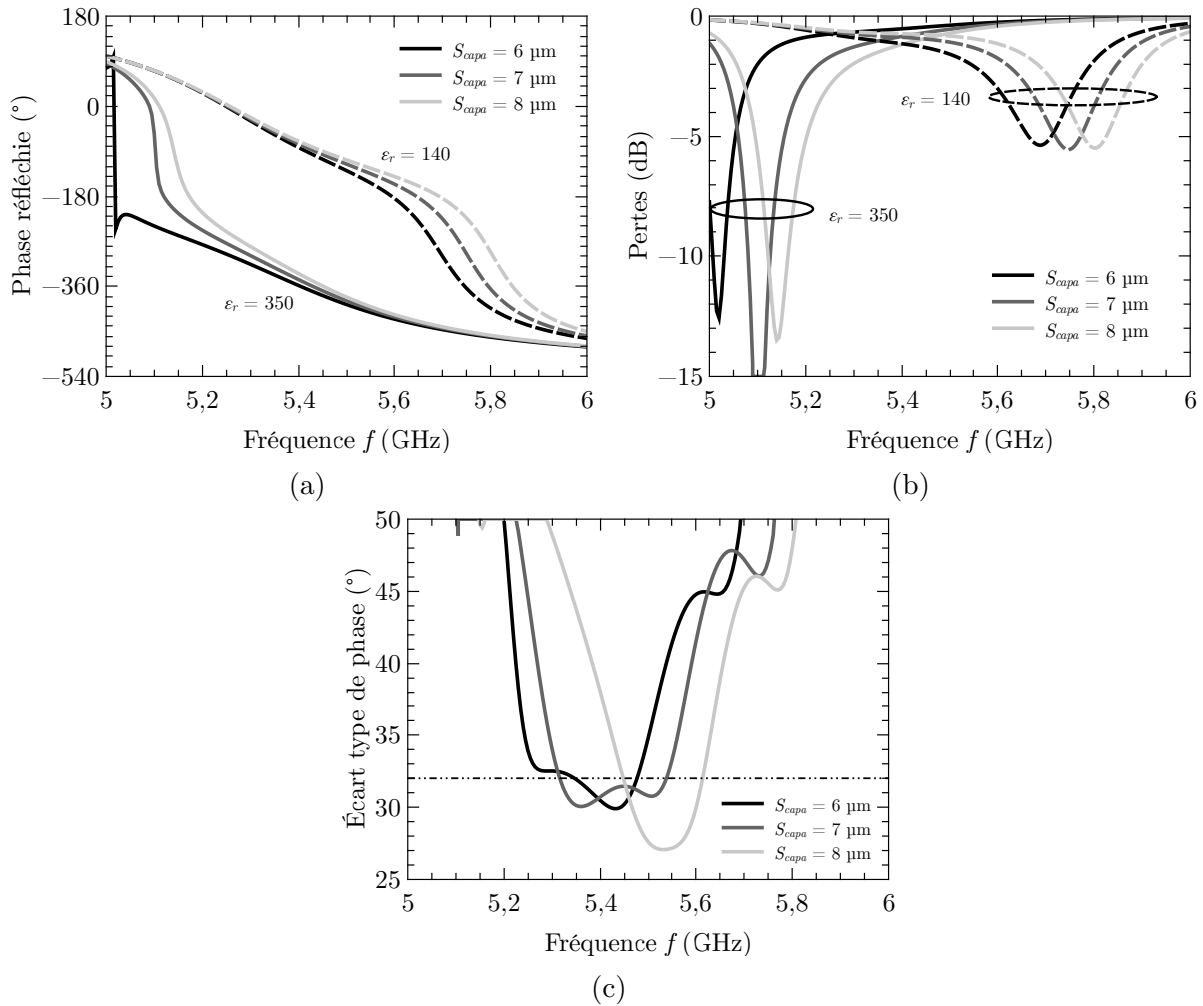


FIGURE 4.38 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies pour deux champs appliqués et écart type de phase calculé à partir de 4 états choisis (c) simulées en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de S_{capa} .

4.3.1.5 Étude de sensibilité

L'étude de sensibilité de la cellule est importante car, lors de la réalisation, les dimensions peuvent varier. La dimension la plus critique est la largeur du gap qui sépare les deux armatures de la capacité variable S_{capa} . Cette dimension est d'autant plus critique que la cellule a été optimisée pour être suffisamment sensible à une variation de capacité. Les autres dimensions sont bien plus grandes que ce gap, elles ne sont donc pas considérées dans l'étude de sensibilité.

La Fig. 4.38 présente les résultats de simulation de la cellule triple-fente contenant le circuit de polarisation pour différentes largeurs du gap S_{capa} . Seuls les états extrêmes sont présentés par souci de clarté. Comme on peut s'y attendre, la variation du gap modifie la phase réfléchie par la cellule et donc introduit un décalage en fréquences des états de phase (Fig. 4.38a). L'incertitude sur le gap n'apporte cependant pas de pertes supplémentaires (Fig. 4.38b). Pour connaître l'effet sur les performances de cette incertitude, différents états de la cellule ont été simulés et l'écart type de phase a été calculé (Fig. 4.38c).

Un décalage en fréquence est présent lorsque le gap varie, comme sur la réponse en phase. La valeur de la bande passante de la cellule, définie comme la bande où l'écart type de phase est inférieur à 32° est également affectée. Pour le gap de $6 \mu\text{m}$, respectivement

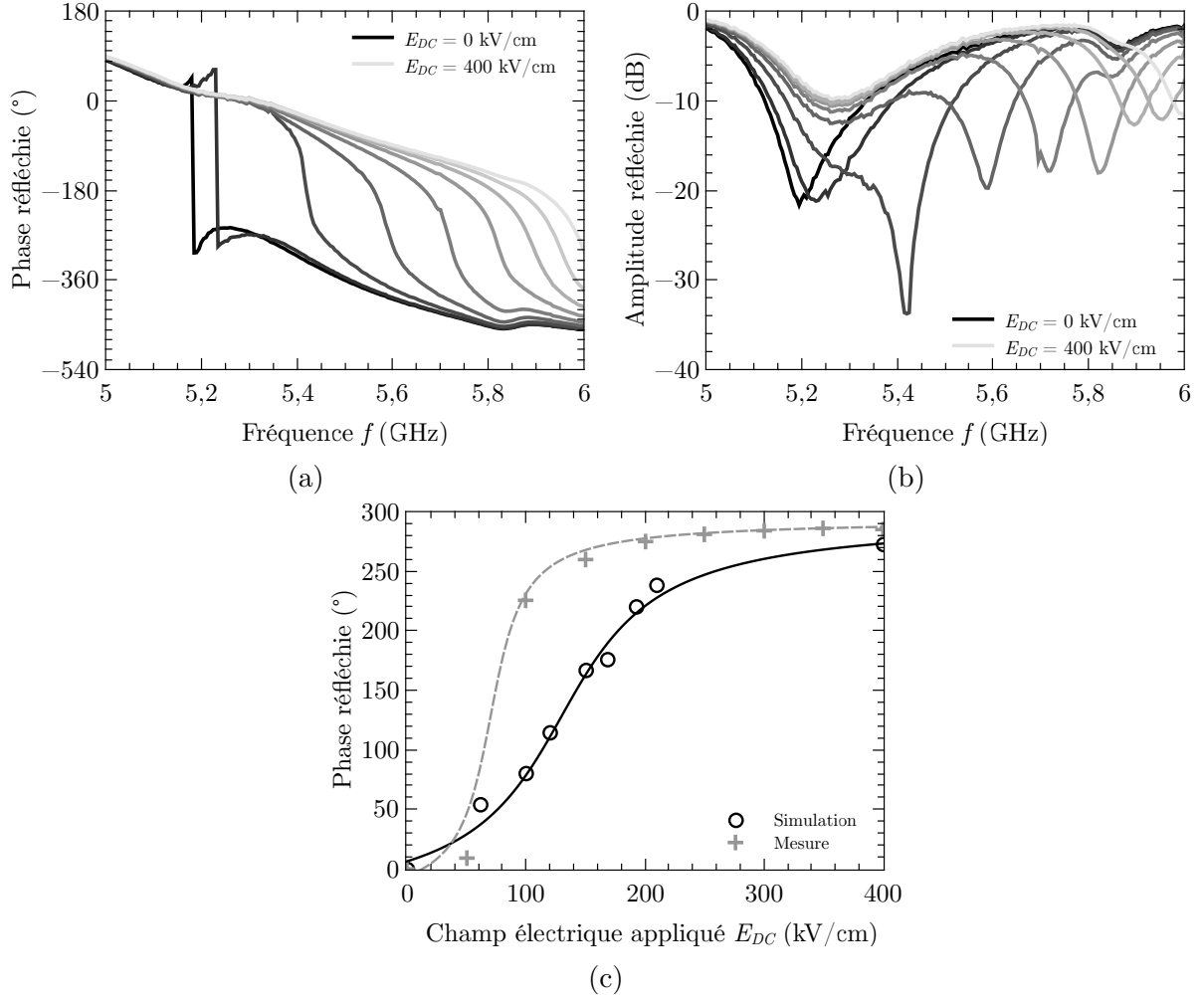


FIGURE 4.39 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies mesurées pour différents champs appliqués à la fréquence centrale. Déphasage simulé et mesure, à la fréquence centrale, en fonction du champ appliqué (c)

8 μm , la bande passante est réduite à 130 MHz, respectivement 160 MHz, alors qu'elle est de 220 MHz pour un gap de 7 μm . La fréquence centrale de la cellule, définie comme le milieu de sa bande passante, passe de 5,43 GHz pour un gap de 7 μm à 5,53 GHz pour un gap de 8 μm et à 5,41 GHz pour un gap de 6 μm .

On peut noter que pour le gap de 6 μm et pour un champ de 0 kV/cm, une discontinuité est présente sur la réponse en phase. Cela correspond au même cas que la simulation d'un circuit RLC équivalent à la cellule simple-fente avec R plus petit que l'impédance de référence (Fig. 4.18a).

4.3.2 Réalisation et mesure

La cellule triple-fente a été réalisée en utilisant les mêmes procédés que pour la cellule simple-fente. La seule version mesurée correspond à une cellule sans couche de lissage et avec du cuivre par pulvérisation. Il a été montré dans le cas simple-fente que ces éléments ne sont pas favorables en termes de pertes. Néanmoins, l'effet des fentes extérieures devrait être bien visible car elles permettent théoriquement de réduire fortement les pertes par rapport au cas simple-fente. Les résultats de mesures sont présentés Fig. 4.39. On peut noter tout d'abord que lors de l'application d'un champ de polarisation la fréquence de

résonance de la cellule passe de 5,2 GHz à 6 GHz, ce que donne évolution assez proche de ce qui a été obtenu en simulation (5,1 GHz à 5,8 GHz). On peut donc dire que la simulation prédit raisonnablement bien la réponse de la cellule de ce point de vue là. Cependant, comme la métallisation est rugueuse et sa conductivité relativement faible, les pertes de la cellule sont importantes et les états de phase très pentus. Au final, le gain par rapport à la cellule simple-fente est tout de même grand car, pour la cellule simple-fente sans couche de lissage et avec une métallisation par pulvérisation, les états de phase présentaient une discontinuité (Fig. 4.16).

Le déphasage réalisé, obtenu en mesure, est comparé avec celui mesuré sur la Fig. 4.39c. Bien que la variation soit plus rapide à cause des états de phase pentus, le déphasage maximum mesuré est très proche de la valeur prédite par la simulation.

4.3.3 Conclusion partielle sur la triple-fente

Dans cette partie, la conception et la simulation d'une cellule triple-fente ont été présentées. L'ajout de deux fentes extérieures permet de réduire la pente de phase et les pertes associées. Les états de phase obtenus sont aussi plus parallèles entre eux, ce qui signifie que la bande passante de la cellule est plus grande. L'espacement entre les fentes est un paramètre critique car il permet d'influencer de manière importante la réponse en phase. L'utilisation d'un faible gap entre les fentes permet d'obtenir un fort couplage des deux résonateurs, ce qui a pour effet de linéariser les états de phase. Ainsi, une cellule avec un faible espace inter-fente a des très bonnes performances mais l'agilité nécessaire pour couvrir la gamme de phase est plus grande. De plus, comme une structure coplanaire a été choisie pour la réalisation du circuit de polarisation, un espace minimum entre les fentes est imposé et cela réduit légèrement les performances de la cellule. Néanmoins, dans le cas d'une structure multicouche, il serait possible d'avoir un faible gap entre les fentes et donc d'améliorer les performances.

Le circuit de polarisation étudié pour la structure simple-fente, un filtre passe-bas, a été réutilisé pour la cellule triple-fente. La seule différence est qu'il a été courbé pour avoir de la place pour les fentes extérieures et maintenir une distance entre les fentes assez faible. L'ajout de ce circuit de polarisation diminue légèrement les performances de la cellule en entraînant des pertes légèrement plus importantes. Bien que la cellule ne soit plus symétrique, le niveau de couplage entre les deux modes est très faible ce qui indique que le circuit de polarisation perturbe très peu le rayonnement de la cellule.

La réalisation de cette cellule a été entreprise. Le déphasage apporté est bien obtenu et l'ajout des fentes extérieures permet de réduire fortement les pertes. Pour le moment, les pertes conductrices empêchent d'avoir le même comportement qu'en simulation et les valeurs de pertes espérées. Une version avec une couche de lissage est en cours de réalisation afin de réduire la rugosité de la métallisation.

4.4 Conclusion sur le chapitre

Dans ce chapitre, la simulation et la réalisation des cellules de réseaux réflecteurs reconfigurables à base de matériaux ferroélectriques ont été détaillées. La première étape, la conception d'une cellule simple-fente, a permis de mettre en place une procédure de simulation efficace, en utilisant les symétries de la structure, et de comprendre comment les paramètres clefs agissent sur le coefficient de réflexion de la cellule. Pour cette cellule, un circuit de polarisation basé sur un filtre passe-bas a été mis en œuvre. Il permet de découpler correctement DC et RF. La première réalisation de la cellule a confirmé

l'agilité en fréquence de la cellule grâce au matériau ferroélectrique accordable. Cependant, des pertes importantes dans la métallisation dues à la forte rugosité de la métallisation et la faible conductivité du cuivre déposé par pulvérisation font que les états de phase présentent une discontinuité et l'évolution des pertes n'est pas conforme à la simulation. Deux autres versions de la cellule ont été réalisées, une avec une couche de lissage à base de résine et la seconde utilisant du cuivre déposé par évaporation. Ces deux cellules ont des résultats plus proches de la simulation même si les pertes restent toujours plus importantes que prévu. Cela laisse penser que l'utilisation simultanée des deux méthodes conjointement permettrait d'avoir des résultats plus proches de la simulation. Pour cela, des investigations sont actuellement en cours pour lisser le substrat avec un matériau qui résiste à la température atteinte par le substrat lors de l'évaporation.

Dans la seconde partie, la conception d'une cellule avec des meilleures performances a été présentée. L'utilisation de plusieurs fentes couplées entraîne une réponse en phase plus linéaire, ce qui a pour effet de réduire les pertes. Pour cette cellule, l'étude paramétrique des dimensions des fentes extérieures et de la distance entre les fentes a été présentée. Ces deux paramètres sont critiques car ils conditionnent fortement la réponse en phase de la cellule. Bien que, dans ce cas, les contraintes dues à l'ajout du circuit de polarisation et à l'utilisation d'un seul niveau de métallisation empêchent d'avoir une faible distance entre les fentes (ce qui permettrait d'avoir des très bonnes performances), les pertes sont bien plus faibles que pour la cellule simple-fente. La réalisation de cette cellule confirme la diminution des pertes grâce aux fentes extérieures même si les difficultés technologiques empêchent d'avoir des résultats aussi bons qu'en simulation.

Chapitre 5

Modélisation de cellules de réseaux réflecteurs

Sommaire

5.1	Introduction	137
5.2	Modélisation de cellules passives	138
5.2.1	Cas de la cellule simple-fente	138
5.2.2	Cas de la cellule triple-fente	142
5.2.3	Importance des éléments de couplage	145
5.2.4	Conclusion	146
5.3	Modélisation de cellules reconfigurables	147
5.3.1	Cas de la cellule simple-fente	147
5.3.2	Cas de la cellule triple-fente	151
5.3.3	Conclusion	152
5.4	Conclusion sur le chapitre	152

5.1 Introduction

Pour obtenir des pertes faibles et des bandes passantes importantes, les cellules de réseaux réflecteurs comportent généralement plusieurs résonateurs. Toutes ces structures passives nécessitent de nombreuses simulations électromagnétiques (EM) pour obtenir les performances désirées, entraînant un processus d'optimisation qui peut être long. Pour le cas des cellules de réseaux reconfigurables, le problème est aussi important. En effet, la structure passive qui accueille par la suite les composants accordables doit d'abord être dimensionnée. Ensuite, les composants accordables sont intégrés afin de contrôler la phase réfléchie. Un processus itératif avec de nombreuses simulations EM est encore nécessaire afin d'adapter les dimensions de la structure passive pour obtenir les performances souhaitées. L'approche de compression [152] peut être utilisée afin de simuler la structure passive avec des ports internes puis intégrer les composants accordables par simulation circuit, mais cela nécessite toujours beaucoup de simulations EM [36].

L'utilisation de schémas équivalents, comme cela se pratique dans le cas des surfaces sélectives en fréquences (FSS) [153], permet de remplacer les simulations EM. L'approche classiquement utilisée consiste, à partir d'un certain nombre de simulations EM, à extraire le schéma équivalent de la structure distribuée. Cela permet de faire correspondre directement les dimensions géométriques avec les valeurs des éléments équivalents. Ensuite, les valeurs des éléments peuvent être optimisées en simulation circuit afin d'obtenir la phase

réfléchi voulue et d'en déduire les dimensions géométriques de la structure passive. Cela permet d'avoir un processus d'optimisation bien plus facile et rapide. Des schémas équivalents pour les cellules de réseaux réflecteurs ont déjà été utilisés dans le cas de cellules basées sur des patchs chargés par des fentes [154, 155].

Dans ce chapitre, le schéma équivalent de la cellule triple-fente passive est présenté avec la procédure qui permet d'extraire les valeurs des différents éléments avec un nombre réduit de simulations EM. Ce schéma permet par la suite de prédire la phase pour la variation des longueurs de fentes qui sont les paramètres les plus influents dans la structure. Ensuite, ce schéma équivalent est utilisé avec l'approche de compression afin de prédire la phase réfléchi par la triple-fente reconfigurable. Cela permet d'optimiser la structure passive en simulation circuit en prenant en compte en même temps les éléments accordables qui permettent le contrôle de la phase réfléchi.

5.2 Modélisation de cellules passives

Dans cette partie, la modélisation de cellules passives est présentée. Dans un premier temps, le cas d'une cellule simple-fente est abordé. Bien que les performances de cette cellule ne soient pas suffisantes pour une application pratique, sa modélisation permet de mettre en place le formalisme et les techniques d'extraction qui vont être utilisés ensuite pour la cellule triple-fente. Dans un second temps, la modélisation de la cellule triple-fente est présentée. Son schéma équivalent est plus complexe pour prendre en compte les couplages entre les différentes fentes, mais la procédure d'extraction du schéma équivalent est très similaire au cas simple-fente. En dernière partie, la nécessité de la prise en compte des couplages est démontrée par des simulations.

5.2.1 Cas de la cellule simple-fente

5.2.1.1 Présentation de la cellule et procédure de simulation

La cellule simple-fente passive considérée est présentée Fig. 5.1a. Elle a été simplifiée par rapport à la cellule contenant du ferroélectrique. Elle consiste en une fente de longueur L_s et de largeur W_s dans un plan de masse déposé sur un substrat de diélectrique avec les caractéristiques suivantes : $\varepsilon_r = 2,17$, $\tan \delta = 9 \times 10^{-4}$ et $h_R = 1,6$ mm. La cellule est placée dans un guide d'onde métallique carré de section 35×35 mm² comme présenté Fig. 5.1b. À chaque extrémité du guide, un port de simulation de type *waveport* est défini et les plans de référence sont ramenés au niveau des faces avant et arrière du diélectrique sur lequel repose la cellule. La cellule est assimilée à une simple admittance en parallèle dans le guide. Les résultats de simulation EM sont ensuite importés dans un simulateur circuit (ADS de Keysight Technologies) où le port 1 sert à l'excitation et le port 2 est connecté à un guide d'onde court-circuité de 15,7 mm de long, correspondant à la hauteur à laquelle la cellule est suspendue dans le guide (h_{air}). Ce guide d'onde en court-circuit est ajouté afin de correspondre à la topologie de mesure (Fig. 5.1d). Le fait de l'ajouter en simulation circuit permettra par la suite de faire varier la hauteur h_{air} sans simulation EM supplémentaire.

Lors de l'exportation, les paramètres S doivent être renormalisés et l'impédance caractéristique de la source utilisée en simulation circuit doit avoir une impédance qui dépend de la fréquence. En effet, lors de la simulation sous HFSS, les *waveports* ont une impédance égale à celle de la ligne de transmission sur laquelle ils sont connectés et dans le cas de guides d'ondes, cette impédance est dispersive. L'impédance prise en simulation

est donc celle obtenue sous HFSS afin d'avoir les mêmes résultats présentés dans les deux logiciels.

Le schéma équivalent de la cellule seule est présenté Fig. 5.1c. Il est constitué d'un résonateur LC parallèle pour représenter la fente résonante dans le plan de masse, comme dans le cas du patch chargé par une fente, présenté par Tahir *et al* [154, 155]. Les valeurs des deux éléments L et C vont dépendre des dimensions géométriques de la fente (longueur et largeur) ainsi que des caractéristiques du matériau utilisé (permittivité diélectrique). Une ligne de transmission est ajoutée comme présenté sur la Fig. 5.1e pour prendre en compte l'effet du guide d'onde en court-circuit. Pour le reste de l'étude sur la cellule simple-fente, la fente a une largeur de 5 mm.

5.2.1.2 Procédure d'extraction

Ce paragraphe présente la procédure pour extraire les valeurs de différents éléments constituant le circuit équivalent à partir de simulations EM. Cette procédure d'extraction doit se baser sur un nombre le plus faible possible de simulations EM. En effet, le but du schéma équivalent est de pouvoir prédire la phase réfléchie par la cellule à l'aide de simulations circuit en minimisant le recours au simulateur EM. Si l'on considère un résonateur LC parallèle on a pour L et C :

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \quad (5.1)$$

$$Z = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (5.2)$$

où f et Z sont respectivement la fréquence de résonance du résonateur (ici la fente) et l'impédance caractéristique de la ligne microfente associée. Sachant que la fréquence de résonance d'un résonateur à base de ligne de transmission est proportionnelle à l'inverse de sa longueur, on peut écrire :

$$f = \frac{1}{\alpha L_s + \beta}, \quad (5.3)$$

où α et β sont des paramètres à déterminer. Il faut noter que α est normalement proche de $2\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}/c$ pour un résonateur demi-onde (avec c la célérité de la lumière et ϵ_{reff} la permittivité relative effective du milieu de propagation) et β permet de représenter la non-idéalité du court-circuit en bout de ligne. Finalement, en utilisant (5.1), (5.2) et (5.3), C et L peuvent être directement exprimés à partir de la longueur de la fente L_s :

$$C = \frac{\alpha L_s + \beta}{4Z}, \quad (5.4)$$

$$L = \frac{Z(\alpha L_s + \beta)}{\pi^2}. \quad (5.5)$$

L'extraction consiste à déterminer les valeurs des différents paramètres α , β et Z avec un minimum de simulations EM. Une fois que cela est fait, C et L peuvent être calculés à partir de (5.4) et (5.5) pour chaque nouvelle valeur de L_s . Cela permet d'utiliser le circuit équivalent (au lieu d'une nouvelle simulation EM) pour connaître la phase réfléchie par la cellule, quelle que soit la longueur de la fente.

Pour l'extraction des paramètres de la cellule simple-fente, deux simulations EM doivent être réalisées avec deux longueurs différentes de la fente (L'_s et L''_s) et en gardant les autres dimensions fixes (largeur de la fente et épaisseur du substrat). Ensuite, les valeurs des éléments de deux circuits équivalents sont ajustées simultanément pour faire

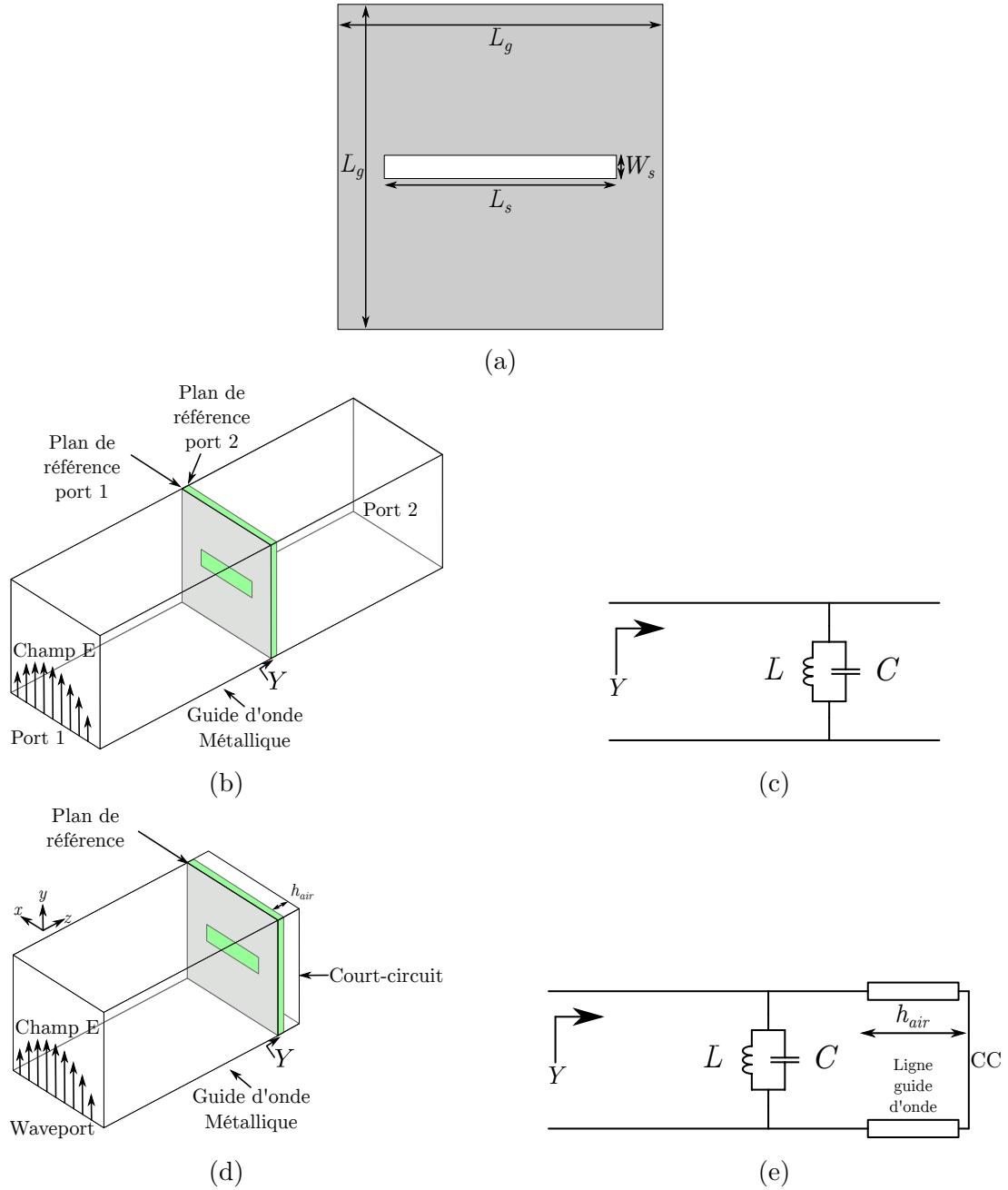


FIGURE 5.1 – Cellule simple-fente considérée pour la modélisation (a), emplacement dans le guide d'onde (b) et schéma équivalent proposé pour la cellule (c). Cellule avec un guide d'onde en court-circuit (d) et schéma équivalent associé (e).

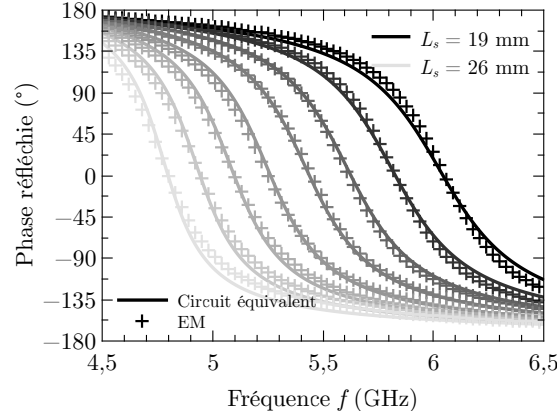


FIGURE 5.2 – Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes longueurs de la fente L_s allant de 19 mm à 26 mm, par pas de 1 mm.

correspondre les paramètres S de la simulation EM et de la simulation circuit sur la bande de fréquence de notre étude ($[4,5; 6,5]$ GHz). On pose donc C' et L' (respectivement C'' et L'') les valeurs associées à L'_s (respectivement L''_s). En utilisant (5.4) et (5.5) on peut calculer les valeurs de α et β de la manière suivante :

$$\alpha = 2\pi \frac{\sqrt{C'L'} - \sqrt{C''L''}}{L'_s - L''_s}, \quad (5.6)$$

$$\beta = 2\pi \sqrt{C'L'} - L'_s \alpha. \quad (5.7)$$

Ce schéma équivalent permet alors de prédire la phase réfléchi par la cellule pour n'importe quelle longueur L_s , à partir de seulement deux simulations EM préalables.

5.2.1.3 Résultats de simulation

L'extraction des paramètres du circuit équivalent a été effectuée avec $L'_s = 20$ mm et $L''_s = 24$ mm et a donné les valeurs suivantes : $\alpha = 7,16 \times 10^{-9} \text{ Hz}^{-1} \text{ m}^{-1}$, $\beta = 2,67 \times 10^{-11} \text{ Hz}^{-1}$ et $Z = 113 \Omega$. La Fig. 5.2 présente les résultats de simulation EM pour une cellule simple-fente et ceux obtenus avec le modèle équivalent lorsque L_s varie entre $L_s = 19$ mm et $L_s = 26$ mm. On peut voir que le modèle prédit correctement la phase réfléchi par la cellule même pour des longueurs L_s situées hors de la gamme utilisée pour l'extraction. Pour les états extrêmes, une légère différence de pente de phase est visible. L'explication la plus probable est que la présence du court-circuit non idéal n'est pas complètement prise en compte. En effet, il est pris en compte dans la fréquence de résonance, par l'intermédiaire de β mais pas dans l'impédance qui est considérée constante quand la longueur de la fente varie. Pour plus de précision, ce court-circuit pourrait être pris en compte dans l'impédance mais il faudrait connaître sa loi de variation en fonction de la longueur. Pour le moment, nous préférons rester sur un modèle qui suppose l'impédance du résonateur constante pour plus de simplicité.

5.2.1.4 Conclusion

Dans cette partie, la modélisation d'une cellule simple-fente a été présentée. L'extraction des valeurs du schéma équivalent se base sur seulement deux simulations EM en considérant que la variation de fréquence de résonance de la fente est inversement proportionnelle à la variation de sa longueur. Une fois les valeurs des éléments du schéma

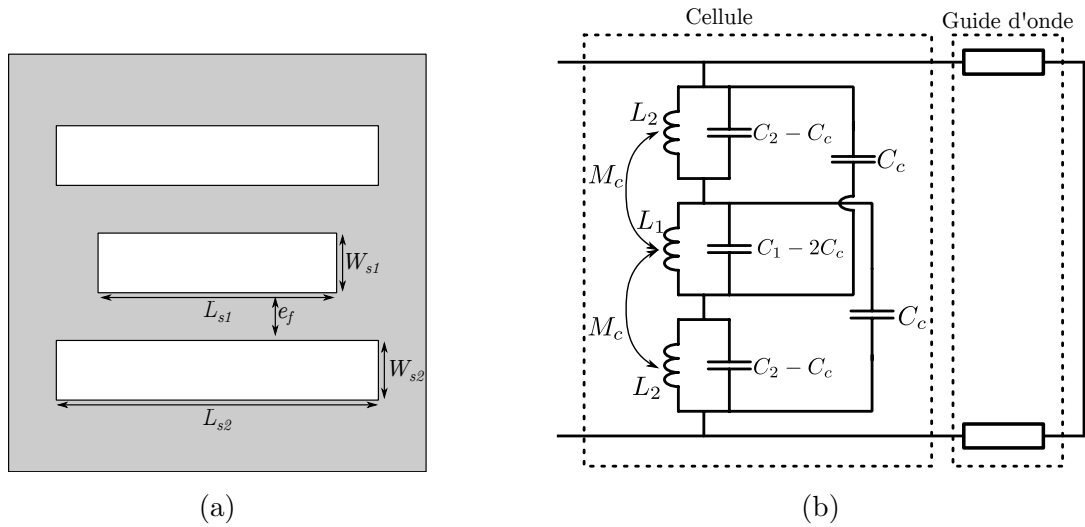


FIGURE 5.3 – Cellule triple-fente considérée pour la modélisation (a) et schéma équivalent associé (b).

équivalent déterminées, celui-ci permet de prédire correctement la phase réfléchiée par la cellule en utilisant uniquement des simulations de type circuit, bien moins coûteuse en temps et en ressources de calcul.

5.2.2 Cas de la cellule triple-fente

Dans ce paragraphe, la modélisation de la cellule triple-fente est abordée. La modélisation de cette cellule se base sur ce qui a été présenté dans la partie précédente : utilisation d'un schéma équivalent et procédure d'extraction.

5.2.2.1 Présentation de la cellule triple-fente et du circuit équivalent

La cellule triple-fente considérée est présentée Fig. 5.3a et le schéma équivalent associé Fig. 5.3b. Il est constitué de 3 résonateurs parallèles, un pour chacune des fentes. Des couplages inductifs et capacitifs sont utilisés afin de prendre en compte l'influence d'une fente sur les autres [156]. Comme cela va être montré par la suite, ces éléments de couplage sont indispensables pour représenter correctement la structure distribuée sous forme d'un schéma équivalent.

Pour le moment, on considère que $W_{s1} = W_{s2} = 5$ mm car cela permet d'avoir des variations de phase lentes avec la fréquence et d'avoir moins de pertes et une plus grande bande passante [20]. Une valeur de 2 mm a été choisie pour e_f afin de conserver de la place pour le futur circuit de polarisation. Ces trois dimensions ont été choisies arbitrairement et l'extraction pourrait être faite pour n'importe quelle autre valeur.

5.2.2.2 Extraction des valeurs des éléments

La procédure d'extraction développée pour la cellule simple-fente peut être réutilisée pour la cellule triple-fente moyennant une adaptation. En première approximation, on considère que C_1 et L_1 dépendent seulement de L_{s1} et que C_2 et L_2 dépendent seulement de L_{s2} . De plus, C_c et M_c sont indépendants de L_{s1} et L_{s2} . Les équations (5.4) et (5.5)

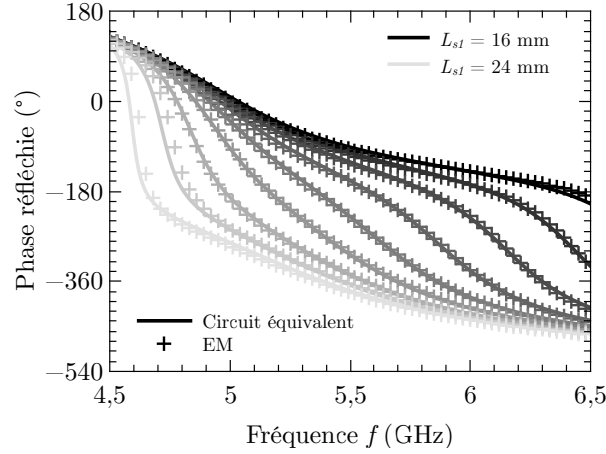


FIGURE 5.4 – Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes longueurs de la fente L_s allant de 16 mm à 24 mm par pas de 1 mm avec $L_{s2} = 27$ mm.

restent donc valables pour chacune des fentes et elles deviennent :

$$C_i = \frac{\alpha_i L_{si} + \beta_i}{4Z_i}, \quad (5.8)$$

$$L_i = \frac{Z_i(\alpha_i L_{si} + \beta_i)}{\pi^2}, \quad (5.9)$$

avec $i = 1$ ou 2 . Ici encore, α_i , β_i , Z_i , C_c et M_c doivent être déterminés avec un nombre minimum de simulations EM.

Pour présenter le principe de l'extraction, nous considérons tout d'abord que seul L_{s1} varie (L_2 et C_2 sont donc supposés constants). Deux simulations EM sont alors effectuées avec deux longueurs de fente centrale différentes (L'_{s1} et L''_{s1}). Ensuite, les valeurs des éléments de deux circuits équivalents sont ajustées simultanément pour faire correspondre les paramètres S entre la simulation EM et la simulation circuit sur la bande de fréquence $[4,5; 6,5]$ GHz. Entre les deux circuits, seules les valeurs de C_1 et L_1 diffèrent car les valeurs des autres éléments sont sensées être indépendantes de la longueur L_{s1} . On pose donc C'_1 et L'_1 (respectivement C''_1 et L''_1) les valeurs associées à L'_{s1} (respectivement L''_{s1}). En utilisant (5.6) et (5.7) on peut calculer les valeurs de α_1 et β_1 . Au cours de l'ajustement, les valeurs L_2 , C_2 , M_c et C_c sont également déterminées.

La Fig. 5.4 donne les résultats des simulations « circuit » et EM pour différentes longueurs de L_{s1} variant entre $L_{s1} = 16$ mm et $L_{s1} = 24$ mm. L'extraction a été réalisée avec $L'_{s1} = 18$ mm et $L''_{s1} = 22$ mm (avec $L_{s2} = 27$ mm). Les valeurs obtenues pour les éléments du schéma équivalent sont les suivantes : $C_2 = 229$ fF, $L_2 = 5,69$ nH, $C_c = 44,8$ fF, $M_c = 0,68$ nH, $\alpha_1 = 7,59 \times 10^{-9} \text{ Hz}^{-1} \text{ m}^{-1}$, $\beta_1 = 3,09 \times 10^{-11} \text{ Hz}^{-1}$ et $Z_1 = 99,7 \Omega$. On peut noter que la prédiction de la phase réfléchie est très bonne même pour des longueurs de L_{s1} comprises entre 16 et 18 mm, qui sont en dehors de la gamme $[L'_{s1}, L''_{s1}]$ utilisée pour l'extraction. La différence de phase moyenne entre les deux types de simulation, calculée dans toute la bande de fréquence et pour toutes les longueurs L_{s1} , est inférieure à 5° . Cela indique que le modèle reflète bien le comportement de la cellule.

Si l'on suppose que L_{s2} peut aussi varier, il faut déterminer α_2 et β_2 en plus. Pour cela, l'extraction présentée dans la section précédente est étendue. Désormais, trois simulations EM sont effectuées avec les couples de longueurs (L'_{s1} , L'_{s2}), (L''_{s1} , L'_{s2}) et (L'_{s1} , L''_{s2}). De la même façon, trois circuits sont ajustés en parallèle pour obtenir les mêmes valeurs de paramètres S que celles correspondant à la simulation EM. Les deux premières simulations

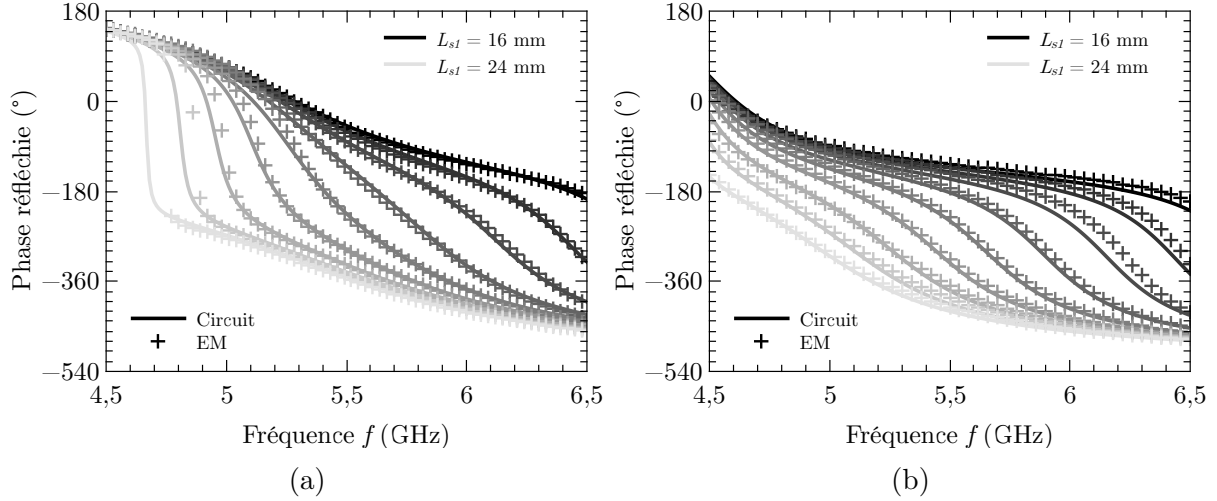


FIGURE 5.5 – Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes longueurs de la fente L_s allant de 16 mm à 24 mm par pas de 1 mm avec $L_{s2} = 25$ mm (a) et $L_{s2} = 31$ mm (b).

EM, impliquant (L'_{s1}, L'_{s2}) et (L''_{s1}, L''_{s2}) , sont identiques à celles utilisées dans le paragraphe précédent. Comme cela a été indiqué, les circuits équivalents associés diffèrent seulement par leurs valeurs de C_1 et de L_1 . On pose C'_2 et L'_2 les valeurs de C_2 et L_2 pour ces deux configurations. La troisième simulation EM (L'_{s1}, L''_{s2}) est associée au troisième circuit qui diffère du premier par ses valeurs de C_2 et L_2 , que l'on note C''_2 et L''_2 .

Les valeurs de L'_{s1} et L''_{s1} sont les mêmes que dans le paragraphe précédent et L'_{s2} et L''_{s2} ont pour valeur 27 et 29 mm respectivement. Les valeurs de α_1 , β_1 , Z_1 , C_c et M_c sont les mêmes que celles obtenues pour l'extraction avec une seule fente variable et l'on a en plus $\alpha_2 = 7,74 \times 10^{-9} \text{ Hz}^{-1} \text{ m}^{-1}$, $\beta_2 = 1,79 \times 10^{-11} \text{ Hz}^{-1}$ et $Z_2 = 243 \Omega$. C_2 et L_2 peuvent ainsi être calculés pour n'importe quelle valeurs de L_{s2} . Deux exemples de résultats obtenus sont présentés Fig. 5.5 pour L_{s1} variant entre 16 mm et 24 mm et pour $L_{s2} = 25$ mm et 31 mm. Ici encore, le circuit équivalent permet de prédire correctement la phase réfléchie par la cellule, même lorsque les deux longueurs sont modifiées simultanément. Ainsi avec trois simulations EM, il est possible de faire varier conjointement les deux longueurs et de prédire la phase réfléchie.

Pour déterminer la zone de validité du modèle équivalent, la moyenne de la différence (en valeur absolue) entre la phase obtenue par le circuit et par la simulation EM est présentée Fig. 5.6. Elle est calculée dans toute la bande de fréquence et pour toutes les valeurs de L_{s1} pour chacune des valeurs de L_{s2} . On peut voir que la différence entre les deux est inférieure à 5° entre 26 et 29 mm et qu'elle reste inférieure à 10° entre 24 et 31 mm, ce qui est plus grand que la gamme utilisée pour l'extraction (27 et 29 mm). Cela indique que le modèle équivalent représente bien la structure distribuée.

5.2.2.3 Conclusion

Dans cette partie, la modélisation d'une cellule triple-fente a été démontrée. L'extraction des valeurs des différents éléments du schéma se fait à l'aide de 3 simulations EM. Grâce au schéma équivalent, il est possible de prévoir la phase réfléchie pour différentes valeurs des longueurs des fentes. Ce schéma est intéressant car il évite de refaire des simulations EM pour prédire la phase réfléchie par la cellule, ce qui est un gain de temps considérable pour l'optimisation des dimensions de la cellule. Bien entendu, le temps de si-

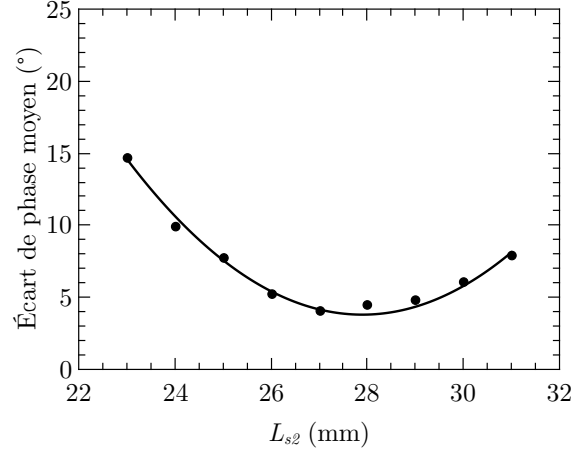


FIGURE 5.6 – Écart de phase moyen entre le circuit équivalent et la simulation EM en fonction de la longueur de la fente externe L_{s2} .

mulation va également dépendre de la complexité de la cellule mais les simulations de type circuit sont bien plus courtes. Par exemple, une simulation EM prend environ 3 minutes pour la structure présentée alors qu’une simulation circuit prend moins d’une seconde. L’écart moyen entre le circuit équivalent et la simulation EM est plus faible que 10° même lorsque les longueurs des fentes sont en dehors de la gamme utilisée pour l’extraction.

5.2.3 Importance des éléments de couplage

Dans ce paragraphe, l’importance des éléments de couplage est présentée. Pour cela, nous allons comparer la réponse en fréquence d’une cellule triple-fente avec les éléments de couplage (comme cela est présenté dans la partie précédente) avec une cellule où les éléments de couplage (l’inductance mutuelle M_c et la capacité C_c) sont supprimés. L’extraction des valeurs des éléments pour les deux versions est faite comme décrit précédemment. Dans les deux cas, trois simulations EM ont été réalisées et les valeurs des éléments de 3 circuits ont été ajustées pour faire correspondre la réponse en fréquence. Les trois couples de longueurs, (L'_{s1}, L'_{s2}) , (L''_{s1}, L'_{s2}) et (L'_{s1}, L''_{s2}) sont les mêmes que précédemment ($L'_{s1} = 18$ mm, $L''_{s1} = 22$ mm, $L'_{s2} = 27$ mm et $L''_{s2} = 29$ mm).

La Fig. 5.7a présente la phase réfléchie obtenue en simulation EM et grâce aux deux circuits équivalents. On peut remarquer que pour l’état $L_{s1} = 20$ mm, les deux schémas donnent une phase réfléchie très proche de la simulation EM. Lorsque la longueur de la fente L_{s1} est modifiée, le circuit sans éléments de couplage décrit moins bien la cellule. Pour $L_{s1} = 23$ mm par exemple, l’écart entre la phase réfléchie prédite par le modèle sans couplage et la simulation EM est de $17,6^\circ$ dans la bande $[4,5; 6,5]$ GHz alors qu’il est seulement de $7,3^\circ$ pour la cellule avec les éléments de couplage. Cette différence de phase est également visible pour une longueur de la fente centrale de 17 mm où l’écart est de $4,9^\circ$ (respectivement $13,8^\circ$) pour la cellule avec éléments de couplage (respectivement sans éléments de couplage).

Pour comparer globalement l’écart entre les deux modèles et la simulation EM, la différence moyenne de phase réfléchie a été calculée et est reportée Fig. 5.7b. L’importance des éléments de couplage est facilement visible car pour des longueurs de la fente extérieure comprises entre 26 et 29 mm, l’écart pour la cellule avec les éléments de couplage est inférieure à 5° alors qu’il est de 12° pour la cellule sans les éléments de couplage.

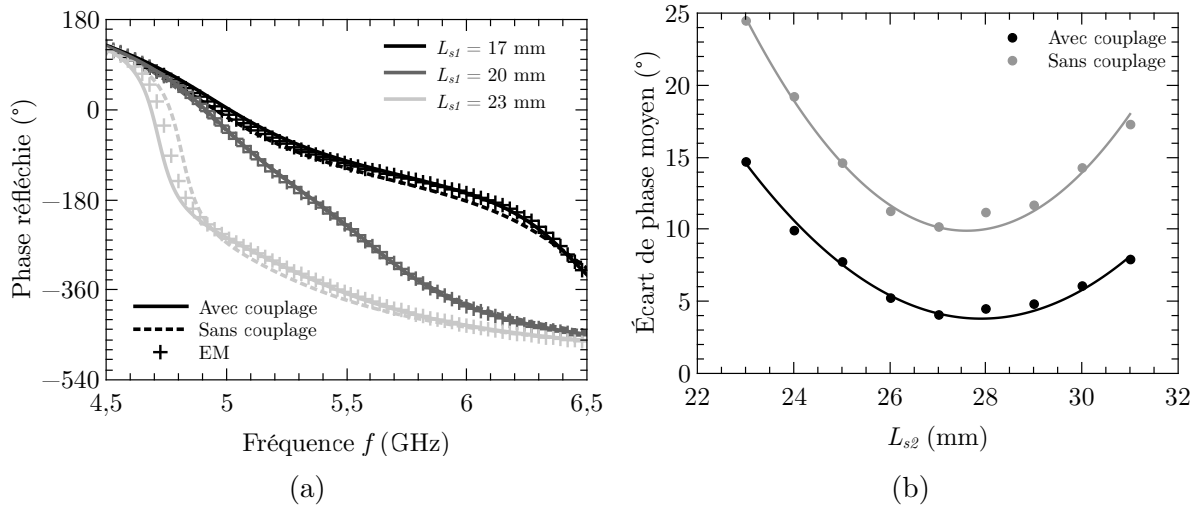


FIGURE 5.7 – Phase réfléchie pour le circuit équivalent et pour la simulation EM dans le cas de la cellule avec et sans couplages, pour différentes longueurs de la fente interne L_{s1} avec $L_{s2} = 27$ mm (a). Écart de phase entre le circuit équivalent et la simulation EM en fonction de la longueur de la fente externe L_{s2} (b).

Ainsi, même si les valeurs des éléments de couplage sont un ordre de grandeur en dessous de ceux des résonateurs ($C_2 = 229$ fF contre $C_c = 44,8$ fF et $L_2 = 5,69$ nH contre $M_c = 0,68$ nH), ils sont nécessaires pour rendre compte correctement du comportement de la cellule.

5.2.4 Conclusion

Dans cette partie, la modélisation d'une cellule triple-fente a été présentée. Le point de départ a été la modélisation d'une cellule simple sous la forme d'un circuit LC équivalent. La procédure d'extraction des valeurs des éléments repose sur l'hypothèse que la fréquence de résonance est inversement proportionnelle à la longueur de la fente. Cela permet d'utiliser seulement deux simulations EM pour extraire les différentes valeurs des éléments. Le schéma équivalent permet de prédire la phase réfléchie par la cellule à l'aide de simulations circuit uniquement. De plus, la phase réfléchie par la cellule peut être prédite avec une précision relativement bonne même pour les longueurs en dehors de la gamme utilisée pour l'extraction. Cela indique que les éléments utilisés pour le modèle représentent correctement les phénomènes présents dans la structure.

Le schéma équivalent a été étendu à la structure triple fente, en ajoutant deux autres résonateurs, pour prendre en compte les fentes externes, et des éléments de couplage, pour prendre en compte l'influence des fentes entre elles. Ces éléments de couplage, bien qu'ayant des valeurs faibles, sont nécessaires pour bien représenter le comportement de la cellule. La procédure d'extraction repose sur l'hypothèse que les longueurs des fentes influencent seulement les résonateurs associés et que les valeurs des éléments de couplage sont indépendants de ces longueurs. Cela permet d'utiliser la procédure développée pour la cellule simple-fente. La principale différence dans ce cas est que 3 simulations EM sont nécessaires pour pouvoir faire varier les longueurs des fentes. À partir de ces trois simulations, le schéma équivalent complet est déterminé et les deux longueurs peuvent être modifiées simultanément. La différence entre la phase réfléchie obtenue par la simulation EM et par le circuit équivalent est inférieure à 10° , même lorsque les deux longueurs varient simultanément.

5.3 Modélisation de cellules reconfigurables

Le modèle présenté dans la partie précédente va être étendu au cas d'une cellule reconfigurable. Dans un premier temps, l'ajout des éléments va se faire sur une cellule simple-fente afin de valider le principe. Par la suite, la cellule triple-fente reconfigurable va être modélisée en se basant sur ce qui a été fait sur la cellule triple-fente passive et sur la cellule simple-fente reconfigurable.

5.3.1 Cas de la cellule simple-fente

Dans ce paragraphe, la modélisation d'une cellule simple-fente reconfigurable est présentée. Bien que, d'un point de vue pratique, cette cellule n'ait pas un grand intérêt (performances médiocres), elle permet de poser les bases qui vont permettre de faire l'extraction des différents éléments pour la cellule triple-fente reconfigurable. Deux types d'extraction seront présentés dans ce paragraphe, sans et avec port interne dans la structure.

5.3.1.1 Présentation de la topologie

La topologie considérée pour la simulation est très similaire à ce qui a été fait dans la première partie sur la cellule passive. Le même substrat ($\epsilon_r = 2,17$, $\tan \delta = 9 \times 10^{-4}$ et $h_R = 1,6$ mm) est considéré et la cellule est placée dans un guide d'onde avec un port à chaque extrémité (l'un des ports est connecté à un guide d'onde en court-circuit en simulation circuit). La topologie simulée est présentée Fig. 5.8a. Des lignes de connexion sont ajoutées à la fente afin de pouvoir connecter par la suite une capacité variable qui sera placée dans le gap subsistant (gap d'accueil). Le schéma équivalent a donc été adapté pour tenir compte de ces lignes de connexion et du gap d'accueil (Fig. 5.8b). Puisque une seule fente est présente dans le plan de masse, un seul résonateur LC est considéré. Une inductance L_p et une capacité C_p ont été ajoutées afin de prendre en compte l'inductance des lignes de connexion et la capacité du gap d'accueil.

5.3.1.2 Extraction sans port interne

Pour extraire les différents éléments constituant le schéma équivalent, on se base sur ce qui a été fait pour la cellule simple-fente. Deux simulations EM avec deux longueurs de fente sont effectuées et les deux circuits sont ajustés en parallèle. Cela permet de prédire la variation de phase réfléchie avec la variation de la longueur de la fente.

Le premier type d'extraction se fait juste avec les lignes de connexion et sans capacité de chargement. Les deux longueurs utilisées pour l'extraction sont $L'_{s1} = 18$ mm et $L''_{s1} = 20$ mm. Les valeurs des éléments obtenues sont $C_p = 22,5$ fF, $L_p = 12,2$ nH, $\alpha_1 = 7,59 \times 10^{-9}$ Hz⁻¹ m⁻¹, $\beta_1 = 2,20 \times 10^{-11}$ Hz⁻¹ et $Z_1 = 101 \Omega$. Les résultats de l'extraction sont présentés Fig. 5.9a pour différentes longueurs de la fente. On peut voir que la prédiction de la phase réfléchie est assez bonne malgré la présence des lignes de connexion.

Pour ajouter la capacité variable dans la simulation EM, une condition aux limites de type *LumpedRLC* a été ajoutée dans le gap entre les lignes de connexion sous HFSS (Fig. 5.8c). Pour la simulation de type circuit, la capacité accordable est ajoutée sur le circuit équivalent comme présenté Fig. 5.8d. Les résultats de simulation sont présentés Fig. 5.9b pour deux valeurs de condensateur variable. On peut voir que la phase n'est pas correctement prédite par le modèle équivalent. L'explication la plus probable est que

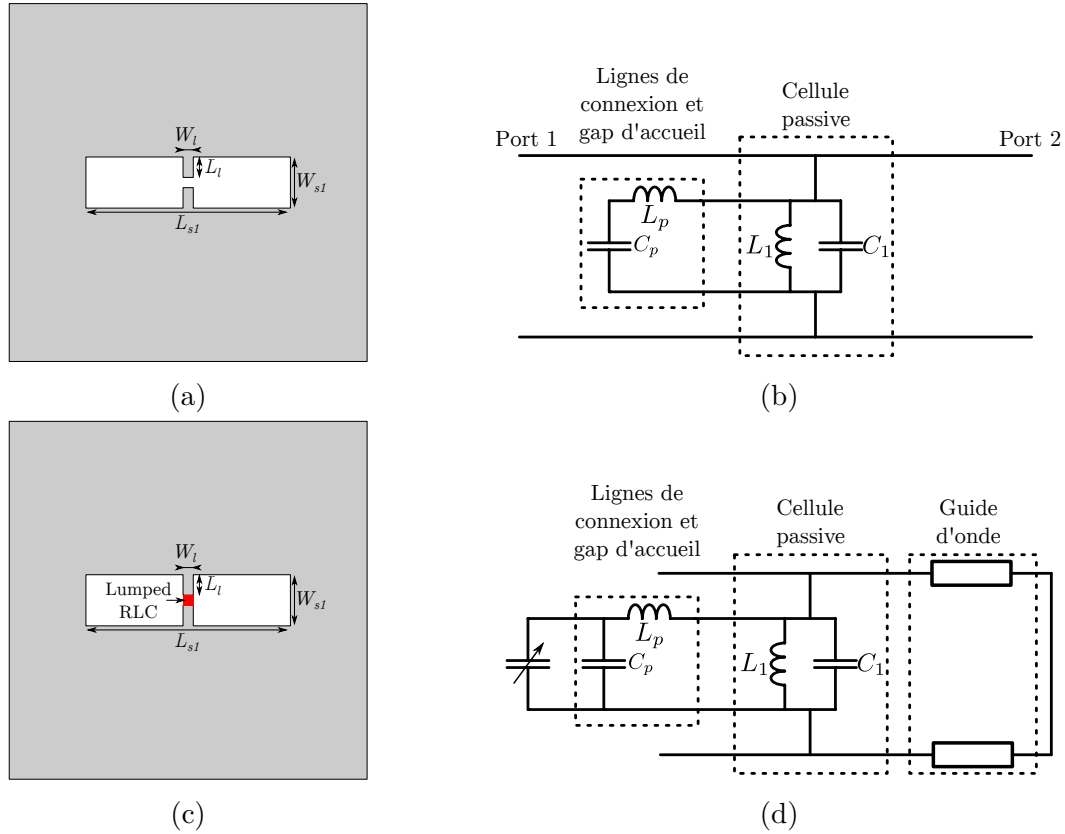


FIGURE 5.8 – Cellule simple-fente considérée sans port interne (a) et schéma équivalent associé (b). Cellule simple-fente reconfigurable considérée avec chargement capacitif (c) et schéma équivalent associé (d).

l'ajout d'un élément localisé perturbe la simulation EM [157]. L'extraction ne peut donc se faire comme cela car les résultats ne sont pas concluants.

5.3.1.3 Extraction avec port interne

Afin d'obtenir une meilleure précision de l'extraction, nous proposons d'utiliser une simulation avec un port interne comme cela est présenté sur la Fig. 5.10a. Cela permettra par la suite d'ajouter la capacité de chargement en post-traitement dans le simulateur circuit (Fig. 5.10c). De plus, l'effet du port est directement pris en compte lors de l'extraction car les simulations EM utilisées pour l'extraction et la comparaison sont les mêmes.

Le schéma équivalent qui permet de faire l'extraction des valeurs des éléments est présenté Fig. 5.10b. Pour l'extraction, le schéma équivalent sans capacité est utilisé (Fig. 5.10b). Pour chacun des circuits ajustés, tous les termes de la matrice de répartition (9 termes car 3 ports : deux guides et 1 port interne) sont considérés et doivent correspondre entre la simulation EM et le circuit équivalent.

Un exemple de paramètres S obtenus après optimisation du circuit est présenté Fig. 5.11. Le port 1 correspond au guide d'onde et le port 3 correspond au port interne. On peut voir que la réponse du modèle circuit est très proche de la simulation EM, ce qui indique que le circuit équivalent permet de bien modéliser la structure distribuée. Les deux longueurs utilisées pour l'extraction sont $L'_{s1} = 18$ mm et $L''_{s1} = 20$ mm et les valeurs des éléments obtenus sont les suivantes : $C_p = 146$ fF, $L_p = 2,39$ nH, $\alpha = 1,02 \times 10^{-8}$ Hz $^{-1}$ m $^{-1}$, $\beta = -5,18 \times 10^{-11}$ Hz $^{-1}$, $Z_1 = 142$ Ω .

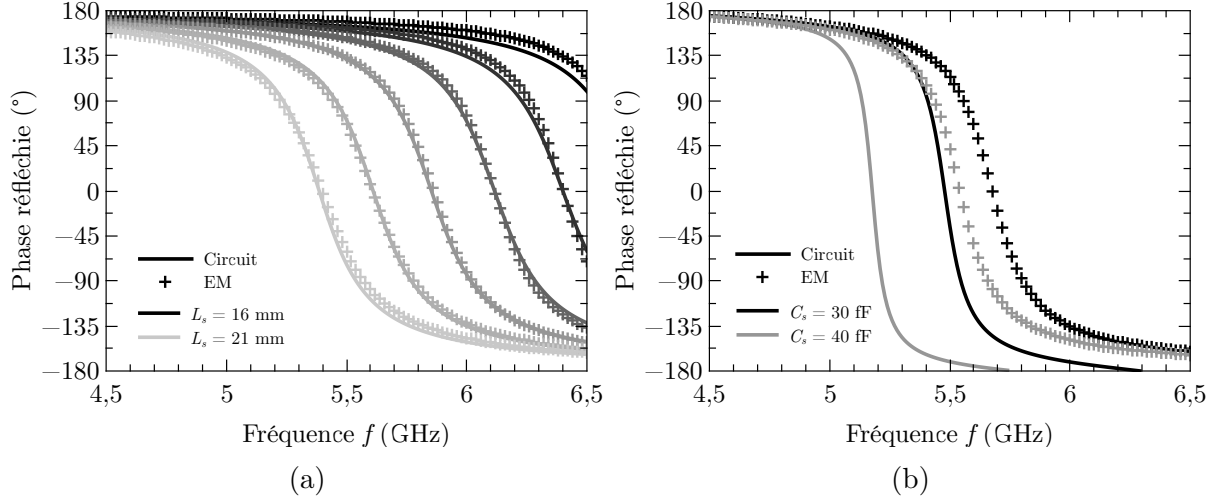


FIGURE 5.9 – Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes longueurs de la fente L_s allant de 16 mm à 21 mm par pas de 1 mm sans capacité variable (a) et avec capacité variable pour $L_{s1} = 18$ mm (b).

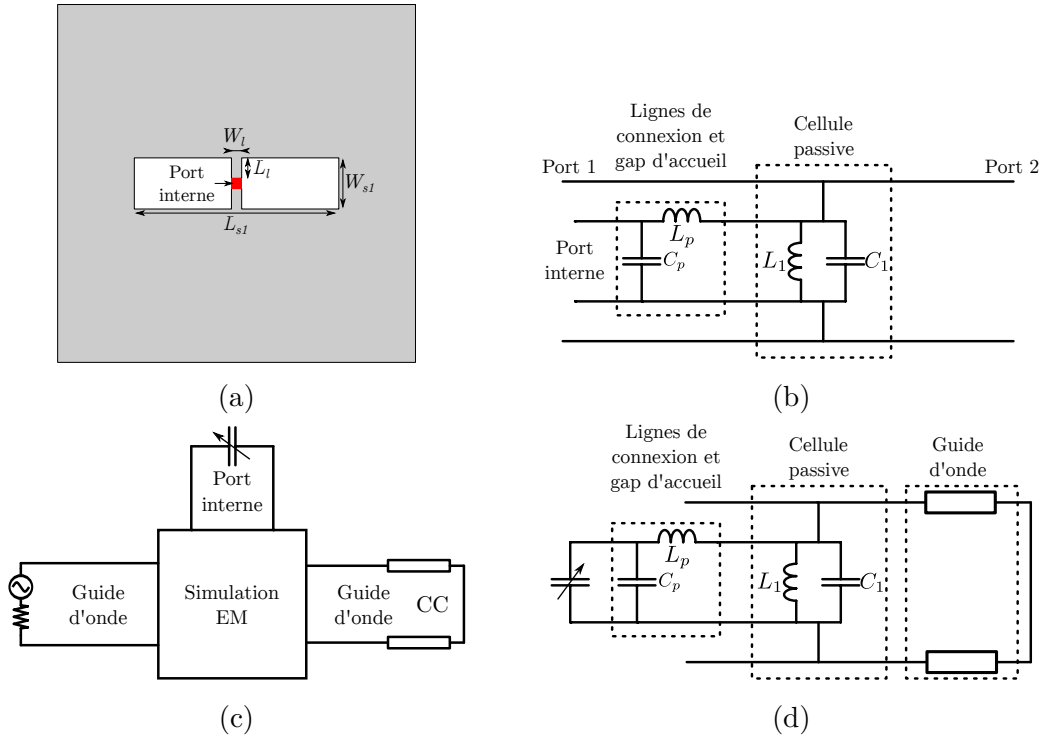


FIGURE 5.10 – Cellule simple-fente considérée avec port interne (a) et schéma équivalent utilisé pour l'extraction (b). Schéma de l'ajout de la capacité localisée et du guide d'onde en post-traitement (c) et schéma équivalent de la cellule avec une capacité variable (d).

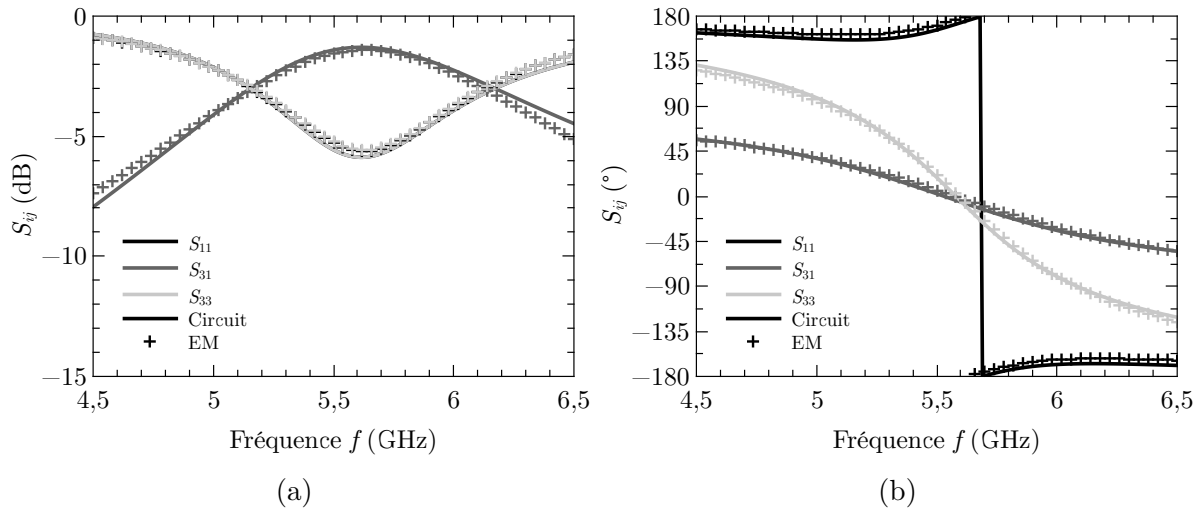


FIGURE 5.11 – Paramètres S obtenus avec HFSS (+) et prédits avec le circuit équivalent (—) pour la cellule sans capacité variable pour une longueur $L_s = 20$ mm.

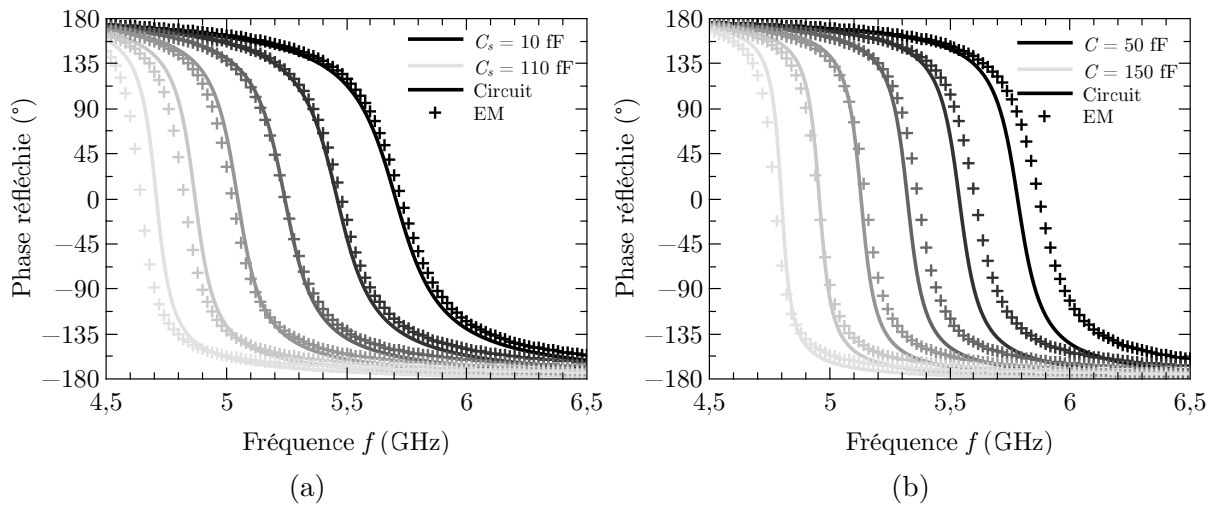


FIGURE 5.12 – Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes valeurs de la capacité de chargement C modifiée par pas de 10 fF, pour des longueurs $L_s = 19$ mm (a) et $L_s = 16$ mm (b).

Pour prédire la phase réfléchiée par la cellule, une capacité est ajoutée sur le port interne et le guide d'onde en court-circuit est connecté sur le port 2, comme présenté Fig. 5.10d. Le schéma équivalent est maintenant utilisé pour prévoir la phase réfléchiée par la cellule comme le montre la Fig. 5.12. La phase réfléchiée prédite est assez bonne (différence de phase moyenne inférieure à 8°) lorsque la longueur de la fente est dans la gamme utilisée pour l'extraction ($L_{s1} = 19$ mm). La prédiction est légèrement moins bonne (différence de phase moyenne de 13°) lorsque la longueur de la fente est modifiée en dehors de la gamme d'extraction ($L_{s1} = 16$ mm). Bien que cet écart semble important, il est dû aux résonances qui sont très marquées sur cette cellule. Ainsi, un écart relativement faible de fréquence de résonance, 50 MHz en moyenne, se traduit par une différence de phase relativement importante.

5.3.1.4 Conclusion

Dans ce paragraphe, la modélisation d'une cellule simple-fente reconfigurable a été présentée. Des lignes de connexion et un gap ont été ajoutés dans la simulation EM. Ils sont représentés par une inductance et une capacité supplémentaires dans le schéma équivalent. L'ajout d'un port interne, dans la simulation EM permet d'utiliser l'approche de compression pour rendre reconfigurable la cellule tout en limitant le nombre de simulations comme dans [36]. Pour l'extraction, il est préférable d'utiliser ce port également car les valeurs obtenues des éléments du circuit équivalent représentent mieux la structure passive. La phase prédite par le schéma équivalent est assez proche de celle issue de la simulation EM même si l'accord se dégrade lorsqu'on sort de la gamme de longueur utilisée pour l'extraction. On peut cependant conclure que le schéma équivalent est très intéressant car il permet de prévoir la phase réfléchiée par la cellule lorsque la longueur de la fente et la capacité de contrôle sont modifiées, ce qui ouvre la voie à une optimisation plus rapide de la structure distribuée.

5.3.2 Cas de la cellule triple-fente

La modélisation de la triple-fente reconfigurable se base sur ce qui a été fait dans les deux paragraphes précédents, c'est-à-dire qu'un port interne a été ajouté dans la simulation EM et le circuit équivalent des lignes et du gap d'accueil a été introduit comme présenté Fig. 5.13. Comme précédemment, l'extraction des valeurs des différents éléments du schéma équivalent est faite en utilisant les trois ports afin d'avoir une meilleure précision (deux guides d'ondes et un port interne). La procédure d'extraction est faite également en utilisant 3 couples de longueurs de fente afin de pouvoir prévoir la phase réfléchiée par la cellule pour différentes valeurs de L_{s1} et de L_{s2} . L'extraction a été faite avec les couples de longueur suivants : $(L'_{s1} = 12 \text{ mm}, L'_{s2} = 27 \text{ mm})$, $(L''_{s1} = 16 \text{ mm}, L'_{s2} = 27 \text{ mm})$ et $(L'_{s1} = 12 \text{ mm}, L''_{s2} = 29 \text{ mm})$. Cela permet d'obtenir les paramètres du circuit équivalent : $C_c = 5,234 \text{ fF}$, $M_c = 0,406 \text{ nH}$, $C_p = 73,1 \text{ fF}$, $L_p = 4,197 \text{ nH}$, $\alpha_1 = 1,27 \times 10^{-8} \text{ Hz}^{-1} \text{ m}^{-1}$, $\beta_1 = -8,38 \times 10^{-11} \text{ Hz}^{-1}$, $Z_1 = 188 \Omega$, $\alpha_2 = 7,33 \times 10^{-9} \text{ Hz}^{-1} \text{ m}^{-1}$, $\beta_2 = 2,79 \times 10^{-11} \text{ Hz}^{-1}$ and $Z_2 = 232 \Omega$.

Une fois l'extraction effectuée, la capacité accordable est connectée à la fente centrale dans la simulation EM en utilisant le port interne en post-traitement. Pour la simulation circuit, la capacité est connectée à la place du port interne et le guide d'onde en court-circuit est connecté au port 2 (Fig. 5.13b).

La Fig. 5.14 présente les résultats obtenus avec la simulation EM et en utilisant le circuit équivalent pour différents couples (L_{s1}, L_{s2}) et en variant la capacité de chargement de la cellule. On peut voir que l'accord entre les deux est relativement bon bien qu'il y ait un léger décalage de fréquence de résonance. L'écart moyen sur les différents états et sur les différentes longueurs des fentes présentés est de $8,6^\circ$. Le schéma équivalent permet ainsi de prédire la réponse en phase de la cellule triple-fente même dans le cas reconfigurable et cela avec seulement 3 simulations EM.

Avec ce schéma équivalent, il est également possible de faire varier la longueur du guide en court-circuit. Ce paramètre est important car il conditionne la phase ramenée en parallèle sur la cellule par le guide. La Fig. 5.15 présente les résultats de simulation pour deux hauteurs de la cellule dans le guide d'onde. Comme on peut le voir, l'accord entre les deux types de simulation est très bon. L'écart moyen pour les deux variations de la hauteur de suspension de la cellule dans le guide est de $5,2^\circ$.

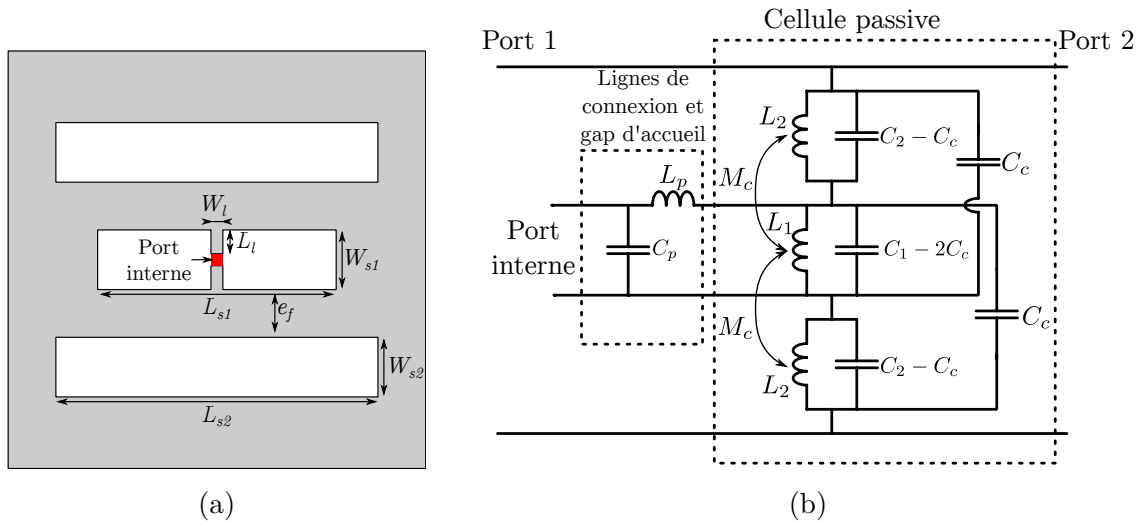


FIGURE 5.13 – Cellule triple-fente considérée avec port interne (a) et schéma équivalent associé utilisé pour l'extraction (b).

5.3.3 Conclusion

Dans ce paragraphe, le circuit équivalent proposé pour la cellule triple-fente a été étendu au cas reconfigurable. Pour cela, la méthode de compression a été utilisée en plus du schéma équivalent de la cellule. Cela a d'abord été vérifié sur une cellule comportant une seule fente. Cela a permis de savoir comment représenter les lignes de connexion dans le circuit équivalent, pour ajouter la capacité variable dans la cellule par la suite.

En combinant ce qui a été fait sur la cellule triple-fente passive et sur la simple-fente reconfigurable, il a été possible de modéliser la cellule triple-fente reconfigurable. Cela permet avec seulement trois simulations EM de prédire la phase réfléchie par la cellule lorsque l'on fait varier la capacité de charge (grâce à la méthode de compression), les longueurs des fentes dans la cellule ou sa hauteur de suspension (grâce au circuit équivalent).

5.4 Conclusion sur le chapitre

Dans ce chapitre la modélisation des cellules de réseaux réflecteurs à base de fentes a été présentée. La première partie a consisté à modéliser la cellule triple-fente passive. Le circuit équivalent obtenu utilise 3 résonateurs (un pour chacune des fentes) et des éléments de couplage nécessaires pour prendre en compte correctement les interactions entre les différentes fentes. Une procédure de simulation et d'extraction a été présentée. Cette dernière permet à partir d'un nombre limité de simulations de décrire complètement la cellule. Elle se base sur l'hypothèse que la fréquence de résonance d'un résonateur à ligne de transmission est inversement proportionnelle à sa longueur. Elle a d'abord été vérifiée sur une cellule simple-fente avant d'être appliquée à la cellule triple-fente. À partir de trois simulations EM, où seules les longueurs des fentes sont modifiées, les différents éléments de la cellule peuvent être déterminés. Une fois le schéma équivalent obtenu, il est possible de prédire la phase réfléchie par la cellule même lorsque les deux longueurs des fentes sont modifiées simultanément. L'intérêt principal est de pouvoir optimiser les dimensions de la structure pour obtenir la phase réfléchie désirée sans avoir à refaire des simulations EM, ce qui réduit fortement le temps d'optimisation de la structure.

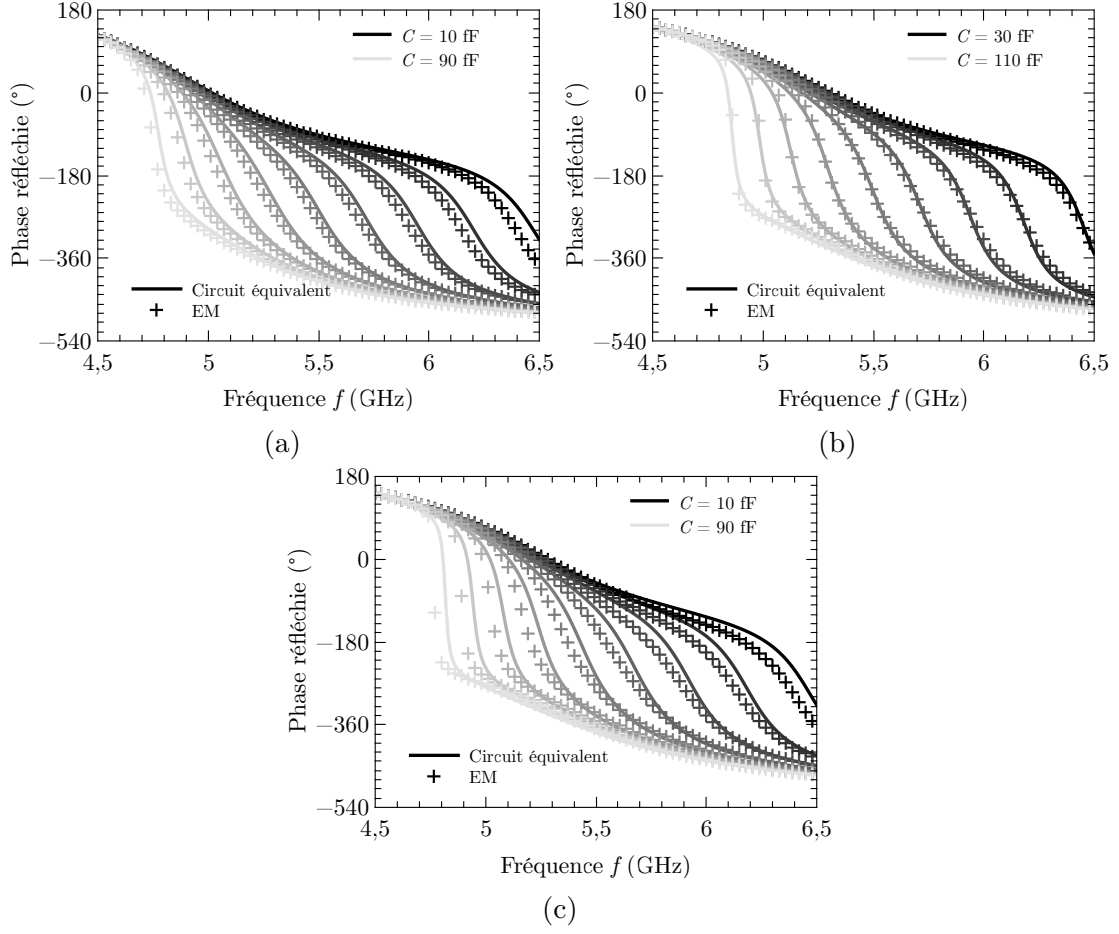


FIGURE 5.14 – Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes valeurs de la capacité de chargement C modifiée par pas de 10 fF et pour différentes longueurs ($L_{s1} = 14$ mm, $L_{s2} = 27$ mm) (a), ($L_{s1} = 12$ mm, $L_{s2} = 25$ mm) (b) et ($L_{s1} = 14$ mm, $L_{s2} = 25$ mm) (c).

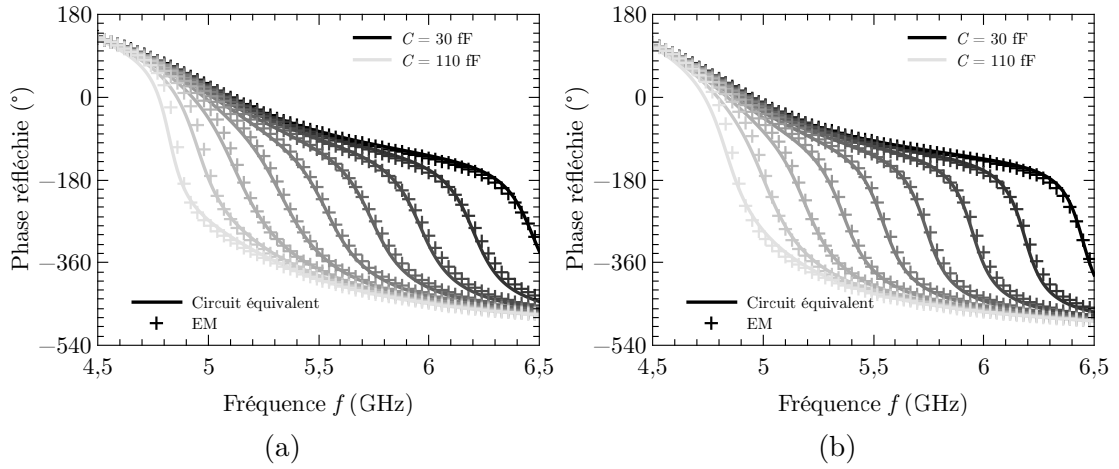


FIGURE 5.15 – Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes valeurs de la capacité de chargement C modifiée par pas de 10 fF et pour différentes hauteurs de la cellule dans le guide $h_{air} = 13,7$ mm (a) et $h_{air} = 17,7$ mm (b) avec $L_{s1} = 12$ mm et $L_{s2} = 27$ mm.

Dans un second temps, la modélisation d'une cellule reconfigurable a été présentée. Pour cela, l'approche de compression classiquement utilisée pour les dispositifs reconfigurables a été étendue. L'approche basique consiste à insérer des ports internes dans la structure distribuée et à intégrer le composant accordable en simulation circuit. Cela permet de simuler une seule fois la structure pour toutes les valeurs du composants. Néanmoins, si la structure est modifiée, il faut refaire des simulations EM. Dans notre cas, un port interne est intégré dans la simulation EM mais la structure distribuée est remplacée par le schéma équivalent. Après avoir vérifié la méthode d'extraction sur une cellule simple-fente, la procédure a été étendue à la cellule triple-fente reconfigurable. Cela permet, une fois les valeurs des éléments du schéma équivalent déterminées, de prédire la phase réfléchie par la cellule lorsque le composant accordable est modifié (comme dans l'approche de compression) mais également lorsque les longueurs des fentes sont modifiées. Ainsi, il est possible d'optimiser la structure distribuée de la cellule reconfigurable sans refaire des simulations EM supplémentaires. Pour cette cellule, il est également possible de faire varier sa hauteur de suspension dans le guide d'onde.

Conclusion générale

Contributions de la thèse

Ce travail a consisté à étudier des matériaux ferroélectriques en couche mince et à évaluer la potentialité de leur utilisation pour la réalisation d'une cellule de réseau réflecteur reconfigurable.

Dans un premier temps, l'optimisation du matériau $\text{Ba}_{0,80}\text{Sr}_{0,20}\text{TiO}_3$ (BST) à l'aide d'un dopage au manganèse a été présentée. L'ajout de ce dopant permet de réduire la diffusion à basses fréquences (< 10 kHz), tout en conservant une forte accordabilité. La diffusion de porteurs de charge est responsable du claquage du matériau lors de l'application d'une tension de polarisation, nécessaire pour accorder la permittivité. L'étude a démontré que les pertes à hautes fréquences (> 10 kHz) sont également réduites, ce qui est indispensable pour utiliser le matériau dans un dispositif aux fréquences micro-ondes. Pour le taux de manganèse optimal, la dépendance en fréquence des propriétés est également la plus faible ce qui laisse penser qu'elles seront conservées à la fréquence du travail du dispositif envisagée (5 GHz).

L'utilisation de la loi hyperbolique a permis de déterminer les différentes contributions à la permittivité, aux pertes et à l'accordabilité. Cela apporte une compréhension approfondie de l'effet du dopage sur la contribution de la maille cristalline ainsi que sur celles de la vibration et du saut des parois de domaines. Il a été montré que, pour le matériau choisi, les contributions des parois de domaines dans la permittivité relative et l'accordabilité sont extrêmement faibles (moins que 2 %) mais que les pertes associées sont non négligeables (environ 20 %). Cela est dû au fait que les contributions des parois de domaines sont des phénomènes très dissipatifs. Ainsi, pour obtenir un matériau avec un fort facteur de mérite, il est avantageux de limiter au maximum ces contributions. L'étude montre également que, même dans le cas de notre matériau où les contributions de parois de domaines sont faibles, le facteur de mérite dépend du champ AC utilisé pour la caractérisation. Ceci provient du fait que le champ AC conditionne le poids des parois de domaines dans les pertes totales. Ainsi, lors des caractérisations diélectriques, il faut veiller à ce que le champ AC utilisé corresponde à celui employé ultérieurement lors de l'utilisation car il va influencer les propriétés du matériau et donc modifier les performances du dispositif.

En vue de l'application micro-ondes, la caractérisation des propriétés diélectriques a été réalisée en fonction de la température et à hautes fréquences (jusqu'à 10 GHz). La stabilité en température est primordiale pour un dispositif car l'environnement dans lequel il est utilisé peut être variant. L'étude montre que le matériau synthétisé au cours de cette thèse dispose d'une bonne stabilité car sa permittivité varie de moins de 2 % dans une bande de 100 °C, ce qui est tout à fait remarquable vis-à-vis de l'état de l'art actuel. Une démarche alternative, faisant appel à une technique d'élaboration considérablement plus complexe, procure une gamme de stabilité légèrement supérieure [133]. L'accordabilité de notre matériau reste supérieure à 90 % de sa valeur maximale dans une bande de 175 °C.

Cette gamme de stabilité est, à notre connaissance, supérieure à ce qui a été rapporté dans la littérature. Cependant, il est souvent difficile de comparer rigoureusement à cause d'un manque de données.

La caractérisation à hautes fréquences a également confirmée la stabilité des propriétés diélectriques, ce qui nous a permis de dimensionner le dispositif hyperfréquences par la suite. La permittivité relative sans champ diminue de 380 (100 Hz) à 350 (5 GHz), indiquant une très faible décroissance en fréquence. La principale conséquence est une forte accordabilité (de l'ordre de 60 % sous 400 kV/cm) qui reste stable au moins jusqu'à la gamme des GHz. Reliée à la faible décroissance en permittivité du matériau, une augmentation très modérée des pertes diélectriques avec la fréquence est observée. Les pertes restent inférieures à 0,02 à 1 GHz, donnant un facteur de mérite de 30, ce qui est comparable à l'état de l'art.

Plusieurs aspects d'ordre technologique ont été également révélés lors de nos travaux sur l'élaboration des couches minces ferroélectriques et leur intégration dans le dispositif. Par exemple, l'effet de la rugosité d'environ 100 nm du substrat d'alumine, due à son caractère granulaire, n'est pas négligeable. Deux conséquences en découlent. La première est une épaisseur du film variant légèrement, influencée par la forme et position de ces grains, ce qui conditionne également le champ réel appliqué au matériau. La deuxième conséquence est une rugosité importante de l'électrode inférieure dans le cas d'une structure MIM puisque l'épaisseur de l'électrode devient comparable à la dimension des irrégularités du substrat. Ceci risque de dégrader la conductivité de la métallisation. À cela s'ajoute la conductivité relativement faible du platine, utilisé pour l'électrode inférieure (nécessaire à cause du traitement thermique à 750 °C), qui entraîne une probable surestimation des pertes diélectriques du matériau.

Dans un deuxième temps, le matériau optimisé, puis caractérisé, a été utilisé pour la conception d'une cellule de réseau réflecteur reconfigurable. Une version simple-fente, chargée par une capacité ferroélectrique, a d'abord été conçue. Elle a permis de mettre en place les bases pour la simulation EM incluant des matériaux ferroélectriques, de qualifier l'influence et l'importance des différentes parties de la topologie proposée et de dépister des erreurs potentielles de conception et de simulation. Une étude paramétrique complète a été menée et un circuit de polarisation, indispensable afin de pouvoir appliquer le champ électrique nécessaire à l'accordabilité du matériau ferroélectrique, a été intégré dans la cellule. Les résultats obtenus en simulation (260° de gamme de phase et 12 dB de pertes) sont proches de l'état de l'art actuel sur les cellules à base de ferroélectriques.

Les caractérisations expérimentales de la cellule ont révélé des différences par rapport aux résultats par simulation. La forte rugosité de la métallisation déposée sur alumine et sa faible conductivité sont très probablement à l'origine des pertes plus élevées. Des retro-simulations EM et les caractérisations effectuées sur une deuxième version avec une couche de lissage et une troisième version avec une métallisation améliorée (effectuée par évaporation) ont permis de corroborer cette hypothèse. Les déphasages obtenus en simulation et observés expérimentalement correspondent finalement, ce qui confirme la potentialité d'utiliser les matériaux ferroélectriques pour des cellules de réseau réflecteur reconfigurables. Néanmoins, comme il n'est pas possible, à l'heure actuelle, de réunir les deux conditions favorables de métallisation (lissage et évaporation), les performances de la cellule restent médiocres (250° de gamme de phase et 30 dB de pertes).

Par la suite, l'extension de la cellule simple-fente vers une topologie triple-fente a été effectuée. Initialement conçu pour la cellule simple-fente, le circuit de polarisation a été adapté et optimisé pour compte de l'espace disponible entre les fentes centrale et latérales. Les améliorations apportées montrent qu'il est possible d'obtenir des états de

phase relativement parallèles entre eux et que l'asymétrie de la cellule ne perturbe pas son fonctionnement. En simulation EM, une gamme de phase de 270° est obtenue dans une bande de 600 MHz pour des pertes inférieures à 6 dB. Le déphasage de 270° mesuré est en accord avec les simulations. Par contre, les pertes mesurées sont de l'ordre de 20 dB, ce qui est certainement une conséquence de la qualité médiocre des métallisations. Comme précédemment, elles pourraient être diminuées en améliorant le procédé de métallisation. Les caractérisations expérimentales de la cellule triple-fente montrent de résultats bien supérieurs à ceux de la cellule simple-fente, bien que les améliorations technologiques n'aient pas pu être mises en œuvre. Au final, l'ajout des fentes extérieures a considérablement amélioré les performances de la cellule par rapport la version simple-fente. Ainsi, le dispositif démonstrateur prouve que la conception d'un réseau réflecteur agile complet à base de couches minces ferroélectriques peut désormais être envisagée.

La modélisation sous forme de schéma équivalent des deux cellules simple et triple-fente conçues pour le réseau réflecteur a été effectuée, d'abord dans le cas d'une cellule passive puis pour une cellule reconfigurable. La procédure d'extraction des valeurs des éléments localisés composant le circuit s'appuie sur un faible nombre de simulations EM. Une fois le schéma équivalent établi, il est possible de prévoir, sans avoir recours à des simulations EM supplémentaires, la phase réfléchi par la cellule lorsque les longueurs des fentes ou la hauteur de suspension dans le guide sont modifiées. Ce schéma équivalent simplifie donc l'étude paramétrique et peut être utilisé pour l'optimisation des dimensions de la cellule triple-fente reconfigurable.

L'approche de « co-conception matériau-hyperfréquences » utilisée au cours de cette thèse a été bénéfique puisqu'elle a permis de prendre en compte les contraintes des deux domaines. La nécessité d'une forte accordabilité ferroélectrique et de pertes diélectriques faibles, indispensables pour une implication efficace du matériau, a été prise en compte pour son optimisation et a permis de fixer des objectifs. De même, le choix de la topologie coplanaire pour l'intégration du matériau accordable s'est appuyé sur l'étude de l'influence des conditions de dépôt sur les propriétés diélectriques (présence ou non du platine en dessous). Aussi, la topologie et les dimensions de la cellule ont été adaptées et optimisées afin de profiter au mieux des propriétés fonctionnelles du matériau pour l'agilité de la cellule.

Perspectives

Du point de vue du matériau, bien que les résultats obtenus soient au niveau de l'état de l'art actuel, d'autres études pourraient conduire à améliorer ses performances. D'autres types de dopant ou du co-dopage peuvent être mis en œuvre. Des études sur la structure même du matériau sont aussi envisageables (taille de grains) afin de voir l'influence sur les propriétés diélectriques et sur les différentes contributions à la permittivité. Encore mieux connaître l'effet de la texture des couches minces sur les différentes contributions aux propriétés diélectriques permettra à terme de savoir comment les pondérer et donc de disposer d'un matériau optimisé pour l'application visée.

Concernant la caractérisation diélectrique du matériau, des études à plus hautes et à plus basses fréquences peuvent être envisagées. Augmenter la fréquence maximale de la caractérisation concerne plutôt l'aspect dispositif, mais n'est pas dépourvu d'un intérêt scientifique. Pour cela, des améliorations pourront être apportées aux structures utilisées dans cette thèse (en impliquant des moyens technologiques plus performants que ceux disponibles dans le cadre actuel), mais d'autres topologies de caractérisation pourraient être également mises en œuvre. Les mesures à plus basses fréquences concernent plus

l'étude fondamentale du matériau et des mécanismes de conduction. Grâce à ces mesures, couplées avec l'étude en température, les phénomènes de diffusion présents dans le matériau pourraient être plus finement analysés [118]. Ces mesures permettraient également de connaître les fréquences de relaxation des mouvements de parois de domaines et donc les énergies d'activation des défauts associés [131]. Les caractérisations de courants de fuite et de la tenue en tension permettront de mieux prévoir une éventuelle dégradation du matériau lors de l'application d'un champ de polarisation et également d'obtenir des informations sur le type de conduction présent dans le matériau [66].

La loi hyperbolique a démontré son efficacité pour la décomposition de différentes contributions à la permittivité. Cette étude pourra être conduite en température et également étendue à d'autres textures de couches minces (ordre préférentiel, couches épitaxiées, grains columnaires, ...) afin de mieux renseigner sur les liens entre les propriétés structurales et diélectriques du matériau. Actuellement macroscopique, moyennant les propriétés diélectriques du matériau sur des surfaces de l'ordre de quelques milliers de micromètres carré, une caractérisation locale pourra être aussi imaginée au niveau d'un grain individuel.

En ce qui concerne les perspectives du côté applicatif à court terme, l'amélioration de la qualité des métallisations est primordiale car elle est, en grande partie, à l'origine de pertes diélectriques observées expérimentalement. L'utilisation d'un substrat lissé et de l'évaporation pour le dépôt du métal semblent prometteurs. Une autre piste est l'utilisation de l'électrolyse pour épaissir les métallisations. En parallèle, des études supplémentaires sur la cellule unitaire sont à prévoir car cette dernière conditionne en grande partie les performances du réseau au final. D'autres résonateurs peuvent être ajoutés à la cellule car, comme cela a été remarqué lors du passage de la topologie simple à triple-fente, les performances peuvent être grandement améliorées, même en conservant un matériau identique. Une autre possibilité pour avoir des meilleures performances serait de changer de topologie de cellule.

A plus long terme, passer d'une cellule unitaire à l'échelle d'un réseau réflecteur complet est un défi d'envergure. D'une part, lors de l'association des cellules entre elles, des couplages parasites peuvent perturber le fonctionnement des cellules [19]. D'autre part, des lignes supplémentaires devront être prévues afin d'acheminer les signaux de commandes pour chaque cellule (la tension de polarisation du matériau), sans pour autant perturber son rayonnement. Sur un réseau complet, des tests de reconfigurabilité en diagramme permettraient de valider clairement les potentialités des ferroélectriques et il serait possible de connaître les performances réellement atteignables avec ce type de réseau réflecteur. D'une manière plus générale, le matériau développé ici pourrait être inclus dans d'autres dispositifs tels que des surfaces sélectives en fréquence, des antennes ou des circuits micro-ondes.

Annexe A

Incertitudes sur la mesure des propriétés diélectriques

Dans cette annexe, les incertitudes sur la mesure des propriétés diélectriques sont décrites. Elles ont deux origines : l'incertitude due à l'appareil de mesure et celle due à la structure de mesure. Dans un premier temps, l'incertitude due à l'appareil de mesure va être décrite pour l'impédance-mètre et pour l'analyseur de réseaux. Dans un second temps, l'incertitude due à la topologie de caractérisation MIM va être décrite.

A.1 Incertitude due à l'appareil de mesure

A.1.1 Cas de l'impédance-mètre

L'impédance-mètre utilisé est un outil relativement précis. Les résultats présentés ici supposent qu'une tension de 0,5 V (meilleure précision de l'impédance-mètre) a été utilisée pour la mesure et que le réglage *BW* (*bandwidth*) est réglé sur 5. Le réglage *BW* permet de régler la bande-passante de mesure. Le réglage 5 permet d'avoir le maximum de précision de l'analyseur mais la mesure est plus longue. À l'inverse le réglage 1 permet de faire une mesure plus rapide mais moins précise. De plus amples informations sont données dans le manuel de l'impédance-mètre 4294A.

L'incertitude relative sur la capacité mesurée va dépendre de sa valeur et de la fréquence. En effet, ce qui compte principalement c'est l'ordre de grandeur de l'impédance mesurée. Dans notre cas, deux valeurs de capacité sont principalement utilisées : une de l'ordre de 1 nF¹ et une de l'ordre de 100 pF². L'incertitude sur la capacité (en pourcent) est donnée par la formule suivante :

$$E = E_p + \left(\frac{Z_s}{|Z_X|} + Y_0 |Z_X| \right) \times 100, \quad (\text{A.1})$$

avec $Z_X = \frac{1}{j\omega C}$. Les valeurs des coefficients E_p , Z_s et Y_0 sont données Tableau A.1 en fonction de la gamme de fréquence.

Les valeurs d'incertitudes relatives sont présentées Fig. A.1a. Une capacité de forte valeur (1 nF) permet d'avoir une meilleure précision de la mesure. Pour cette raison, c'est cette capacité qui est utilisée pour les mesures précises à basses fréquences et pour l'extraction des paramètres ε_{rl} , ε_{r-rev} et α_r des lois hyperboliques (cf. Paragraphe 2.4,

1. Correspond à une électrode carrée de 500 μm de coté.

2. Correspond à une électrode circulaire de 100 μm de rayon.

TABLEAU A.1 – Valeurs des coefficients E_P , Z_s et Y_0 en fonction de la fréquence.

$E_P = 0,5$	si $f < 100$ Hz
$E_P = 0,3$	si $100 \text{ Hz} \leq f < 800$ Hz
$E_P = 0,075$	si $800 \text{ Hz} \leq f < 1$ MHz
$E_P = 0,1$	si $1 \text{ MHz} \leq f < 15$ MHz
$E_P = 1,5$	si $15 \text{ MHz} \leq f$
$Z_s = 10 \text{ m}\Omega$	si $40 \text{ Hz} \leq f < 100$ Hz
$Z_s = 2,5 \text{ m}\Omega$	si $100 \text{ Hz} \leq f \leq 110$ MHz
$Y_0 = 10 \text{ nS}$	si $f < 100$ Hz
$Y_0 = 2,5 \text{ nS}$	si $100 \text{ Hz} \leq f < 200$ kHz
$Y_0 = 5 \text{ nS}$	si $200 \text{ kHz} \leq f < 1$ MHz
$Y_0 = 50 \text{ nS}$	si $1 \text{ MHz} \leq f < 15$ MHz
$Y_0 = 500 \text{ nS}$	si $15 \text{ MHz} \leq f$

page 59). Les capacités de plus faibles valeurs (100 pF) sont utilisées pour la caractérisation en fonction de la fréquence car cela permet de limiter l'influence de la résonance parasite sur la mesure (repousse la résonance vers les hautes fréquences). On peut donc conclure que, dans notre cas, l'erreur commise par l'appareil de mesure est quasiment négligeable sur la capacité et donc sur la permittivité.

L'incertitude sur les pertes diélectriques dépend également de la valeur de la capacité et est donnée en valeur absolue Fig. A.1b. Elle vaut en absolue $\pm E/100$, E calculé à partir de l'équation (A.1). Là encore, une capacité de plus forte valeur permet d'avoir des résultats plus précis. Dans le cas du matériau mesuré, les pertes diélectriques sont associées de $\tan \delta = 0,01 \pm 0,001$, pour les fréquences supérieures à 10 kHz, ce qui est une précision acceptable.

A.1.2 Cas de l'analyseur de réseaux

Pour les mesures avec l'analyseur de réseaux, l'incertitude sur la capacité n'est pas donnée directement. En effet, cet appareil mesure les paramètres de répartition et l'impédance de la capacité est extraite à partir de ces derniers :

$$Z_C = Z_0 \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}}. \quad (\text{A.2})$$

L'incertitude sur la capacité mesurée est principalement conditionnée par l'incertitude sur la phase du coefficient de réflexion. Cette incertitude est de $1,2^\circ$ entre 10 MHz et 2 GHz et elle est de $1,5^\circ$ entre 2 GHz et 10 GHz. La Fig. A.2a présente l'intervalle d'incertitude sur la phase réfléchie pour différents rayons r de l'électrode supérieure du condensateur utilisé (le schéma est visible Fig. 3.5, page 89). Sur la phase réfléchie par la capacité MIM, cette incertitude semble relativement faible. Cette faible variation de la phase entraîne une incertitude sur la capacité qui n'est pas négligeable, jusqu'à 10 % dans la gamme 10 MHz – 100 MHz (Fig. A.2b). Dans la gamme 100 MHz – 3 GHz, il est possible de réduire

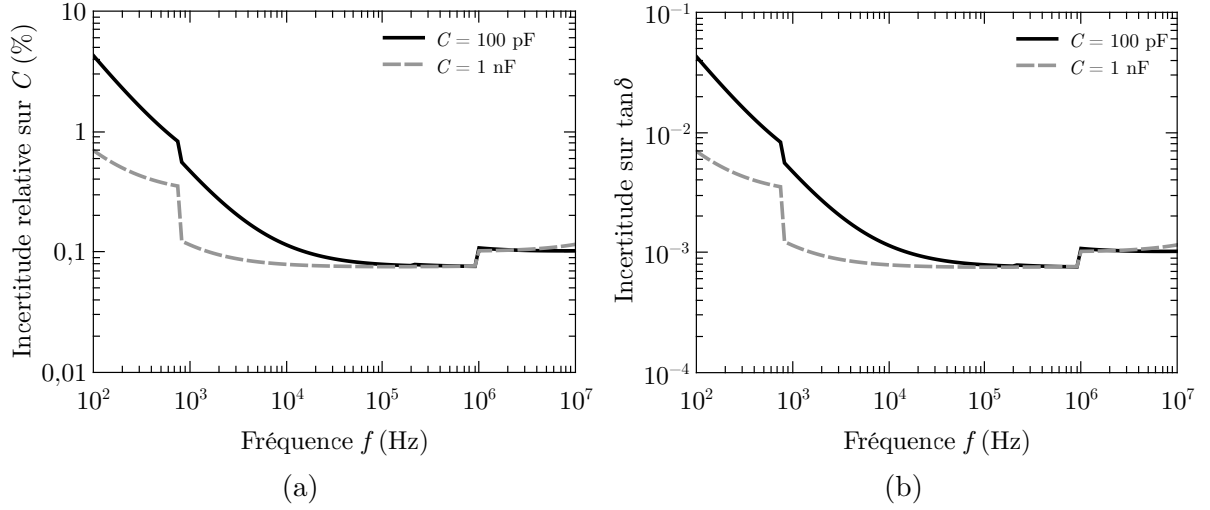


FIGURE A.1 – Incertitudes relatives sur la capacité (a) et sur les pertes diélectriques (b) mesurées à l’aide de l’impédance-mètre, en fonction de la fréquence pour deux capacités mesurées.

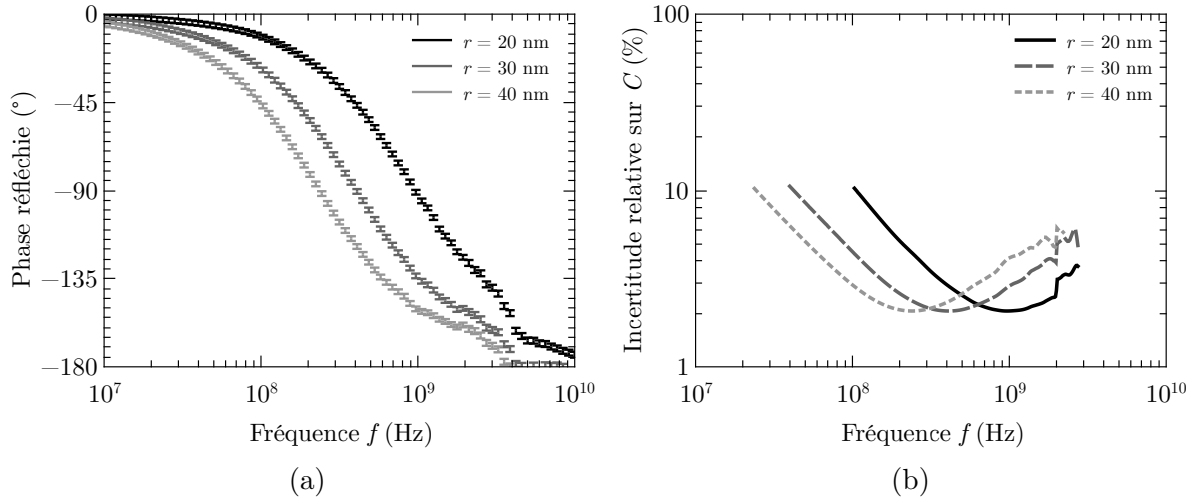


FIGURE A.2 – Intervalles d’incertitude sur la phase réfléchi (a) et incertitudes relatives sur la capacité (b) mesurée à l’aide de l’analyseur de réseaux, en fonction de la fréquence.

cette incertitude à une valeur de 3 % en utilisant différentes valeurs de capacités³. Bien que cette incertitude soit plus grande que pour le cas de l’impédance-mètre, la précision sur la permittivité reste acceptable.

L’incertitude sur les pertes provient en majeure partie de l’incertitude sur l’amplitude du coefficient de réflexion. Dans le cas d’une réflexion quasi-totale (ce qui est le cas ici), l’incertitude sur l’amplitude en linéaire est de 0,03. Cela se traduit par une incertitude de l’ordre de 0,02 sur les pertes diélectriques dans la gamme 100 MHz – 1 GHz. On obtient une valeur des pertes diélectriques à 1 GHz $\tan \delta = 0,02 \pm 0,02$. On peut voir ici la difficulté de mesurer précisément les pertes diélectriques dans la gamme des fréquences micro-ondes.

3. Avec un rayon de 40 μm dans la gamme 100 MHz – 300 MHz, avec un rayon de 30 μm dans la gamme 300 MHz – 800 MHz et avec un rayon de 20 μm dans la gamme 800 MHz – 3 GHz.

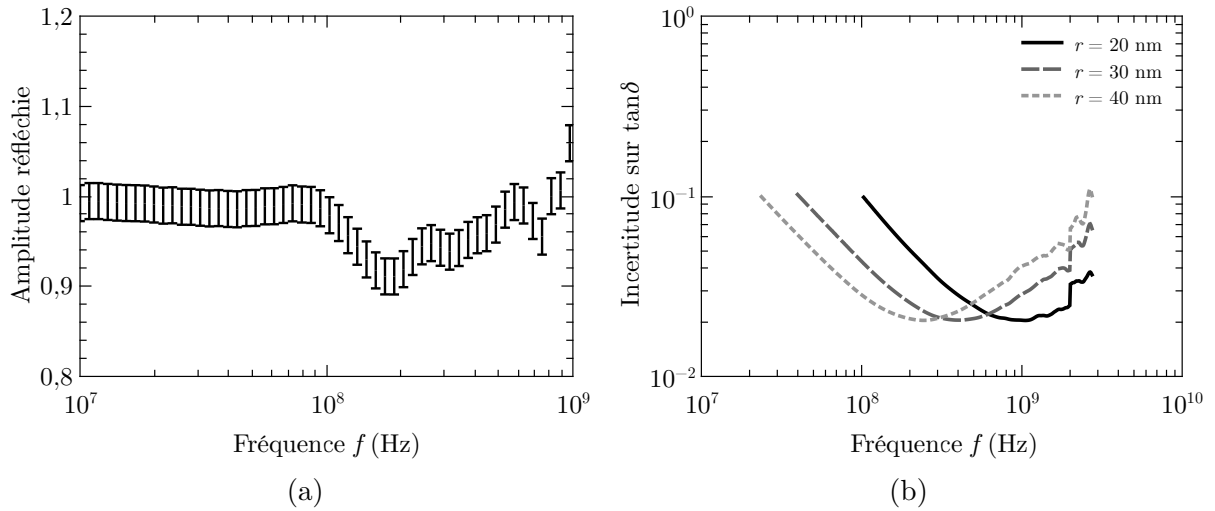


FIGURE A.3 – Intervalles d’incertitude sur l’amplitude réfléchie (a) et incertitudes sur les pertes diélectriques (b) mesurées à l’aide de l’analyseur de réseaux, en fonction de la fréquence.

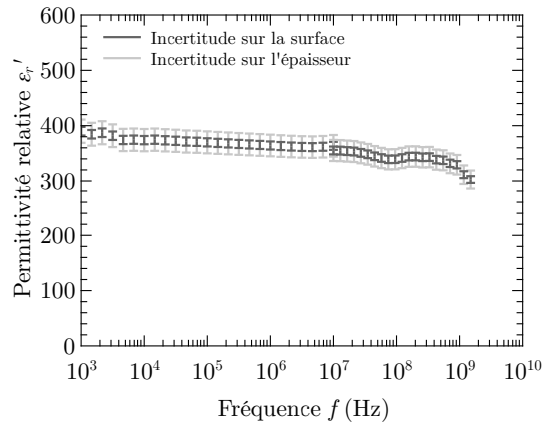


FIGURE A.4 – Incertitudes sur la permittivité de la couche mince dues aux incertitudes sur la surface de l’électrode et sur l’épaisseur du matériau, en fonction de fréquence.

A.2 Incertitude due à la géométrie

Dans le cas d’une capacité MIM, l’incertitude sur la permittivité extraite peut provenir de l’incertitude sur la surface et de celle sur l’épaisseur du matériau. La surface est calculée à partir des photographies au microscope optique du condensateur. L’incertitude sur une longueur mesurée est de 1 %, ce qui donne une incertitude de 2 % sur la surface. L’épaisseur est plus délicate à mesurer à cause de la forte rugosité du substrat d’alumine, même lorsqu’il est lissé grâce à des couches de BST. L’épaisseur est mesurée à 50 nm près, donnant sur une épaisseur de 925 nm une incertitude de 5,4 %. L’effet de ces incertitudes est présenté sur la Fig. A.4. On peut noter que l’incertitude due à la structure mesurée, bien que non négligeable, reste assez faible.

Les incertitudes sur les dimensions du dispositifs n’ont pas d’influence sur la valeur des pertes diélectriques mesurées dans le cas de la topologie MIM.

Annexe B

Études paramétriques additionnelles pour la cellule simple-fente

Dans cette annexe, la sensibilité de la cellule à l'épaisseur du substrat et à la distance entre le fond du guide et la cellule est présentée. Ces deux paramètres influencent la réponse en fréquence mais ils ont été imposés par les contraintes technologiques.

Une vue en coupe de la cellule est rappelée Fig. B.1

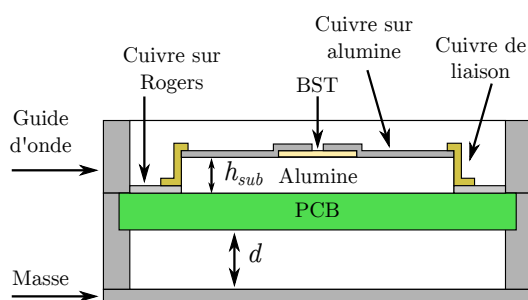


FIGURE B.1 – Vue en coupe de la cellule dans le guide d'onde.

B.1 Influence de l'épaisseur du substrat

L'épaisseur du substrat utilisé de $508\mu\text{m}$ est imposée par le protocole de dépôt du matériau BST. En effet, 14 recuits successifs sont utilisés et l'épaisseur du substrat doit être suffisante pour garder la résistance mécanique. La Fig. B.2 présente la phase et l'amplitude réfléchies par la cellule obtenues en simulation pour différentes épaisseurs du substrat et pour les deux états extrêmes. Dans ce cas, la hauteur de la cellule dans le guide d est de $15,7\text{mm}$. Comme on peut le voir, l'épaisseur influence la fréquence de fonctionnement de la cellule. Plus elle est importante, plus la fréquence de fonctionnement diminue. Cela est dû au fait que cette épaisseur conditionne la part de la permittivité de l'alumine dans la permittivité effective de la fente. Les pertes et la gamme de phase couverte sont cependant très peu modifiées. Ainsi le choix de l'épaisseur du substrat ne semble pas trop influencer les performances de la cellule.

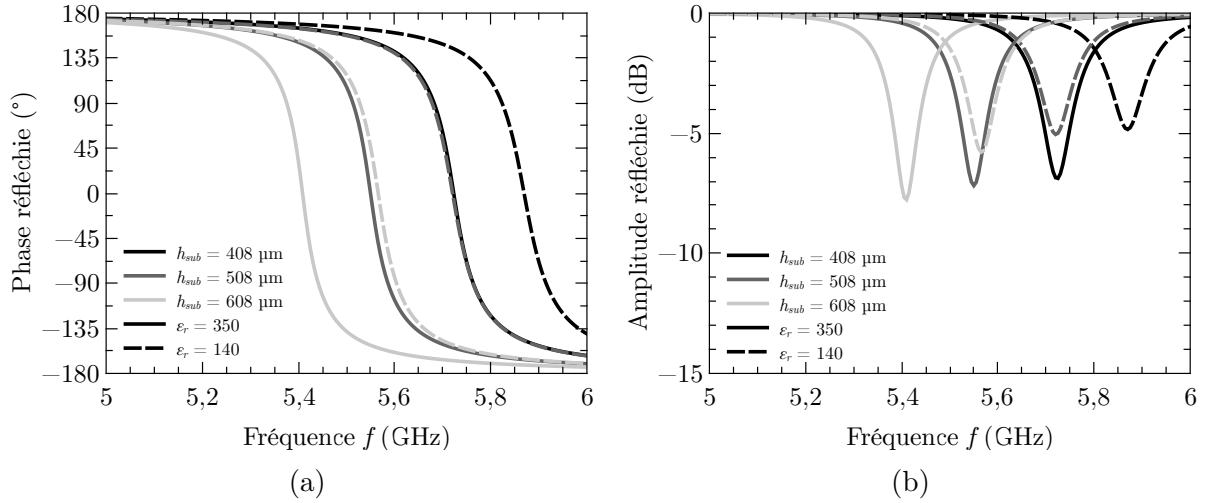


FIGURE B.2 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes épaisseurs du substrat h_{sub} de la fente et pour deux états de polarisation.

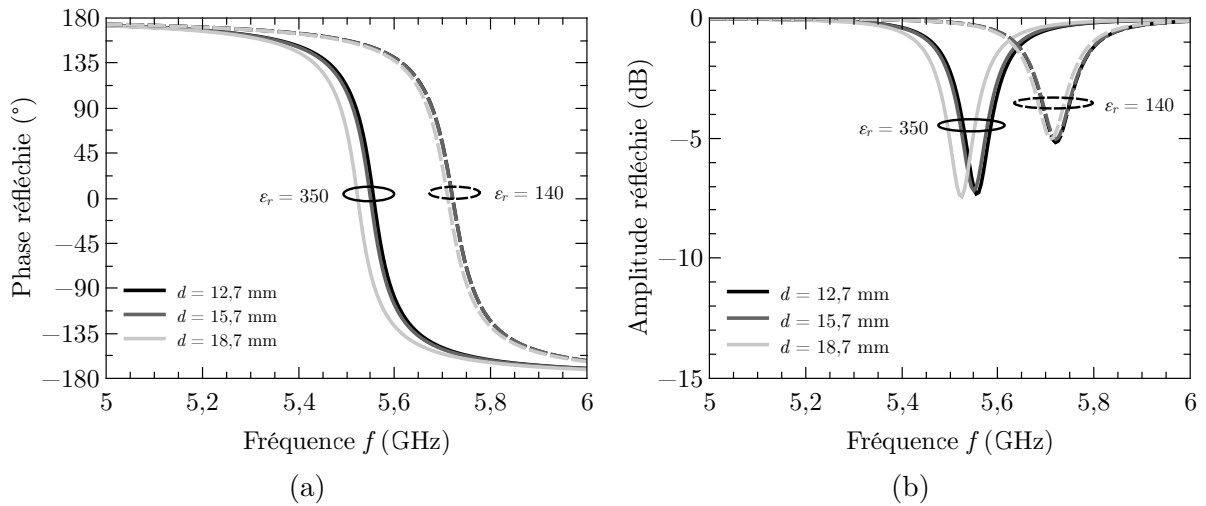


FIGURE B.3 – Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes hauteurs de suspensions dans le guide d de la fente et pour deux états de polarisation.

B.2 Influence de la hauteur de la cellule dans le guide

Le second paramètre imposé dans la conception de la cellule est l'épaisseur d'air en dessous de la cellule d . Cette dimension vaut 15,7 mm et correspond à celle du support actuellement utilisé à l'IETR. La Fig. B.3 présente la phase et l'amplitude réfléchies par la cellule obtenues en simulation pour différentes hauteurs de la cellule dans le guide et pour les deux états extrêmes. Pour les différentes simulations, une épaisseur du substrat d'alumine de 508 μm a été considérée. On peut noter que cette dimension, si elle reste de l'ordre du quart de la longueur d'onde guidée, influence très peu la réponse en phase et en amplitude de la cellule. Seul une légère variation de fréquence centrale est visible. Ainsi, le fait d'imposer ce paramètre ne semble pas diminuer les performances de la cellule.

Liste des contributions

Articles dans revues internationales à comité de lecture

Kevin Nadaud, Caroline Borderon, Raphaël Renoud, and Hartmut W. Gundel “Effect of Manganese Doping of BaSrTiO₃ on Diffusion and Domain Wall Pinning” *Journal of Applied Physics* vol. 117, pp. 084104, 2015.

Hung Viet Nguyen, Ratiba Benzerga, Caroline Borderon, Christophe Delaveaud, Ala Sharaiha, Raphael Renoud, Claire Le Paven, Sabrina Pavy, **Kevin Nadaud** and Hartmut W. Gundel “Miniaturized and reconfigurable notch antenna based on a BST ferroelectric thin film” *Materials Research Bulletin* vol. 67, pp. 255–260, 2015.

Kevin Nadaud, Caroline Borderon, Raphaël Gillard, Erwan Fourn, Raphaël Renoud, and Hartmut W. Gundel “Temperature stable BaSrTiO₃ thin films suitable for microwave applications” *Thin Solid Films* vol. 591, pp. 90–96, 2015.

Kevin Nadaud, Raphaël Gillard, Erwan Fourn and Hartmut W. Gundel “Equivalent circuit of a reconfigurable triple-slot reflectarray cell” *Soumis à IET Microwaves Antennas & Propagation* 2015.

Samuel Baron, **Kevin Nadaud**, Benoit Guiffard, Ala Sharaiha and Laurence Seveyrat “Modified approach for high frequency dielectric characterization of thinly metallized soft polymer film using GCPW” *Applied Physics Letters* vol. 107, pp. 092904, 2015.

Congrès internationaux à comité de lecture et actes publiés

Kevin Nadaud, Caroline Borderon, S. Pavy, and Hartmut W. Gundel “Realization and characterization of manganese doped BST thin films for reflectarray applications” in *Proc. IEEE International Symposium on the Applications of Ferroelectrics*, 2013, pp. 145–148, Présentation orale, *Proceeding* sur IEEEExplore–Prague, Czech Republic.

Kevin Nadaud, Hartmut W. Gundel, Raphaël Gillard, Caroline Borderon, and Erwan Fourn “A new method of dielectric characterization in the microwave range for high-k ferroelectric thin films” *Proc. IEEE International Symposium on the Applications of Ferroelectrics*, 2013, pp. 9–12, Présentation orale, *Proceeding* sur IEEEExplore–Prague, Czech Republic.

Viet H. Nguyen, Ratiba Benzerga, Caroline Borderon, Sabrina Pavy, Ala Sharaiha, Christophe Delaveaud, Raphaël Renoud, **Kevin Nadaud**, Claire Le Paven, et Hartmut W.

Gundel “Miniaturized and reconfigurable Notch antenna based on BST thin film” *The Microwave Materials and their Applications*, 2014, pp. 56, Présentation poster–Boise, USA.

Kevin Nadaud, Raphaël Gillard, Erwan Fourn, Caroline Borderon and Hartmut W. Gundel “A simple phase-shifting cell for reflectarray using a slot loaded with a ferroelectric capacitor” *Loughborough Antennas and Propagation Conference (LAPC)*, 2014, pp. 214–217, Présentation poster, *Proceeding* sur IEEEExplore–Loughborough, United Kingdom.

Kevin Nadaud, Raphaël Gillard, Erwan Fourn, Caroline Borderon and Hartmut W. Gundel “A triple-slot active reflectarray cell using a ferroelectric capacitor” *European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, 2015, pp. , Présentation poster, *Proceeding* sur IEEEExplore–Lisbonne, Portugal.

Congrès nationaux à comité de lecture et actes publiés

Kevin Nadaud, Raphaël Gillard, Caroline Borderon, Raphaël Renoud, Erwan Fourn et Hartmut W. Gundel « Caractérisation de couches minces en topologie coplanaire » *Journées Caractérisation Microondes et Matériaux*, 2014, Présentation orale, *Proceeding* sur clé usb.

Caroline Borderon, **Kevin Nadaud**, Hartmut W. Gundel, Raphaël Gillard, Raphaël Renoud, et Erwan Fourn « Élaboration et caractérisation de couches minces de $\text{Ba}_{0,80}\text{Sr}_{0,20}\text{TiO}_3$ dopées au manganèse pour réseaux réflecteurs » *Journées Caractérisation Microondes et Matériaux*, 2014, Présentation orale, *Proceeding* sur clé usb.

Viet H. Nguyen, Ritiba Benzerga, Caroline Borderon, Sabrina Pavy, Ala Sharaiha, Christophe Delaveaud, Raphaël Renoud, **Kevin Nadaud**, Claire Le Paven, et Hartmut W. Gundel « Antenne notch miniature et reconfigurable à base de couches minces BST » *Journées Caractérisation Microondes et Matériaux*, 2014, Présentation orale, *Proceeding* sur clé usb.

Kevin Nadaud, Raphaël Gillard, Erwan Fourn, Caroline Borderon et Hartmut W. Gundel « Cellule triple-fente active pour application réseau réflecteur » *Journées National Microondes*, 2015, Présentation orale, *Proceeding* sur clé usb.

Kevin Nadaud, Caroline Borderon, Raphaël Renoud, Hartmut W. Gundel Raphaël Gillard et Erwan Fourn « Caractérisation de couches minces ferroélectriques de BaSrTiO_3 pour applications microondes reconfigurables » *Journées National Microondes*, 2015, Présentation orale, *Proceeding* sur clé usb.

Table des grandeurs physiques

α_i	Coefficient permettant le calcul de la fréquence du résonateur en fonction de la longueur de la fente
α_f	Coefficient représentant les sauts de parois de domaines dans le matériau à la pulsation $\omega = 1$ rad/s
α_r	Coefficient irréversible de Rayleigh représentant les sauts de parois de domaines dans le matériau
BST ($1 - y/y$)	Ba _{1-y} Sr _y TiO ₃
β_i	Coefficient permettant le calcul de la fréquence du résonateur en fonction de la longueur de la fente
B^{ε_r}	Bande dans laquelle la permittivité varie moins de 2 %
B^{FoM}	Bande dans laquelle le FoM varie moins de 2 %
$B^{\tan \delta}$	Bande dans laquelle le $\tan \delta$ varie moins de 10 %
χ	Susceptibilité diélectrique
C_f	Capacité de débordement du condensateur ferroélectrique en topologie coplanaire
C_l	Capacité linéique du condensateur ferroélectrique en topologie coplanaire
C_p	Capacité série du condensateur ferroélectrique en topologie coplanaire
C_s	Capacité parallèle du condensateur ferroélectrique en topologie coplanaire
δ	Déphasage entre le déplacement diélectrique et le champ électrique
ε	Permittivité diélectrique
ε	Contribution dans la permittivité (ε_{rl} , ε_{r-rev} ou α_r)
ε_0	Permittivité diélectrique du vide $8,85 \times 10^{-12}$ F/m
ε_r	Permittivité diélectrique relative du matériau ferroélectrique
ε'_r	Partie réelle de la permittivité diélectrique relative
ε''_r	Partie imaginaire de la permittivité diélectrique relative
ε_{reff}	Permittivité effective
ε_{rl}	Contribution de la maille ferroélectrique
ε_{r-rev}	Contribution de la vibration de parois de domaines
E_{AC}	Champ d'excitation sinusoïdal
E_C	Champ coercitif

E_{DC}	Champ de polarisation de l'échantillon
f	Fréquence du signal ou de mesure
FoM	Facteur de mérite global du matériau
FoM_{ε}	Facteur de mérite de la contribution ε
$K(k_i)$	Intégrale elliptique complète de première espèce
m_{ε}	Facteur de dissipation de la contribution ε
n_r	Accordabilité relative
$n_{r-\varepsilon}$	Accordabilité relative de la contribution ε
P	Polarisation
P_r	Polarisation rémanente
P_{sat}	Polarisation à saturation
S_{capa}	Distance entre les électrodes du condensateur ferroélectrique en topologie coplanaire
S_f	Surface de l'électrode déposée sur le matériau ferroélectrique
S_{ligne}	Distance entre la masse et la ligne CPW pour connecter condensateur ferroélectrique en topologie coplanaire
t	Temps
T	Température
$\tan \delta$	Tangente d'angle de pertes
$\tan \delta_{\alpha}$	Tangente d'angle de pertes associée aux sauts des parois de domaines
$\tan \delta_{rl}$	Tangente d'angle de pertes associée à la maille
$\tan \delta_{r-rev}$	Tangente d'angle de pertes associée aux vibrations des parois de domaines
T_C	Température de Curie
t_f	Épaisseur du matériau ferroélectrique
V_{AC}	Tension d'excitation sinusoïdale
V_{DC}	Tension de polarisation de l'échantillon
V_t	Tension appliquée au matériau ferroélectrique pour la mesure de capacité
ω	Pulsation du signal ou de mesure
W_{capa}	Largeur du condensateur ferroélectrique en topologie coplanaire
W_{ligne}	Largeur de la ligne CPW pour connecter condensateur ferroélectrique en topologie coplanaire
y	Proportion de strontium dans le BST

Table des figures

1.1	Principe de fonctionnement de deux types d'antennes à réflecteurs, d'un réflecteur parabolique (a) et d'un réseau réflecteur (b).	14
1.2	Différentes topologies de patches en technologie circuits imprimés. Patches avec des stubs [6, 7] (a), patches avec rotation pour la polarisation circulaire [8] (b), patches chargés avec des fentes [10] (c) et patches de forme fractale [11] (d).	16
1.3	Exemples de résonateurs diélectriques avec un ruban métallique [14] (a) et une fente de couplage [15] (b), pour ajuster la phase réfléchie.	17
1.4	Cellule phoenix pour plusieurs états. L'état final et l'état initial sont identiques. [17]	17
1.5	Cellule avec plusieurs fentes pour augmenter la bande passante [20].	18
1.6	Présentation de deux possibilités pour charger un patch avec une diode varicap : entre les moitiés du patch [29] (a) entre le patch et la masse [30] (b).	20
1.7	Cellule combinant diodes PIN et diodes varicap [31]	21
1.8	Cellule utilisant un déphaseur à base d'hybride 90° et amplificateur [32].	21
1.9	Cellule à base de cristaux liquides avec plusieurs dipôles pour augmenter la bande passante, [26]. Vue du dessus (a) et de côté (b).	22
1.10	Exemple de cellules annulaires avec des MEMS pour contrôler la phase réfléchie par la cellule [34].	22
1.11	Exemples de cellules à phase quantifiée, de forme nœud papillon avec des diodes PIN [36] (a) et de forme pseudo-anneaux avec des MEMS [38] (b).	23
1.12	Présentation de la cellule utilisée par Girard dans [39]. Le dipôle actif est en noir, les autres sont en gris. Zoom sur un dipôle actif (a) et sur un dipôle inactif (b).	24
1.13	Cellule utilisant un déphase à base de ligne couplée au patch. La longueur de la ligne est choisie grâce aux interrupteurs MEMS [41].	24
1.14	Maille cristallographique de la structure pérovskite ABO_3 (a). Déplacement des ions dans la phase ferroélectrique tétragonale (b) [44].	26
1.15	Diagramme de phase du $BaTiO_3$ en fonction de la température [45].	26
1.16	Présentation des différentes phases dans lesquelles une phase pérovskite peut se trouver.	27
1.17	Diagramme de phase du $BaSrTiO_3$ en fonction de la composition [46].	27
1.18	Schéma de grains dans un polycristal (a) et schéma d'un joint de grain avec deux orientations cristallines différentes (b).	28
1.19	Permittivité relative en fonction de la température pour une couche mince et une céramique de $Ba_{0,7}Sr_{0,3}TiO_3$ (a) [47] et pour différentes tailles de grain pour une couche mince de $Ba_{0,8}Sr_{0,2}TiO_3$ (b) [48].	28

1.20	Représentation des lignes de champ dans un condensateur en topologie métal isolant métal (a) et dans le cas d'une topologie coplanaire (b) [50].	29
1.21	Illustration de la méthode d'ablation par laser pulsé (a) et de la pulvérisation (b).	31
1.22	Illustration de la méthode par CSD (a) et par CVD (b).	32
1.23	Exemple de structure en grain avec la polarisation représentée (a). Exemple de la polarisation en fonction du champ appliqué (b).	33
1.24	Cycles $P(E)$ à 50 Hz sur des échantillons de PZT (57/43) et de BST (80/20).	34
1.25	Vue du dessus (a) et de côté (b) de la structure utilisée pour la caractérisation diélectrique de couche mince.	34
1.26	Schéma équivalent d'un condensateur à pertes (a) et tension et courant à ses bornes (b).	35
1.27	Cycles $\varepsilon'_r(E)$ (a) et $\tan \delta(E)$ (b) à 10 kHz sur des échantillons de PZT (57/43) et de BST (80/20).	36
1.28	Schéma de plusieurs domaines ferroélectriques (a) et d'une paroi entre deux domaines à 180° (b) et énergie potentielle d'une paroi en fonction de sa position (c) [2, 62].	38
1.29	Exemples de permittivités en fonction du champ E_{AC} sur des échantillons de $\text{Ba}_{0,80}\text{Sr}_{0,20}\text{TiO}_3$ (a) et de $\text{Pb}_{0,57}\text{Zr}_{0,47}\text{TiO}_3$ (b), mesurées à 100 kHz.	39
1.30	Exemple de ligne coplanaire utilisée pour la caractérisation par méthode propagative.	41
1.31	Capacité de type MIM permettant la caractérisation en basses et hautes fréquences d'une couche mince.	42
1.32	Présentation de la topologie de capacité coplanaire modélisée par Vendik dans [87] (a) et représentation des lignes de champ dans la structure (b).	43
1.33	Exemples de filtres micro-ondes incorporant des capacités ferroélectriques.	44
1.34	Exemples de topologies de déphaseurs utilisant des matériaux ferroélectriques. À base de ligne coplanaire (a) [51] et de ligne chargée par des capacités localisées (b) [96].	45
1.35	Exemples d'antennes à fentes chargées par des capacités ferroélectriques. Antenne à fente (a) [3, 100] et antenne patch (b) [99].	46
1.36	Présentation de deux topologies d'alimentations d'antennes réseaux. Structure parallèle (a) [102] et structure série (b) [103].	47
1.37	Cellule pour une application réseau réflecteur utilisant un patch coupé en deux déposé sur un film ferroélectrique [60, 104].	48
2.1	Maille cristallographique de BaSrTiO_3 complète (a) et avec une lacune d'oxygène (b).	53
2.2	Protocole d'élaboration des couches minces par voie chimique utilisé à l'IETR.	54
2.3	Diagrammes de diffraction aux rayons X pour différents taux de dopant des couches minces de BST (a) et exemple de coupe transversale obtenue au MEB (b).	55
2.4	Vue du dessus (a) et de côté (b) de la structure utilisée pour la caractérisation diélectrique de couche mince.	55
2.5	Polarisation en fonction du champ appliqué pour les différents taux de dopant, à 50 Hz et à température ambiante.	56
2.6	Permittivité relative (a) et pertes (b) en fonction du champ appliqué à 100 kHz pour les différents taux de dopant.	57

2.7	Accordabilité, pertes (a) et facteur de mérite (b) à 100 kHz en fonction du taux de dopant.	58
2.8	Permittivité relative (a) et pertes (b) en fonction de la fréquence pour les différents taux de dopant. L'augmentation importante des pertes à partir de 100 kHz est artificielle et vient de la résonance de l'analyseur d'impédance, pas du matériau.	58
2.9	Exemple de loi hyperbolique obtenue à partir de données expérimentales à 100 kHz pour deux taux de dopant.	60
2.10	Parties réelle (a) et imaginaire (b) de la contribution de la maille ε_{rl} pour les différents taux de dopant. L'augmentation à hautes fréquences sur la partie imaginaire est artificielle et est due à une résonance de l'analyseur d'impédance.	61
2.11	Diagramme d'Argand (a) et pentes de diffusion (b) pour les différents taux de dopant.	62
2.12	Partie réelle de la contribution des vibrations de parois de domaines ε_{r-rev} pour les différents taux de dopant (a). Coefficient ε'_{f-rev} associé à la vibration des parois de domaine en fonction du taux de dopant (b).	64
2.13	Parties réelle (a) et imaginaire (b) de la contribution du saut de parois de domaines α_r pour les différents taux de dopant.	64
2.14	Coefficients α'_f et α''_f (a) et leur inverse (b) en fonction du taux de dopant.	65
2.15	Permittivité (a) et pertes diélectriques (b) en fonction du champ DC appliqué, mesurées avec deux valeurs du champ AC.	69
2.16	Parties réelle (a) et imaginaire (b) de la permittivité, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.	69
2.17	Permittivité relative à 100 kHz, sous deux champs de polarisation DC, en fonction du champ AC appliqué.	70
2.18	Parties réelle (a) et imaginaire (b) du paramètre du saut de parois de domaines, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.	71
2.19	Facteur de dissipation du paramètre du saut de parois de domaines, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.	71
2.20	Parties réelle (a) et imaginaire (b) du paramètre du saut de parois de domaines, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.	74
2.21	Facteur de dissipation du paramètre de la vibration de parois de domaines, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.	74
2.22	Parties réelle (a) et imaginaire (b) de la contribution de la maille, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.	75
2.23	Facteur de dissipation de la contribution de la maille, à 100 kHz, en fonction du champ DC appliqué.	75
2.24	Accordabilité et FoM , à 100 kHz, en fonction du champ AC appliqué.	76
3.1	Permittivité relative (a) et pertes (b) en fonction de la fréquence pour différentes températures sur un échantillons de PZT sur inox [2].	80
3.2	Permittivité (a) et pertes (b) en fonction de la fréquence pour différentes températures. L'augmentation des pertes au delà de 100 kHz est due à une résonance provoquée par l'impédance-mètre.	82
3.3	Permittivité relative, pertes pour différentes fréquences et (a), accordabilité et FoM à 100 kHz sous 230 kV/cm (b) en fonction de la température.	83
3.4	Permittivité relative en fonction du champ appliqué pour différentes températures à une fréquence de 10 kHz.	84

3.5	Capacité de type MIM permettant la caractérisation en basses et hautes fréquences d'une couche mince.	89
3.6	Permittivité, pertes (a) et accordabilité (b) en fonction de la fréquence pour différents champs appliqués.	90
3.7	Permittivité en fonction du champ appliqué pour différentes fréquences. . .	91
3.8	Comparaison des facteurs de qualité obtenus dans la littérature et dans ce travail sous un champ électrique appliqué de 400 kV/cm en fonction de la fréquence.	92
3.9	Vue de dessus de la topologie de caractérisation proposée (a) et schéma équivalent associé (b). $W_{ligne} = W_{cond} = 30 \mu\text{m}$; $S_{ligne} = 150 \mu\text{m}$	94
3.10	Topologie considérée dans les modèles de Vendik et de Gevorgian (a). Représentation des différentes contribution de la capacité entre deux plaques (b).	95
3.11	Capacités simulées sans correction et données par le modèle de Vendik (a) et écarts relatifs entre les deux (b).	96
3.12	Capacités simulées sans correction et données par le modèle de Vendik (a) et écarts relatifs entre les deux (b).	96
3.13	Représentation des lignes de champ entre les deux armatures de la capacité et la masse pour une capacité de faible largeur (a) et pour une largeur importante (b).	97
3.14	Capacités simulées sans correction et données par le modèle de Vendik (a) et écarts relatifs entre les deux (b).	97
3.15	Exemple d'un circuit de caractérisation coplanaire réalisé (a) et zoom sur le condensateur ferroélectrique (b).	98
3.16	Amplitude de l'onde transmise (a) et capacité série (b) mesurées à l'aide de la topologie coplanaire, en fonction de la fréquence et pour les différentes largeurs W_{capa}	98
3.17	Permittivité relative et pertes mesurées (a) et accordabilité sous 200 kV/cm (b) avec les deux topologies de mesure étudiées.	99
4.1	Schéma de principe la cellule simple-fente chargée par une capacité variable (a) et schéma équivalent associé à base de ligne (b) à base de composants localisés (c).	104
4.2	Exemple de phase réfléchié par une cellule simple-fente (a) et déphasage maximum (b) en fonction de la fréquence.	105
4.3	Représentation 3D de la cellule dans le guide d'onde (a) et schéma équivalent associé (b).	106
4.4	Cellule simple-fente réelle avec les axes de symétries (a) demi-cellule simple-fente (b) et quart de cellule simple-fente (c) utilisant les symétries.	106
4.5	Topologie de la cellule simple fente proposée. Motif réalisé sur le substrat d'alumine avec zoom sur la capacité ferroélectrique (a) et empilement utilisé pour la simulation (b). $W_{cond} = 30 \mu\text{m}$; $W_{capa} = 75 \mu\text{m}$; $S_{capa} = 7 \mu\text{m}$; $d = 15,7 \text{ mm}$	108
4.6	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes longueurs L_s de la fente et pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140.	109
4.7	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes largeurs W_s de la fente et pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140.	109

4.8	Topologie de la cellule avec le circuit de polarisation (a) et zoom sur le circuit de polarisation (b). $L_s = 12,5 \text{ mm}$; $W_s = 2,5 \text{ mm}$; $L_c = 2 \text{ mm}$; $W_f = 4 \text{ mm}$; $S_e = 30 \text{ }\mu\text{m}$; $L_i = 3,5 \text{ mm}$; $S_i = 400 \text{ }\mu\text{m}$; $W_i = 600 \text{ }\mu\text{m}$	110
4.9	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées sans et avec circuit de polarisation pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140.	111
4.10	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes largeurs de ligne W_i pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140.	112
4.11	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes largeurs de ligne S_i pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140.	112
4.12	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées avec circuit de polarisation pour différentes valeurs de la permittivité.	113
4.13	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes largeurs du gap dans la capacité ferroélectrique ligne S_{capa} pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140.	113
4.14	Cellule réalisée (a) et zoom sur la capacité ferroélectrique (b).	114
4.15	Cellule dans le support (a) et guide d'onde (b) utilisés pour la mesure des cellules.	115
4.16	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies mesurées pour un champ appliqué de 0 kV/cm à 400 kV/cm.	116
4.17	Fréquence de résonance de la cellule simple-fente (a) et déphasage réalisé (b) simulés et mesurés en fonction du champ appliqué.	116
4.18	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies et coefficient de réflexion (c) simulées d'un résonateur RLC avec pertes pour différentes valeurs de R	117
4.19	Topologie de la cellule avec le nouveau circuit de polarisation. Motif réalisé sur le substrat avec zoom sur la capacité ferroélectrique (a) et empilement utilisé pour la simulation (b). $L_s = 12,5 \text{ mm}$; $W_s = 2,5 \text{ mm}$; $L_c = 2 \text{ mm}$; $W_f = 4 \text{ mm}$; $W_{cond} = S_e = 30 \text{ }\mu\text{m}$; $L_i = 3,5 \text{ mm}$; $S_i = 400 \text{ }\mu\text{m}$; $W_i = 600 \text{ }\mu\text{m}$; $W_{capa} = 105 \text{ }\mu\text{m}$; $S_{capa} = 7 \text{ }\mu\text{m}$; $d = 15,7 \text{ mm}$	119
4.20	Photographie de la cellule avec une couche de lissage de SU8.	119
4.21	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies mesurées pour un champ appliqué de 0 kV/cm à 400 kV/cm pour la cellule avec couche de lissage à base de SU8 et avec du cuivre déposé par pulvérisation.	120
4.22	Représentation dans un abaque de Smith du coefficient de réflexion mesuré pour les cellules simple-fente sans et avec couche de SU8 pour le lissage et avec du cuivre déposé par pulvérisation.	120
4.23	Déphasages réalisés simulé et mesuré, à la fréquence centrale, par la cellule simple-fente avec couche de SU8 pour le lissage et avec du cuivre déposé par pulvérisation, en fonction du champ appliquée.	120
4.24	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour des permittivités du matériau ferroélectrique de 350 et 140 pour la cellule avec couche de lissage à base de SU8 et avec une conductivité du cuivre de $4,3 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$ et de $1,9 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$	121
4.25	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies mesurées pour un champ appliqué de 0 kV/cm à 400 kV/cm pour la cellule sans couche de lissage et avec du cuivre déposé par évaporation.	122
4.26	Déphasages réalisés simulé et mesuré, à la fréquence centrale, par la cellule simple-fente avec du cuivre déposé par évaporation, en fonction du champ appliquée.	122

4.27	Schéma de la cellule triple-fente considérée avec zoom sur la capacité ferroélectrique. $L_{s2} = 18$ mm, $L_{s1} = 8$ mm, $W_{s1} = W_{s2} = 5$ mm, $e_f = 3$ mm, $W_{cond} = 30$ μ m, $W_{capa} = 145$ μ m et $S_{capa} = 7$ μ m	124
4.28	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes permittivités du matériau ferroélectrique en fonction de la fréquence pour la cellule triple-fente sans circuit de polarisation.	125
4.29	Écart type de phase pour 4 états choisis pour la cellule triple-fente sans circuit de polarisation, en fonction de la fréquence.	125
4.30	Schéma présentant la fente interne uniquement (a) et les fentes externes uniquement (b).	126
4.31	Phases et amplitudes réfléchies simulées pour la fente interne uniquement (a), (c) et pour les fentes externes uniquement (b), (d).	126
4.32	Phase réfléchie simulée pour différents états de la cellule triple-fente et pour $L_{s2} = 17$ mm (a), $L_{s2} = 18$ mm (b) et $L_{s2} = 19$ mm (c).	128
4.33	Phase (a,b) et amplitude (c,d) réfléchies simulées pour différentes permittivités du matériau ferroélectrique en fonction de la fréquence pour la cellule triple-fente sans circuit de polarisation pour deux distances entre les fentes $e_f = 3$ mm (a,c) et $e_f = 0,5$ mm (b,d).	129
4.34	Écart type de phase pour 4 états choisis pour la cellule triple-fente sans circuit de polarisation et pour différentes largeurs entre les fentes en fonction de la fréquence.	129
4.35	Schéma de la cellule triple-fente avec circuit de polarisation considérée avec zoom sur la capacité ferroélectrique. $L_{s2} = 18$ mm, $L_{s1} = 8$ mm, $W_{s1} = W_{s2} = 5$ mm, $e_f = 3$ mm, $W_i = 1$ mm, $S_i = 400$ μ m, $L_c = 3,5$ mm, $m = 2,5$ mm, $W_f = W_c = 4$ mm, $S_e = W_{cond} = 30$ μ m, $W_{capa} = 190$ μ m et $S_{capa} = 7$ μ m	130
4.36	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes permittivités du matériau ferroélectrique en fonction de la fréquence.	131
4.37	Écart type de phase pour 4 états choisis avec et sans circuit de polarisation (a) et couplage entre le mode TE ₁₀ et TE ₀₁ pour différentes permittivités du matériau ferroélectrique (b) simulés en fonction de la fréquence.	131
4.38	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies pour deux champs appliqués et écart type de phase calculé à partir de 4 états choisis (c) simulées en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de S_{capa}	132
4.39	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies mesurées pour différents champs appliqués à la fréquence centrale. Déphasage simulé et mesure, à la fréquence centrale, en fonction du champ appliqué (c)	133
5.1	Cellule simple-fente considérée pour la modélisation (a), emplacement dans le guide d'onde (b) et schéma équivalent proposé pour la cellule (c). Cellule avec un guide d'onde en court-circuit (d) et schéma équivalent associé (e).	140
5.2	Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes longueurs de la fente L_s allant de 19 mm à 26 mm, par pas de 1 mm.	141
5.3	Cellule triple-fente considérée pour la modélisation (a) et schéma équivalent associé (b).	142
5.4	Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes longueurs de la fente L_s allant de 16 mm à 24 mm par pas de 1 mm avec $L_{s2} = 27$ mm.	143

5.5	Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes longueurs de la fente L_s allant de 16 mm à 24 mm par pas de 1 mm avec $L_{s2} = 25$ mm (a) et $L_{s2} = 31$ mm (b).	144
5.6	Écart de phase moyen entre le circuit équivalent et la simulation EM en fonction de la longueur de la fente externe L_{s2}	145
5.7	Phase réfléchie pour le circuit équivalent et pour la simulation EM dans le cas de la cellule avec et sans couplages, pour différentes longueurs de la fente interne L_{s1} avec $L_{s2} = 27$ mm (a). Écart de phase entre le circuit équivalent et la simulation EM en fonction de la longueur de la fente externe L_{s2} (b).	146
5.8	Cellule simple-fente considérée sans port interne (a) et schéma équivalent associé (b). Cellule simple-fente reconfigurable considérée avec chargement capacitif (c) et schéma équivalent associé (d).	148
5.9	Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes longueurs de la fente L_s allant de 16 mm à 21 mm par pas de 1 mm sans capacité variable (a) et avec capacité variable pour $L_{s1} = 18$ mm (b).	149
5.10	Cellule simple-fente considérée avec port interne (a) et schéma équivalent utilisé pour l'extraction (b). Schéma de l'ajout de la capacité localisée et du guide d'onde en post-traitement (c) et schéma équivalent de la cellule avec une capacité variable (d).	149
5.11	Paramètres S obtenus avec HFSS (+) et prédits avec le circuit équivalent (—) pour la cellule sans capacité variable pour une longueur $L_s = 20$ mm.	150
5.12	Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes valeurs de la capacité de chargement C modifiée par pas de 10 fF, pour des longueurs $L_s = 19$ mm (a) et $L_s = 16$ mm (b).	150
5.13	Cellule triple-fente considérée avec port interne (a) et schéma équivalent associé utilisé pour l'extraction (b).	152
5.14	Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes valeurs de la capacité de chargement C modifiée par pas de 10 fF et pour différentes longueurs ($L_{s1} = 14$ mm, $L_{s2} = 27$ mm) (a), ($L_{s1} = 12$ mm, $L_{s2} = 25$ mm) (b) et ($L_{s1} = 14$ mm, $L_{s2} = 25$ mm) (c).	153
5.15	Phase simulée avec HFSS (+) et prédite avec le circuit équivalent (—) pour différentes valeurs de la capacité de chargement C modifiée par pas de 10 fF et pour différentes hauteurs de la cellule dans le guide $h_{air} = 13,7$ mm (a) et $h_{air} = 17,7$ mm (b) avec $L_{s1} = 12$ mm et $L_{s2} = 27$ mm.	153
A.1	Incertitudes relatives sur la capacité (a) et sur les pertes diélectriques (b) mesurées à l'aide de l'impédance-mètre, en fonction de la fréquence pour deux capacités mesurées.	161
A.2	Intervalles d'incertitude sur la phase réfléchie (a) et incertitudes relatives sur la capacité (b) mesurée à l'aide de l'analyseur de réseaux, en fonction de la fréquence.	161
A.3	Intervalles d'incertitude sur l'amplitude réfléchie (a) et incertitudes sur les pertes diélectriques (b) mesurées à l'aide de l'analyseur de réseaux, en fonction de la fréquence.	162
A.4	Incertitudes sur la permittivité de la couche mince dues aux incertitudes sur la surface de l'électrode et sur l'épaisseur du matériau, en fonction de fréquence.	162

B.1	Vue en coupe de la cellule dans le guide d'onde.	163
B.2	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes épaisseurs du substrat h_{sub} de la fente et pour deux états de polarisation.	164
B.3	Phase (a) et amplitude (b) réfléchies simulées pour différentes hauteurs de suspensions dans le guide d de la fente et pour deux états de polarisation. .	164

Liste des tableaux

1.1	Tableau récapitulatif des propriétés des différentes technologies disponibles pour rendre reconfigurable un dispositif hyperfréquences. Les données proviennent de [22, 24, 26, 27].	19
2.1	Exposants, pondérations et facteurs de dissipation pour les différentes composantes de la contribution de la maille pour les différents taux de dopant.	62
2.2	Exposants, pondérations et facteurs de dissipation pour la contribution du saut de parois de domaines pour les différents taux de dopant.	65
2.3	Valeurs des coefficients et poids dans la permittivité totale des différentes contributions (a) et valeurs de $\tan \delta$ et poids dans les pertes totales des différentes contributions (b) pour les différents taux de dopant à 100 kHz et pour une amplitude E_{AC} de 12 kV/cm.	66
2.4	Coefficients d'ajustement pour les parties réelles et imaginaires des contributions des sauts de parois de domaines, de vibrations de parois de domaines et de la maille. E_c et w sont donnés en kV/cm et $A_{max-\alpha}$ et $A_{\infty-\alpha}$, qui se réfèrent la contribution du saut de parois de domaines, en cm/kV. Pour la permittivité totale, les valeurs sont données pour un champ AC de 12 kV/cm.	72
2.5	Résumé des poids des contributions dans la permittivité, les pertes et l'accordabilité. Les valeurs sont données pour une amplitude du champ AC de 12 kV/cm	76
3.1	Comparaison de la stabilité en température des couches minces. La flèche indique un gradient de composition du haut vers le bas. Si un élément est indiqué, il s'agit d'un gradient de dopage. Les deux barres parallèles indiquent que les deux matériaux sont connectés en « parallèle ». Les matériaux sont triés par complexité de mise en œuvre croissante.	87
3.2	Comparaison des facteurs de qualité obtenus dans la littérature sous un champ électrique appliqué de 400 kV/cm.	92
4.1	Influence de la largeur entre les fentes sur la bande passante, les pertes moyennes et l'agilité nécessaire de la cellule.	130
A.1	Valeurs des coefficients E_P , Z_s et Y_0 en fonction de la fréquence.	160

Bibliographie

- [1] T. MAKDISSY, *Nouvelles topologies de cellules déphaseuses à coût et complexité réduits pour les antennes réseaux réflecteurs large bande*. Thèse de doctorat, INSA de Rennes, Janvier 2013. [25](#), [104](#), [107](#), [114](#), [123](#), [125](#), [131](#)
- [2] C. BORDERON, *Développement et étude des matériaux ferroélectriques accordables en vue d'une application pour les antennes intelligentes*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, Octobre 2008. [10](#), [31](#), [34](#), [35](#), [37](#), [38](#), [41](#), [52](#), [53](#), [76](#), [80](#), [170](#), [171](#)
- [3] V. H. NGUYEN, C. BORDERON, R. BENZERGA, C. DELAVEAUD, A. SHARAIHA et H. W. GUNDEL, « Miniaturized and reconfigurable notch antennas using a BST thin film varactor », in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI)*, p. 1–2, [2012](#). [10](#), [46](#), [170](#)
- [4] D. BERRY, R. MALECH et W. KENNEDY, « The reflectarray antenna », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 11, p. 645–651, [Nov 1963](#). [15](#)
- [5] J. HUANG et J. A. ENCINAR, *Reflectarray Antennas*. John Wiley, 2008. [15](#)
- [6] T. METZLER, « Stub loaded microstrip reflectarrays », in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1995. AP-S. Digest*, vol. 1, p. 574–577, [June 1995](#). [15](#), [16](#), [169](#)
- [7] R. JAVOR, X.-D. WU et K. CHANG, « Design and performance of a microstrip reflectarray antenna », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 43, no. 9, p. 932–939, [1995](#). [15](#), [16](#), [169](#)
- [8] J. HUANG et J. POGORZELSKI, « Microstrip reflectarray with element having variable rotation angles », *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium Digest*, vol. 2, p. 1280–1283, [July 1997](#). [16](#), [169](#)
- [9] S. TARGONSKI et D. POZAR, « Analysis and design of a microstrip reflectarray using patches of variable size », *IEEE Symposium on Antennas and Propagation Digest*, vol. 3, p. 1820–1823, [June 1994](#). [16](#)
- [10] L. MARNAT, *Développement de techniques de synthèse de réseaux réflecteurs imprimés - Application à la conception d'antennes spatiales bipolarisées en bande Ku*. Thèse de doctorat, INSA Rennes, Décembre 2009. [16](#), [169](#)
- [11] F. ZUBIR, M. RAHIM, O. AYOP, A. WAHID et H. MAJID, « Design and analysis of microstrip reflectarray antenna with minkowski shape radiating element », *Progress In Electromagnetics Research B*, vol. 24, p. 317–331, [August 2010](#). [16](#), [169](#)
- [12] K. M. LUK et K. W. LEUNG, *Dielectric Resonator Antennas*. Research Studies Press, 2002. [16](#)
- [13] A. PETOSA, A. ITTIPIBOON, Y. ANTAR, D. ROSCOE et M. CUHACI, « Recent advances in dielectric-resonator antenna technology », *Antennas and Propagation Magazine, IEEE*, vol. 40, p. 35–48, [Jun 1998](#). [16](#)

- [14] M. JAMALUDDIN, R. SAULEAU, X. CASTEL, R. BEZERGA, L. LE COQ, R. GILLARD et T. KOLECK, « Desing, fabrication and characterization of a dielectric resonator antenna reflectarray in Ka-band », *Progress In Electromagnetics Research B*, vol. 25, p. 261–275, 2010. 16, 17, 169
- [15] A. ABD-ELHADY, S. ZAINUD-DEEN, A. MITKEES et A. KISHK, « Dual sized varying slot lengths loading dielectric resonator reflectarray », *International Journal of Electromagnetics and Applications*, vol. 2, no. 3, p. 46–50, 2012. 16, 17, 169
- [16] J. ENCINAR, M. ARREBOLA, M. DEJUS et C. JOUVE, « Design of a 1-metre reflectarray for DBS application with 15% bandwidth », in *6th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, p. 1–5, 2006. 17
- [17] L. MOUSTAFA, R. GILLARD, F. PERIS, R. LOISON, H. LEGAY et E. GIRARD, « The phoenix cell : A new reflectarray cell with large bandwidth and rebirth capabilities », *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, vol. 10, p. 71–74, 2011. 17, 110, 124, 169
- [18] M. KHARBECH, *Cellules à fentes pour réseaux réflecteurs imprimés - Amélioration de la stabilité du diagramme unitaire et extension à la reconfigurabilité*. Thèse de doctorat, INSA Rennes, 2011. 17, 123
- [19] C. YANN, *Modélisation électromagnétique de cellules actives environnées - Application à l'analyse et la synthèse d'une antenne reflectarray à balayage électronique*. Thèse de doctorat, INSA de Rennes, 2012. 17, 158
- [20] T. MAKDISSY, R. GILLARD, E. FOURN, E. GIRARD et H. LEGAY, « Triple-slot phase-shifting cell loaded with capacitances for reflectarray applications », in *6th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, p. 3703–3706, 2012. 17, 18, 49, 104, 142, 169
- [21] « MGVS series GaAs hyperabrupt varactor diodes datasheet (Aeroflex) », Consulté le 24 juin 2015. 18
- [22] S. GEVORGIAN, *Ferroelectrics in microwave devices, circuits and systems*. Springer, 2009. 18, 19, 28, 29, 43, 94, 177
- [23] B. STARK, « Mems reliability assurance guidelines for space applications », *JPL Publication*, vol. 99-1, 1999. 19
- [24] D. J. FONSECA, et M. SEQUERA, « On mems reliability and failure mechanisms », *International Journal of Quality, Statistics, and Reliability*, 2011. 19, 177
- [25] G. PEREZ-PALOMINO, M. BARBA, J. ENCINAR, R. CAHILL, R. DICKIE, P. BAINE et M. BAIN, « Design and Demonstration of an Electronically Scanned Reflectarray Antenna at 100 GHz Using Multi-Resonant Cells Based on Liquid Crystals », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, no. 99, p. 1–6, 2015. 19
- [26] G. PEREZ-PALOMINO, P. BAINE, R. DICKIE, M. BAIN, J. ENCINAR, R. CAHILL, M. BARBA et G. TOSO, « Design and experimental validation of liquid crystal-based reconfigurable reflectarray elements with improved bandwidth in F-band », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, no. 4, p. 1704–1713, 2013. 19, 22, 169, 177
- [27] V. LAUR, *Contribution à la réalisation de circuits hyperfréquences reconfigurables à partir de couches minces ferroélectriques : des matériaux aux dispositifs*. Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, Novembre 2007. 19, 30, 41, 177
- [28] M. PARNES, O. VENDIK et V. KOROLKOV, « Design of a steerable reflect-array antenna with semiconductor tunable varactor diodes », in *Progress In Electromagnetics Research Symposium*, p. 130–132, 2006. 20

- [29] S. HUM, M. OKONIEWSKI et R. DAVIES, « Modeling and design of electronically tunable reflectarrays », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, no. 8, p. 2200–2210, 2007. 20, 169
- [30] L. BOCCIA, G. AMENDOLA et G. DI MASSA, « Performance improvement for a varactor-loaded reflectarray element », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 58, no. 2, p. 585–589, 2010. 20, 114, 169
- [31] J. PERRUISSEAU-CARRIER, « Dual-polarized and polarization-flexible reflective cells with dynamic phase control », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 58, no. 5, p. 1494–1502, 2010. 20, 21, 169
- [32] K. K. KISHOR, *An active reconfigurable reflectarray antenna*. Thèse de doctorat, University of Toronto, 2010. 21, 169
- [33] R. MARIN, A. MOSSINGER, J. FREESE et R. JAKOBY, « Characterization of 35 GHz tunable reflectarray unit cells using highly anisotropic liquid crystal », in *German Microwave Conference*, March 2006. 21
- [34] T. MAKDISSY, R. GILLARD, E. FOURN, E. GIRARD et H. LEGAY, « Dual-annular slot phase-shifting cell loaded with MEMS switches for reconfigurable reflectarray », in *33rd ESA antenna workshop on challenges for space antenna systems*, October 2011. 22, 169
- [35] S. EBADI, R. GATTI et R. SORRENTINO, « Linear reflectarray antenna design using 1-bit digital phase shifters », in *3th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, p. 3729–3732, 2009. 23
- [36] R. PEREIRA, *Conception d'une cellule déphaseuse active bipolarisation pour réseaux réflecteurs en bande X*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I, Janvier 2011. 23, 106, 114, 123, 124, 137, 151, 169
- [37] S. MONTORI, F. CACCIAMANI, R. GATTI, E. CARRASCO, M. BARBA, J. ENCINAR et R. SORRENTINO, « Wideband dual-polarization reconfigurable elementary cell for electronic steerable reflectarray at Ku-band », in *4th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, p. 1–5, 2010. 23
- [38] J. PERRUISSEAU-CARRIER et A. SKRIVERVIKY, « Monolithic MEMS-based reflectarray cell digitally reconfigurable over a 360 ° phase range », *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, vol. 7, p. 138–141, 2008. 23, 169
- [39] E. GIRARD, *Conception et simulation de cellules rayonnantes déphaseuses pour réseau réflecteur à polarisation circulaire*. Thèse de doctorat, INSA de Rennes, 2003. 24, 169
- [40] O. BAYRAKTAR, K. TOPALLI, M. UNLU, I. ISTANBULLUOGLU, E. U. TEMOCIN, H. I. ATASOY, O. A. CIVI, S. DEMIR, S. KOC et T. AKIN, « Reconfigurable reflectarray using RF MEMS technology », in *6th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, p. 1–4, 2006. 24
- [41] O. BAYRAKTAR, O. CIVI et T. AKIN, « Beam switching reflectarray monolithically integrated with RF MEMS switches », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 2, p. 854–862, 2012. 24, 169
- [42] D. BUCK, « Ferroelectric for digital information storage and switching », Mém. D.E.A., Massachusetts Institute of Technology, 1952. 25
- [43] J. F. SCOTT, « The physics of ferroelectric ceramic thin films for memory applications », *Ferroelectrics Review*, vol. 1, p. 1–129, 1998. 25

- [44] E. FATUZZO et W. J. MERZ., *Ferroelectricity*. Amsterdam : North-Holland Publishing Company, 1967. [26](#), [169](#)
- [45] W. J. MERZ, « The electric and optical behavior of BaTiO_3 single-domain crystals », *Physical Review*, vol. 76, p. 1221–1225, [1949](#). [26](#), [169](#)
- [46] V. V. LEMANOV, E. P. SMIRNOVA, P. P. SYRNIKOV et E. A. TARAKANOV, « Phase transitions and glasslike behavior in $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{TiO}_3$ », *Phys. Rev. B*, vol. 54, p. 3151–3157, [1996](#). [27](#), [79](#), [169](#)
- [47] T. M. SHAW, Z. SUO, M. HUANG, E. LINIGER, R. B. LAIBOWITZ et J. D. BANIECKI, « The effect of stress on the dielectric properties of barium strontium titanate thin films », *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 14, p. 2129–2131, [1999](#). [28](#), [82](#), [83](#), [169](#)
- [48] J.-G. CHENG, X.-J. MENG, B. LI, J. TANG, S.-L. GUO, J.-H. CHU, M. WANG, H. WANG et Z. WANG, « Ferroelectricity in sol-gel derived $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ thin films using a highly diluted precursor solution », *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 14, p. 2132–2134, [1999](#). [28](#), [29](#), [31](#), [56](#), [83](#), [169](#)
- [49] A. GHALEM, F. PONCHEL, D. REMIENS et T. LASRI, « Broadband dielectric characterization of sapphire/ TiO_2 », *Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 60, no. 5, p. 880–887, [2013](#). [29](#)
- [50] X.-Y. ZHANG, P. WANG, S. SHENG, F. XU et C. K. ONG, « Ferroelectric $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ thin-film varactors with parallel plate and interdigital electrodes for microwave applications », *Journal of Applied Physics*, vol. 104, [2008](#). [29](#), [43](#), [170](#)
- [51] P. M. SUHERMAN, T. J. JACKSON, Y. Y. TSE, I. P. JONES et R. I. CHAKALOVA, « Microwave properties of $\text{Ba}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{TiO}_3$ thin film coplanar phase shifters », *Journal of Applied Physics*, [2006](#). [30](#), [45](#), [170](#)
- [52] A. LE FEBVRIER, *Couches minces et multicouches d'oxydes ferroélectrique (KTN) et diélectrique (BZN) pour applications en hyperfréquences*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 2012. [30](#)
- [53] V. REYMOND, *Nouvelles couches minces et multicouches dérivées de BaTiO_3 : optimisation des propriétés diélectriques*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, 2004. [30](#)
- [54] J. XU, W. MENESKLOU et E. IVERS-TIFFEE, « Processing and properties of BST thin films for tunable microwave devices », *Journal of the European Ceramic Society*, vol. 24, p. 1735–1739, [2004](#). [30](#)
- [55] N. K. PERVEZ, P. J. HANSEN et R. A. YORK, « High tunability barium strontium titanate thin films for rf circuit applications », *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 19, p. 4451–4453, [2004](#). [30](#), [74](#), [92](#)
- [56] U. HASENKOX, S. HOFFMANN et R. WASER, « Influence of precursor chemistry on the formation of MTiO_3 M=Ba,Sr ceramic thin films », *Journal of Sol-Gel Science and Technology*, vol. 12, no. 2, p. 67–79, [1998](#). [31](#), [54](#)
- [57] C. BASCERI, S. K. STREIFFER, A. I. KINGON et R. WASER, « The dielectric response as a function of temperature and film thickness of fiber-textured $(\text{Ba},\text{Sr})\text{TiO}_3$ thin films grown by chemical vapor deposition », *Journal of Applied Physics*, vol. 82, no. 5, p. 2497–2504, [1997](#). [31](#)
- [58] G. WANG, T. POLLEY, A. HUNT et J. PAPAPOLYMEROU, « A high performance tunable RF MEMS switch using barium strontium titanate (BST) dielectrics for reconfigurable antennas and phased arrays », *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, vol. 4, p. 217–220, [2005](#). [31](#)

- [59] C. J. BRIERLEY, C. TRUNDLE, L. CONSIDINE, R. W. WHATMORE et F. W. AINGER, « The growth of ferroelectric oxides by MOCVD », *Ferroelectrics*, vol. 91, p. 181–192, 1989. 31
- [60] M. SAZEGAR, A. GIERE, Y. ZHENG, H. MAUNE, A. MOESSINGER et R. JAKOBY, « Reconfigurable unit cell for reflectarray antenna based on barium-strontium-titanate thick-film ceramic », in *Proceedings of the 39th European Microwave Conference*, p. 598–601, 2009. 31, 47, 48, 170
- [61] D. ZHANG, W. HU, C. MEGGS, B. SU, T. PRICE, D. IDDLES, M. J. LANCASTEUR et T. BUTTON, « Fabrication and characterisation of barium strontium titanate thick film device structures for microwave applications », *Journal of the European Ceramic Society*, vol. 27, p. 1047–1051, 2007. 31
- [62] D. DAMJANOVIC, « Ferroelectric, dielectric and piezoelectric properties of ferroelectric thin films and ceramics », *Reports on Progress in Physics*, vol. 61, no. 9, p. 1267, 1998. 32, 33, 36, 37, 38, 65, 66, 67, 70, 170
- [63] C. B. SAWYER et C. H. TOWER, « Rochelle salt as a dielectric », *Physical Review*, vol. 35, p. 269–273, 1930. 33
- [64] G. CHOI, H. TULLER et D. GOLDSCHMIDT, « Electronic-transport behavior in single-crystalline $\text{Ba}_{0.03}\text{Sr}_{0.97}\text{TiO}_3$ », *Physical Review B*, vol. 34, p. 6972–6979, Nov 1986. 35, 52
- [65] M.-C. CHIU, Y.-C. LEE et F.-S. SHIEU, « Effect of MgO dopant on the microstructure and dielectric properties of rf-sputtered $\text{Ba}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{TiO}_3$ thin films », *Journal of The Electrochemical Society*, vol. 152, no. 11, p. 194–201, 2005. 35, 52
- [66] D. LEVASSEUR, E. BOUYSSOU, R. D. PAOLIS, A. ROUSSEAU, F. COCCETTI, G. GUEGAN, S. PAYAN et M. MAGLIONE, « Systematic tuning of the conduction mechanisms in ferroelectric thin films », *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 25, no. 49, p. 495901, 2013. 35, 57, 59, 61, 74, 92, 158
- [67] J. KIM, S. KIM, W. KIM, T. HA, I.-S. KIM, J.-S. SONG, R. GUO et A. BHALLA, « Improved ferroelectric properties of Cr-doped $\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3$ thin films prepared by wet chemical deposition », *Materials Letters*, vol. 60, no. 19, p. 2322–2325, 2006. 35, 53
- [68] K.-T. KIM et C.-I. KIM, « The effect of Cr doping on the microstructural and dielectric properties of $(\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4})\text{TiO}_3$ thin films », *Thin Solid Films*, vol. 472, no. 1-2, p. 26–30, 2005. 35, 53, 92
- [69] L. MINGLI, X. MINGXIA, L. HUI, L. XIAOLEI et X. TINGXIAN, « Preparation and dielectric properties of Mn-doped $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3$ - MgTiO_3 composite ceramics », *Acta Physico-Chimica Sinica*, vol. 24, no. 8, p. 1405–1410, 2008. 35, 53
- [70] M. JAIN, S. B. MAJUMDER, R. S. KATIYAR, F. A. MIRANDA et F. W. VAN KEULS, « Improvement in electrical characteristics of graded manganese doped barium strontium titanate thin films », *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 12, p. 1911–1913, 2003. 35, 53, 81, 86, 87
- [71] W. HOFMAN, S. HOFFMANN et R. WASER, « Dopant influence on dielectric losses, leakage behaviour, and resistance degradation of SrTiO_3 thin films », *Thin Solid Films*, vol. 305, no. 1-2, p. 66–73, 1997. 35, 53
- [72] K.-T. KIM et C.-I. KIM, « Structure and dielectric properties of Bi-doped $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3$ thin films fabricated by sol-gel method », *Microelectronic Engineering*, vol. 66, no. 1-4, p. 835–841, 2003. 35, 53

- [73] D. DIMOS, M. RAYMOND, R. SCHWARTZ, H. AL-SHAREEF et C. MUELLER, « Tunability and calculation of the dielectric constant of capacitor structures with interdigital electrodes », *Journal of Electroceramics*, vol. 1, no. 2, p. 145–153, 1997. [37](#), [68](#)
- [74] D. V. TAYLOR et D. DAMJANOVIC, « Evidence of domain wall contribution to the dielectric permittivity in PZT thin films at sub-switching fields », *Journal of Applied Physics*, vol. 82, no. 4, p. 1973–1975, 1997. [37](#), [63](#), [64](#)
- [75] N. GHARB et S. TROLIER-MCKINSTRY, « Dielectric nonlinearity of $\text{Pb}(\text{Yb}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ thin films with 100 and 111 crystallographic orientation », *Journal of Applied Physics*, vol. 97, no. 6, p. 064106, 2005. [37](#)
- [76] C. BORDERON, R. RENOUD, M. RAGHEB et H. W. GUNDEL, « Description of the low field nonlinear dielectric properties of ferroelectric and multiferroic materials », *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 11, p. 112903, 2011. [38](#), [60](#)
- [77] A. TAGANTSEV, V. SHERMAN, K. ASTAFIEV, J. VENKATESH et N. SETTER, « Ferroelectric material for microwave tunable applications », *Journal of Electroceramics*, vol. 11, p. 5–66, 2003. [40](#)
- [78] S. GEVORGIAN, L. LINNEN et E. KOLLBERG, « CAD models for shielded multilayered CPW », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, no. 4, p. 772–779, 1995. [40](#)
- [79] L. XIAO, K.-L. CHOY et I. HARRISON, « Co-doped BST thin films for tunable microwave applications », *Surface & Coatings Technology*, vol. 205, p. 2989–2993, 2011. [41](#)
- [80] F. PONCHEL, *ELFI : calculateur électromagnétique pour l'établissement de schémas électriques équivalents aux interconnexions « cuivre » couplées et pour la caractérisation des matériaux*. Thèse de doctorat, Université Lille 1, 2007. [41](#)
- [81] G. GHIONE, « A CAD-oriented analytical model for the losses of general asymmetric coplanar lines in hybrid and monolithic MICs », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 41, p. 1499–1510, Sep 1993. [41](#)
- [82] H. KASSEM, *Caractérisation et Applications Hyperfréquences de Matériaux Ferroélectriques en Couches Minces*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, Avril 2009. [41](#)
- [83] Z. MA, A. J. BECKER, P. POLAKOS, H. HUGGINS, J. PASTALAN, H. WU, K. WATTS, Y. H. WONG et P. MANKIEWICH, « RF measurement technique for characterizing thin dielectric films », *IEEE Transactions on Electronics Devices*, vol. 45, p. 1811–1816, 1998. [41](#), [42](#), [88](#), [89](#)
- [84] M. P. J. TIGGELMAN, *Thin film barium strontium titanate capacitors for tunable RF front-end applications*. Thèse de doctorat, University of Twente, 2009. [42](#), [43](#), [44](#), [92](#)
- [85] M. TIGGELMAN, K. REIMANN, J. LIU, M. KLEE, W. KEUR, R. MAUCZOCK, J. SCHMITZ et R. HUETING, « Identifying dielectric and resistive electrode losses in high-density capacitors at radio frequencies », in *Proc. IEEE Int. Conf. Microelectronic Test Structures*, p. 190–195, 2008. [42](#), [88](#), [89](#), [90](#)
- [86] A. VOROBIEV, P. RUNDQVIST, K. KHAMCHANE et S. GEVORGIAN, « Silicon substrate integrated high Q-factor parallel-plate ferroelectric varactors for microwave/millimeterwave applications », *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 15, p. 3144–3146, 2003. [42](#)

- [87] O. G. VENDIK, S. P. ZUBKO et M. A. NIKOL'SKII, « Modeling and calculation of the capacitance of a planar capacitor containing a ferroelectric thin film », *Technical Physics*, vol. 44, p. 349–355, April 1999. [42](#), [43](#), [94](#), [170](#)
- [88] S. W. KIRCHOEFER, J. M. POND, A. C. CARTER, W. CHANG, K. K. AGARWAL, J. S. HORWITZ et D. B. CHRISEY, « Microwave properties of $\text{Sr}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{TiO}_3$ thin-film interdigitated capacitors », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 18, p. 168–171, [June 1998](#). [43](#)
- [89] S. GEVORGIAN, T. MARTINSSON, P. I. J. LINNÉR et E. L. KOLLBERG, « CAD models for multilayered substrate interdigital capacitors », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 44, p. 896–904, [June 1996](#). [43](#)
- [90] N. DELMONTE, B. WATTS, G. CHIORBOLI, P. COVA et R. MENOZZI, « Test structures for dielectric spectroscopy of thin films at microwave frequencies », *Microelectronics Reliability*, p. 682–685, [February 2007](#). [43](#)
- [91] E. FARDIN, *Barium strontium titanate thin films for tunable microwave applications*. Thèse de doctorat, RMIT University, 2007. [43](#)
- [92] J.-S. FU, *Adaptive Impedance Matching Circuits Based on Ferroelectric and Semiconductor Varactors*. Thèse de doctorat, University of Michigan, 2009. [43](#)
- [93] S. COURRÈGES, Z. ZHAO, K. CHOI, A. HUNT et J. PAPAPOLYMEROU, *Electronically Tunable Ferroelectric Devices for Microwave Applications*. Intech, [March 2010](#). [44](#), [46](#)
- [94] P. G. LAM, *Integration of ferroelectric thin films in tunable microwave devices*. Thèse de doctorat, North Carolina State University, 2010. [44](#)
- [95] I. VENDIK, V. PLESKACHEV et O. VENDIK, « Figure of merit and limiting characteristics of tunable ferroelectric microwave devices », in *Progress In Electromagnetics Research Symposium*, [August 2005](#). [44](#)
- [96] S. SHENG et C. K. ONG, « Distributed transmission line phase shifter using parallel-plate ferroelectric thin film varactors », *Microelectronic Engineering*, vol. 87, p. 1932–1934, [2010](#). [45](#), [170](#)
- [97] J. PARK, J. LU, D. BOESCH, S. STEMMER et R. YORK, « Distributed phase shifter with pyrochlore bismuth zinc niobate thin films », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 16, no. 5, p. 264–266, [2006](#). [45](#)
- [98] J. KENNEY, Y.-K. YOON, M. AHN, M. ALLEN, Z. ZHAO, X. WANG, A. HUNT et D. KIM, « Low-voltage ferroelectric phase shifters from L-to C-band and their applications », in *IEEE 2006 Aerospace Conference*, p. 9, [2006](#). [46](#)
- [99] J. HAI, M. PATTERSON, D. BROWN, Z. CHENHAO, P. KUANCHANG, G. SUBRAMANYAM, D. KUHL, K. LEEDY et C. CERNY, « Miniaturized and reconfigurable CPW square-ring slot antenna loaded with ferroelectric BST thin film varactors », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, p. 3111–3119, [July 2012](#). [46](#), [170](#)
- [100] H. V. NGUYEN, R. BENZERGA, C. BORDERON, C. DELAVEAUD, A. SHARAIHA, R. RELOUD, C. L. PAVEN, S. PAVY, K. NADAUD et H. W. GUNDEL, « Miniaturized and reconfigurable notch antenna based on a BST ferroelectric thin film », *Materials Research Bulletin*, vol. 67, p. 255–260, [2015](#). [46](#), [170](#)
- [101] K. C. PAN, D. BROWN, G. SUBRAMANYAM, R. PENNO, H. JIANG, C. H. ZHANG, M. PATTERSON, D. KUHL, K. LEEDY et C. CERNY, « A reconfigurable coplanar waveguide bowtie antenna using an integrated ferroelectric thin-film varactor », *International Journal of Antenna and Propagation*, [2012](#). [46](#)

- [102] S. E. MOON, H. C. RYU, M. H. KWAK, Y. T. KIM, S.-J. LEE et K.-Y. KANG, « X-band phased array antenna using ferroelectric (Ba,Sr)TiO₃ coplanar waveguide phase shifter », *ETRI Journal*, vol. 27, p. 677–684, [December 2005](#). [47](#), [170](#)
- [103] W. KIM, M. ISKANDER et W. PALMER, « An integrated phased array antenna design using ferroelectric materials and the continuous transverse stub technology », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, [November 2006](#). [47](#), [170](#)
- [104] Y. SHEN, S. EBADI, P. WAHID et X. GONG, « Tunable reflectarray unit cell element using BST technology », in *IEEE Radio and Wireless Symposium (RWS)*, p. 43–46, [2012](#). [47](#), [48](#), [170](#)
- [105] S. LAHIRY et A. MANSINGH, « Sol-gel derived Ba_xSr_{1-x}TiO₃ films for microwaves applications », *Ferroelectrics*, vol. 329, p. 39–42, [2005](#). [51](#)
- [106] B. BAUMERT, L.-H. CHANG, A. MATSUDA, T.-L. TSAI, C. J. TRACY, R. GREGORY, P. FEJES, N. CAVE, W. CHEN, D. TAYLOR, T. OTSUKI, E. FUJII, S. HAYASHI et K. SUU, « Characterization of sputtered barium strontium titanate and strontium titanate-thin films », *Journal of Applied Physics*, vol. 82, no. 5, p. 2558–2566, [1997](#). [51](#)
- [107] B. MITCHELL, *An Introduction to Materials Engineering and Science for Chemical and Materials Engineers*. Wiley, 2004. [52](#)
- [108] C. BORDERON, D. AVERTY, R. SEVENO et H. W. GUNDEL, « Influence of the morphology of barium strontium titanate thin films on the ferroelectric and dielectric properties », *Integrated Ferroelectrics*, vol. 97, no. 1, p. 12–19, [2008](#). [52](#)
- [109] X. DU et I.-W. CHEN, « Fatigue of Pb(Zr_{0.53}Ti_{0.47})O₃ ferroelectric thin films », *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 12, p. 7789–7798, [1998](#). [52](#)
- [110] R.-A. EICHEL, « Structural and dynamic properties of oxygen vacancies in perovskite oxides-analysis of defect chemistry by modern multi-frequency and pulsed epr techniques », *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 13, p. 368–384, [2011](#). [52](#)
- [111] H. IHRIG et D. HENNINGS, « Electrical transport properties of *n*-type batio₃ », *Phys. Rev. B*, vol. 17, p. 4593–4599, [Jun 1978](#). [52](#)
- [112] N. GIRIDHARAN, S. MADESWARAN et R. JAYAVEL, « Structural, morphology and electrical studies on ferroelectric bismuth titanate thin films prepared by sol-gel technique », *Journal of Crystal Growth*, vol. 237-239, Part 1, no. 0, p. 468–472, [2002](#). [53](#)
- [113] R. SCHWARTZ, T. SCHNELLER et R. WASER, « Chemical solution deposition of electronic oxide films », *Comptes Rendus Chimie*, vol. 7, no. 5, p. 433–461, [2004](#). [54](#)
- [114] S. HOFFMANN et R. WASER, « Control of the morphology of CSD-prepared (Ba,Sr)TiO₃ thin films », *Journal of the European Ceramic Society*, vol. 19, no. 6–7, p. 1339–1343, [1999](#). [54](#)
- [115] T.-J. ZHANG, H. NI et W. WANG, « Preparation and characterization of epitaxial-grown Ba_{0.65}Sr_{0.35}TiO₃ thin films by the sol-gel process on Pt/MgO substrates », *Journal of Materials Synthesis and Processing*, vol. 10, no. 1, p. 17–21, [2002](#). [56](#)
- [116] G. LE RHUN, R. BOUREGBA et G. POUILLAIN, « Polarization loop deformations of an oxygen deficient Pb(Zr_{0.25}Ti_{0.75})O₃ ferroelectric thin film », *Journal of Applied Physics*, vol. 96, no. 10, p. 5712–5721, [2004](#). [57](#)
- [117] W. WU, K. H. WONG et C. L. CHOY, « Interface-oxygen-loss-controlled voltage offsets in epitaxial Pb(Zr_{0.52}Ti_{0.48})O₃ thin-film capacitors with La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ electrodes », *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 21, p. 5013–5015, [2004](#). [57](#)

- [118] M. I. MOROZOV et D. DAMJANOVIC, « Charge migration in $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ ceramics and its relation to ageing, hardening, and softening », *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 3, p. 034106, 2010. 59, 61, 82, 83, 158
- [119] A. K. JONSCHER, « Dielectric relaxation in solids », *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 32, no. 14, p. R57, 1999. 60
- [120] A. K. JONSCHER, *Dielectric relaxation in solids*. Chelsea Dielectrics Press Ltd, 1983. 61
- [121] J. MIAO, J. YUAN, H. WU, S. B. YANG, B. XU, L. X. CAO et B. R. ZHAO, « Crystal orientation dependence of the dielectric properties for epitaxial $\text{BaZr}_{0.15}\text{Ti}_{0.85}\text{O}_3$ thin films », *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 2, p. 022903, 2007. 63
- [122] O. BOSER, « Statistical theory of hysteresis in ferroelectric materials », *Journal of Applied Physics*, vol. 62, no. 4, p. 1344–1348, 1987. 64
- [123] W. ZHU, I. FUJII, W. REN et S. TROLIER-MCKINSTRY, « Influence of mn doping on domain wall motion in $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$ films », *Journal of Applied Physics*, vol. 109, no. 6, p. 064105, 2011. 64, 65
- [124] J. E. GARCÍA, R. PÉREZ et A. ALBAREDA, « Contribution of reversible processes to the non-linear dielectric response in hard lead zirconate titanate ceramics », *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 17, no. 44, p. 7143, 2005. 65
- [125] C. BORDERON, R. RENOUD, M. RAGHEB et H. W. GUNDEL, « Dielectric long time relaxation of domains walls in PbZrTiO_3 thin films », *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 7, p. 072902, 2014. 66, 70
- [126] A. K. TAGANTSEV, I. STOLICHNOV, N. SETTER, J. S. CROSS et M. TSUKADA, « Non-kolmogorov-avrami switching kinetics in ferroelectric thin films », *Phys. Rev. B*, vol. 66, p. 214109, 2002. 69
- [127] J. Y. JO, H. S. HAN, J.-G. YOON, T. K. SONG, S.-H. KIM et T. W. NOH, « Domain switching kinetics in disordered ferroelectric thin films », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, p. 267602, 2007. 69
- [128] L. WANG, J. YU, Y. WANG, G. PENG, F. LIU et J. GAO, « Modeling ferroelectric capacitors based on the dipole switching theory », *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 10, p. 104505, 2007. 69
- [129] O. G. VENDIK et S. P. ZUBKO, « Modeling the dielectric response of incipient ferroelectrics », *Journal of Applied Physics*, vol. 82, no. 9, p. 4475–4483, 1997. 69
- [130] D. R. CHASE, L. Y. CHEN et R. a. YORK, « Modeling the capacitive nonlinearity in thin-film BST varactors », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53, no. 10, p. 3215–3220, 2005. 69
- [131] R. RENOUD, C. BORDERON et H. GUNDEL, « Measurement and modeling of dielectric properties of $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ ferroelectric thin films », *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, vol. 58, no. 9, p. 1975–1980, 2011. 76, 158
- [132] X.-G. TANG et H. L.-W. CHAN, « Effect of grain size on the electrical properties of $(\text{Ba,Ca})(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ relaxor ferroelectric ceramics », *Journal of Applied Physics*, vol. 97, no. 2005, p. 034109, 2005. 79
- [133] S. GEVORGIAN, P. K. PETROV, Z. IVANOV et E. WIKBORG, « Tailoring the temperature coefficient of capacitance in ferroelectric varactors », *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 12, p. 1861–1863, 2001. 81, 85, 86, 87, 155

- [134] X. ZHU, N. CHONG, H. L.-W. CHAN, C.-L. CHOY, K.-H. WONG, Z. LIU et N. MING, « Epitaxial growth and planar dielectric properties of compositionally graded $(\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x)\text{TiO}_3$ thin films prepared by pulsed-laser deposition », *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 18, p. 3376–3378, 2002. 81
- [135] M. W. COLE, E. NGO, S. HIRSCH, J. D. DEMAREE, S. ZHONG et S. P. ALPAY, « The fabrication and material properties of compositionally multilayered $\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$ thin films for realization of temperature insensitive tunable phase shifter devices », *Journal of Applied Physics*, vol. 102, no. 3, p. 034104, 2007. 81, 85, 86, 87, 92
- [136] O. MEKNI, H. ARIFA, B. ASKRI, K. RAOUADI, G. DAMAMME et B. YANGUI, « Trapping-charging ability and electrical properties study of amorphous insulator by dielectric spectroscopy », *Journal of Applied Physics*, vol. 116, no. 10, p. 104104, 2014. 82, 83
- [137] 116 series Microcaps®, American Technical Ceramics. 85
- [138] M. TIGGELMAN, K. REIMANN, M. KLEE, R. MAUCZOCK, W. KEUR et R. HUETING, « $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{Ti}_{1.02}\text{O}_3$ metal-insulator-metal capacitors on planarized alumina substrates », *Thin Solid Films*, vol. 518, no. 10, p. 2854 – 2859, 2010. 86, 87
- [139] M. W. COLE, E. NGO, S. HIRSCH, M. B. OKATAN et S. P. ALPAY, « Dielectric properties of MgO-doped compositionally graded multilayer barium strontium titanate films », *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 7, p. 072906, 2008. 86, 87
- [140] W. CHEN, K. G. MCCARTHY, A. MATHEWSON, M. COPUROGLU, S. O'BRIEN et R. WINFIELD, « Capacitance and S-parameter techniques for dielectric characterization with application to high-k PMNT thin-film layers », *IEEE Transactions on Electronics Devices*, vol. 59, no. 6, p. 1723–1729, 2012. 88, 89
- [141] C. VARANASI, K. LEEDY, D. TOMICH et G. SUBRAMANYAM, « Large area $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ thin films for microwave applications deposited by pulsed laser ablation », *Thin Solid Films*, vol. 517, no. 9, p. 2878–2881, 2009. 92
- [142] G. SUBRAMANYAM, F. AHAMED, R. BIGGERS, R. NEIDHARD, E. NYKIEL, J. EBEL, R. STRAWSER, K. STAMPER et M. CALCATERA, « RF performance evaluation of ferroelectric varactor shunt switches », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 47, no. 4, p. 370–374, 2005. 92
- [143] R. B. MARKS, « A multiline method of network analyzer calibration », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 39, no. 7, p. 1205–1215, 1991. 98
- [144] M. BAHOUCE, *Etude et traçabilité du calibrage pour des mesures sous pointes à l'aide d'un Analyseur de Réseau Vectoriel*. Thèse de doctorat, Telecom Paris Tech, 2010. 98
- [145] R. PEREIRA, R. GILLARD, R. SAULEAU, P. POTIER, T. DOUSSET et X. DELESTRE, « Dual linearly-polarized unit-cells with nearly 2-bit resolution for reflectarray applications in X-band », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 12, p. 6042–6048, 2012. 103, 114
- [146] D. M. POZAR, *Microwave Engineering*, 4th edition. John Wiler & Sons, Inc., 2012. 104
- [147] T. MAKDISSY, R. GILLARD, E. FOURN, E. GIRARD et H. LEGAY, « Dual-annular slot phase-shifting cell loaded with mems switches for reconfigurable reflectarrays », in *ESA antenna workshop on challenges for space antenna systems*, no. 1, p. 6–10, 2011. 114

-
- [148] Y. SHEN, *BST-Inspired Smart Flexible Electronics*. Thèse de doctorat, University of Central Florida, 2012. [114](#)
- [149] S. PAVY, C. BORDERON, S. BARON, R. RENOUD et H. GUNDEL, « Study of wet chemical etching of BaSrTiO₃ ferroelectric thin films for intelligent antenna application », *Journal of Sol-Gel Science and Technology*, p. 1–6, [2015](#). [114](#)
- [150] G. J. SCALZI, A. J. J. SLOBODNIK et G. A. ROBERTS, « Network analyzer calibration using offset shorts », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 36, no. 6, p. 1097–1100, [1988](#). [115](#)
- [151] D. SCHRODER, *Semiconductor material and device characterization*. Piscataway NJ; Hoboken N.J. : IEEE Press ; Wiley, 3rd éd., 2006. [119](#)
- [152] J. KUNISCH, M. RITTWEGER, S. HEINEN et I. WOLFF, « The compression approach : A new technique for the analysis of distributed circuits containing nonlinear elements », in *Microwave Conference, 1991. 21st European*, vol. 2, p. 1296–1301, [1991](#). [137](#)
- [153] B. MUNK, *Frequency Selective Surfaces : Theory and Design*. John Wiley & Sons Inc., 2000. [137](#)
- [154] F. A. TAHIR, *Electromagnetic Modeling of Reflectarrays using Scale Changing*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2011. [138](#), [139](#)
- [155] F. A. TAHIR, H. AUBERT et E. GIRARD, « Equivalent electrical circuit for designing mems-controlled reflectarray phase shifters », *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 100, p. 1–12, [2010](#). [138](#), [139](#)
- [156] J.-S. HONG, *Coupled-Resonator Circuits*, p. 193–231. John Wiley & Sons, Inc., [2011](#). [142](#)
- [157] J.-M. LESAGE, *Application de la méthode de compression à l'analyse électromagnétique globale des effets de mise en boîtier d'amplificateurs MMIC*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Rennes, 2005. [148](#)

Thèse de Doctorat

Kevin NADAUD

Co-conception matériaux hyperfréquences : étude et réalisation de couches minces accordables de BST en vue d'une application réseau réflecteur

Co-conception material microwave: study and realization of tunable BST thin film for reflectarray applications

Résumé

Un système sans fil doit dorénavant s'adapter à des environnements et des standards variés, ce qui demande des dispositifs hyperfréquences reconfigurables pour faire varier dynamiquement leurs caractéristiques. Parmi toutes les solutions technologiques possibles pour permettre cette reconfiguration, les matériaux agiles, et plus particulièrement les ferroélectriques, suscitent un intérêt croissant. Leurs avantages majeurs sont un faible courant de polarisation et l'absence de pièces en mouvement.

Ce manuscrit présente l'optimisation et la caractérisation de couches minces ferroélectriques de BaSrTiO_3 (BST) déposées par voie chimique (procédé sol-gel). La mesure de la permittivité complexe a été effectuée en fonction de la fréquence, de la température et des champs DC et AC. L'étude fondamentale par spectroscopie d'impédance permet de décrire les liens entre les propriétés structurales (dopage, taille de grains, défauts, etc.) et les différentes contributions à la permittivité et notamment les mouvements des parois de domaines. Ceci permet également de mieux comprendre l'origine de l'accordabilité et des pertes diélectriques dans ce matériau.

Les couches minces élaborées ont été utilisées pour la réalisation de cellules pour réseau réflecteur reconfigurable, optimisées à l'aide d'une étude paramétrique. Deux versions de cellules, de complexité et de performances croissantes, ont été conçues, réalisées et mesurées. La modélisation des cellules a également permis de mettre au point un schéma équivalent, exploitable pour une optimisation rapide et efficace des dimensions. Les résultats obtenus indiquent que le BST est un candidat sérieux pour ce type d'applications.

Mots clés

Couches minces ferroélectriques, BST, reconfigurabilité, spectroscopie d'impédance, parois de domaines, cellule déphaseuse, réseaux réflecteurs.

Abstract

Nowadays, wireless systems have to be able to adapt to different environments and standards, requiring reconfigurable microwave devices in order to dynamically vary their characteristics. Among all possible technological solutions to achieve this reconfigurability, agile materials, more specifically ferroelectrics, have an increasing interest. The major advantages compared to other technologies are a low bias current and the absence of moving parts.

This manuscript presents the optimization and characterization of BaSrTiO_3 (BST) ferroelectric thin films elaborated by chemical solution deposition. The complex permittivity was measured as a function of frequency, temperature, DC and AC fields. The fundamental study by impedance spectroscopy allows describing the relations between the structural microscopic properties (doping, grain size, defects, etc.) and the different permittivity contributions, including domain wall motion. This also helps to better understand the origin of the tunability and the dielectric losses in the material.

The developed thin films were used for the realization of reconfigurable reflectarray cells, optimized by parametric studies. Two cell versions having increasing complexity and performance have been designed, realized and measured. Cell modeling also helped to develop an equivalent circuit, suitable for fast and efficient optimization of dimensions. The results indicate that the BST is a valuable candidate for this kind of application.

Key Words

Ferroelectric thin films, BST, tunability, impedance spectroscopy, domain walls, phase-shifting cell, reflectarray.