HAL
open science

Déphasage composite accordable et routage spatial par la technologie des métamatériaux

Grégory Houzet

To cite this version:

Grégory Houzet. Déphasage composite accordable et routage spatial par la technologie des métamatériaux. Physique [physics]. Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, 2009. Français. NNT : . tel-00431413

HAL Id: tel-00431413

https://theses.hal.science/tel-00431413v1

Submitted on 13 Nov 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre : 40077

THESE

présentée à

l'UNIVERSITE LILLE 1 - SCIENCES ET TECHNOLOGIES
Ecole Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
spécialité
MICROONDES ET MICROTECHNOLOGIES

par

Grégory HOUZET

Déphasage composite accordable et routage spatial par la technologie des métamatériaux

soutenue le 22 Octobre 2009

M.	D. Rémiens	Président
M.	D. Lippens	Directeur de thèse
M.	G. Vélu	Co-encadrant
M.	R. Sauleau	Rapporteur
M.	B. Sauviac	Rapporteur
Mme.	V. Madrangeas	Examinatrice
M.	M. Chaubet	Examinateur

A ma femme Céline

Remerciements

Ce travail a été effectué au sein de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies (IEMN), dirigé par M. le Professeur Alain Cappy. Je tiens à le remercier de m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

Je remercie Monsieur Denis Remiens, Professeur à l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Monsieur Didier Lippens, Professeur à l'Université Lille 1 et directeur du groupe DOME, de m'avoir accepté au sein de son équipe et d'avoir dirigé ce travail. Sans sa disponibilité, son expérience et ses connaissances scientifiques, ce projet n'aurait pu aboutir. Sorti du domaine scientifique, ses anecdotes sur l'aquariophilie, le jardinage mais aussi sur les relations humaines ont permis d'animer les nombreuses discussions autour du café. Cela fut un réel plaisir de travailler cette thèse sous sa direction et je l'en remercie de la manière la plus sincère.

Je remercie sincèrement Monsieur Gabriel Vélu, Maître de Conférences (HDR) à l'Université du Littoral Côte d'Opale, qui a co-encadré ce travail. Son expérience en science des matériaux et ses dépôts de films ferroélectriques m'ont permis de mener à bien ce projet. Merci également aux membres de l'équipe « couches minces » du LEMCEL, dirigé par M. le Professeur Jean-Claude Carru.

Je remercie Monsieur Ronan Sauleau, Maître de Conférences (HDR) à l'Université de Rennes 1, et Monsieur Bruno Sauviac, Professeur à l'Université Jean Monnet de Saint-Etienne, qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail en tant que rapporteurs.

Je présente mes plus sincères remerciements à Madame Valérie Madrangeas, Professeur à l'Université de Limoges ainsi qu'à Monsieur Michel Chaubet, Ingénieur au CNES, qui ont accepté de participer à ce jury en tant qu'examinateurs.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur Ludovic Burgnies, Maître de Conférences à l'Université du Littoral Côte d'Opale, pour m'avoir fait profiter à maintes reprises des ses connaissances en électromagnétisme ainsi qu'en programmation. Sa disponibilité et ses qualités humaines en ont fait un élément incontournable de cette thèse. Un grand merci également à Monsieur Xavier Mélique, Maître de Conférences à l'Université Lille 1 et permanent du groupe DOME, pour son aide précieuse lors des étapes de réalisation technologique. Sa patience, son humour et son savoir-faire ont rendus les nombreuses petites virées en salle blanche très agréables.

Je n'oublie pas de remercier également les autres membres permanents de l'équipe qui ont contribué à la progression de ce travail et à la bonne humeur au sein du groupe. Madame Véronique Sadaune, Maître de Conférences à l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis. Monsieur Olivier Vanbésien, Professeur à l'Université Lille 1, avec qui j'ai pu partager une passion pour l'Asie ainsi qu'un humour « particulier ». Monsieur Eric Lheurette, Maître de Conférences (HDR) à l'Université Lille 1, avec qui j'ai pu partager quelques bizarreries musicales ainsi qu'un humour encore plus « particulier ». Merci à lui également de m'avoir permis d'effectuer des vacations à Telecom Lille1 dans les meilleures conditions possibles. Un grand merci à messieurs Romain Kozlowski et François Danneville pour les vacations effectuées à l'Université Lille 1. Une pensée

particulière pour mes collègues ATER de l'année 2009/2010 à l'Université Lille 1 : Ophélie Lancry et Nicolas Waldhoff.

Je remercie également les copains du Master Recherche, mais aussi futurs docteurs, que sont Manuel Mascot, Yves Sama et tout particulièrement Chenghua Liang qui m'a supporté en tant que binôme durant deux longues années et avec qui j'ai pu cultiver ma grande passion pour la Chine.
谢谢梁程华,任飞,张富利以及张文星的帮助!!!

Je ne peux terminer sans citer les doctorants de l'équipe DOME avec qui j'ai partagé de très bons moments : Charles Croënne, Alexandro Lucas Borja, Maxence Hofman, Fuli Zhang, Aurélien Marteau ainsi que Nathalie Fabre et Michel Foulon, fraîchement promus au grade de docteur, sans oublier Davy Gaillot désormais au sein de l'équipe TELICE en tant que Maître de Conférences. Merci aussi à l'ensemble des étudiants qui ont fait partie de l'équipe et qui ont aussi contribué à la bonne ambiance : Anubandh, Julien, Tristan, Sylvain, Maria, Baddredine et tous ceux que j'ai pu oublier.

Je remercie sincèrement l'ensemble des personnes travaillant à l'IEMN qui ont permis, de par leurs compétences et leur sympathie, à rendre mon séjour dans ce laboratoire le plus agréable possible : Sylvie Lepilliet, Elisabeth Delos, Vanessa Sbrugnera, Damien Ducatteau, Didier Vandermoere, David Troadec, François Vaurette, Yves Deblock, Dominique Szymik, Karine Blary, Annie Fattorini, André Leroy, Anne-Marie Grégis, Marie-Bénédicte Dernoncourt, Philippe Dubois et Véronique Gysemberg.

Enfin, je n'oublierai pas d'associer à mon travail ma mère et ma soeur pour leur gentillesse et leur soutien. Mon père, qui malheureusement nous a quitté trop tôt, reste malgré tout présent à mes côtés et me donne la force pour continuer d'avancer. Merci également à mes beaux-parents, Sylvie et Dominique, ainsi qu'à Clément et Hélène, Marie-Hélène et Sébastien aujourd'hui heureux parents du petit Alban. Une pensée pour Juliette et Romain (accompagnés du petit Jean), Charlotte et Michel, Manuel et Elodie, Chenghua et Lingling, Ren Fei et Sufen, Clément et Stéphanie, Emmanuel et Anne-Charlotte, Jérôme et Aurélie pour tous les grands moments passés ensemble.

A Céline, ma femme, qui a toujours été présente dans les moments difficiles et a su trouver les mots pour me rendre le sourire et m'épauler. Merci à toi !!!

TABLE DES MATIÈRES

Introduction **1**

1 Introduction aux métamatériaux **3**

1.1 Principe d'obtention des effets de permittivité et perméabilité négatives 5

1.1.1 L'approche Split Ring Resonator et fils métalliques 5

1.1.2 L'approche des lignes de transmission 9

1.1.3 L'approche « tout diélectrique » 11

1.2 L'accordabilité par films ferroélectriques et ses applications 14

1.2.1 Etat de l'art sur les films ferroélectriques 14

1.2.2 Application aux circuits déphaseurs 16

1.2.3 Autres solutions 16

1.2.3.1 Déphaseurs par diodes 16

1.2.3.2 Déphaseurs par MEMS 17

1.2.3.3 Déphaseurs par cristaux liquides 18

1.3 Composants en espace libre : antennes à balayage électronique et antennes réseaux 20

1.3.1 Solution classique 20

1.3.2 Avantages des métamatériaux 21

Conclusion 23

2 Films minces ferroélectriques : filière BST **25**

2.1 Rappels sur la ferroélectricité 27

2.1.1 Température de Curie et états associés 27

2.1.2 Méthodes de croissance et de dépôt 30

2.1.2.1 Pulvérisation cathodique 30
2.1.2.2 Ablation laser 30
2.1.2.3 Méthode sol-gel 31
2.1.3 Matériau sous forme volumique ou de film mince 31
2.2 Films ferroélectriques BST utilisés dans ce travail 32
2.2.1 Méthode sol-gel 32
2.2.2 Caractérisation physique 33
2.3 Caractérisation électrique de 0.1GHz à 110GHz 34
2.3.1 Rappel des différentes méthodes de caractérisation diélectrique 34
2.3.1.1 Mesure en cellule capacitive 34
2.3.1.2 Mesure en cavité résonante 35
2.3.1.3 Mesure sous pointes 36
2.3.2 Transformation conforme 37
2.3.2.1 Capacité interdigitée 37
2.3.2.2 Ligne de transmission coplanaire 40
2.3.3 Présentation des différentes méthodes d'extraction de la capacité 41
2.3.3.1 Méthode TRL 41
2.3.3.2 Méthode CO-CC-CID 44
2.3.3.3 Méthode en transmission 45
2.3.4 Conception du masque incluant lignes de transmission et capacités de bout 45
2.3.4.1 Dimensionnement des structures 46
2.3.4.2 Réalisation technologique 46
2.3.5 Mesures hyperfréquences et extraction de l'admittance par méthode TRL . 48
2.3.5.1 Mesures en température jusque 20 GHz 48
2.3.5.2 Mesures jusque 110 GHz 50
2.3.6 Simulations électromagnétiques et extraction de la permittivité complexe . 54
2.4 Caractérisation au Térahertz 62
2.4.1 Technique d'échantillonnage électro-optique 62
2.4.2 Application à la caractérisation de films minces 63
2.4.3 Raccordement de la dispersion 66
Conclusion 69

3 Déphaseurs à retard / avance de phase 71

3.1 Déphaseur à retard de phase 73

3.1.1 Schéma électrique équivalent 73

3.1.2 Synthèse analytique 73

3.1.2.1 Facteur de charge et contraste de capacité 73

3.1.2.2 Application 73

3.1.2.3 Calcul du nombre de sections nécessaires pour un déphasage donné 76

3.1.3 Caractérisation expérimentale 76

3.2 Déphaseur à avance de phase 81

3.2.1 Schéma électrique équivalent d'un réseau homogène 81

3.2.2 Schéma électrique équivalent d'un réseau composite 81

3.3 Déphaseur composite équilibré 82

3.3.1 Méthode de calcul du diagramme de dispersion et des paramètres effectifs . 82

3.3.2 Conception du circuit par simulation 84

3.3.2.1 Simulation par circuit équivalent 84

3.3.2.2 Simulation full-wave 85

3.3.3 Caractérisation expérimentale 87

3.3.3.1 Mesure de paramètres S : comparaison théorie / expérience 87

3.3.3.2 Méthode de Bianco et Parodi 89

3.3.3.3 Mesures en tension 90

3.3.3.4 Extraction des paramètres effectifs avec une commande en tension 93

Conclusion 95

4 Accordabilité appliquée à un métamatériau type filtre notch 97

4.1 Etude théorique 99

4.1.1 Choix technologique : la ligne microruban 99

4.1.2 Intégration d'un circuit de polarisation 102

4.1.3 Simulations électromagnétiques du dispositif complet 104

4.2 Réalisation technologique 108

4.2.1 Gravure du BST 108

4.2.2 Finalisation du prototype 109

4.3 Caractérisation hyperfréquence 112

4.3.1 Résultats expérimentaux 112

Conclusion 117

5 Dispositifs de routage par réfraction négative **119**

5.1 Principe de fonctionnement des réseaux Oméga 121

5.1.1 Omégas isolés ou interconnectés dans la direction transverse 121

5.2 Conception d'un réseau composite équilibré 122

5.2.1 Simulation du diagramme de dispersion 122

5.2.2 Extraction des paramètres effectifs 125

5.2.3 Synthèse à l'aide de formules analytiques 126

5.2.4 Accordabilité de la structure 127

5.2.5 Simulation d'un réseau taillé en prisme 128

5.3 Fabrication d'un prototype 130

5.3.1 Inconvénients liés au choix du substrat 130

5.3.2 Réalisation technologique de type PCB 131

5.4 Technique de caractérisation en quasi espace libre 134

5.4.1 Propriétés des guides métalliques bi-plaque 134

5.4.2 Création d'une onde quasi plane à profil gaussien 135

5.4.3 Dispositif de mesure d'intensité angulaire 135

5.5 Résultats de mesure en bande X et Ku 136

5.5.1 Spectre de transmission 136

5.5.2 Spectre de réfraction 137

5.6 Application liée au point particulier d'indice nul 139

5.6.1 Conception d'une antenne dipôle résonnant à la fréquence d'indice nul . . . 139

5.6.2 Calcul des paramètres d'anisotropie du réseau Oméga 140

5.6.3 Simulation en matériau homogène 146

Conclusion 151

Conclusion générale **152**

Bibliographie **156**

INTRODUCTION

Dans ce manuscrit sont présentés les travaux réalisés dans le contexte des métamatériaux et la possibilité de les accorder par film mince ferroélectrique. Nous étudions dans un premier temps l'extraction de la permittivité complexe du $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ (BST) déposé par voie sol-gel à l'Université du Littoral puis l'intégration de ces films minces dans des structures agiles à base de métamatériaux. Enfin, un prototype tirant partie des propriétés de réfraction négative des métamatériaux permet de mettre en évidence expérimentalement le routage spatial des ondes électromagnétiques.

Nous présentons dans le premier chapitre les différents principes d'obtention d'un milieu doublement négatif (ou milieu gaucher). Si certaines voies sont connues depuis les années 1940, notamment grâce aux travaux de Léon Brillouin sur les lignes à avance de phase, d'autres n'ont été découvertes qu'aux alentours des années 2000 grâce à John Pendry : celui-ci a démontré la possibilité de générer du magnétisme artificiel uniquement à base d'inclusions non magnétiques. En combinant à celles-ci un réseau de fils métalliques, la transmission « main gauche » devient possible.

Alors que la plupart des études sur les matériaux ferroélectriques présentent des résultats à relativement basses fréquences (souvent quelques dizaines de gigahertz), le second chapitre concerne la caractérisation de la fonction diélectrique du BST dans une très large gamme de fréquences (1 MHz - 2.6 THz). Cette montée fréquentielle de la caractérisation se justifie par de nouveaux besoins en terme d'applications : 60 GHz pour les communications indoor, 77 GHz pour le radar anticollision, 94 GHz pour la défense... Pour couvrir cette large plage de fréquences, des mesures sous pointes sont effectuées jusque 110 GHz. Afin d'extraire une loi régissant la dispersion de la permittivité complexe, des simulations full-wave sont faites en introduisant une dépendance fréquentielle de type Cole-Cole sur le paramètre ϵ^*_{BST}. Dans la bande 250 GHz - 2.6 THz, les mesures sont réalisées en utilisant une méthode TDS (Time Domain Spectroscopy).

Le troisième chapitre présente l'intégration de films minces BST dans des circuits déphaseurs. Ces structures sont largement employées dans les dispositifs de commande d'antennes reconfigurables. D'une part, des dispositifs classiques à retard de phase sont conçus à base d'éléments $L-C$. D'autre part, en chargeant une ligne de transmission par son réseau dual $C-L$, il est possible

d'obtenir une ligne à avance de phase. En assurant la continuité du diagramme de dispersion entre les bandes main gauche et main droite, celui-ci devient « composite équilibré ». Les règles de conception relatives à cette particularité ont été appliquées, et leur bien fondé est démontré en caractérisation expérimentale.

Le quatrième chapitre montre la possibilité de rendre agile en fréquence la particule métallique de base, qui se comporte comme un microrésonateur et qui permet d'obtenir du magnétisme artificiel. Celle-ci se présente sous la forme d'un anneau fendu et porte le nom de « résonateur à anneau fendu » (Split Ring Resonator : SRR). En plaçant un film mince de BST sous le gap du SRR, la capacité du circuit $L - C$ équivalent est modifiée, changeant alors la fréquence de résonance du SRR. L'excitation se fait ici en technologie guidée, via une ligne microruban. L'énergie se trouvant piégée dans l'anneau aux alentours de la fréquence de résonance, une réjection apparaît dans le coefficient de transmission de la ligne. L'application visée ici est donc le filtrage.

Enfin, le cinquième chapitre montre de manière expérimentale les propriétés de sélection angulaire des matériaux gauchers. Les premières structures ayant mis en évidence cet effet étaient composées de SRRs et de fils métalliques, conduisant à une bande passante gauchère étroite étant donné le caractère résonant des anneaux fendus. Dans ce travail, la bande main gauche est élargie en employant des particules ayant la forme de lettres Ω, développées originellement par le groupe de Kong au Massachusetts Institute of Technology (MIT). La cellule élémentaire est conçue de manière à posséder une dispersion de type composite équilibrée en bandes X et K_u. Les trois zones clés du diagramme de dispersion où la réfraction est respectivement négative, nulle et positive est mise en évidence expérimentalement à l'aide d'un prototype taillé en prisme.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION AUX MÉTAMATÉRIAUX

Ce chapitre a pour but d'introduire les métamatériaux. Les conditions d'obtention d'un milieu doublement négatif, permettant la propagation des ondes dans un milieu gaucher, sont ici expliquées.

L'accordabilité de ces structures peut être réalisée par exemple à l'aide de films ferroélectriques. Dans les dispositifs fonctionnant en propagation guidée, les lignes chargées se prêtent particulièrement bien à l'intégration de ces films. D'autres moyens peuvent être employés pour réaliser la fonction d'agilité : cristaux liquides, MEMS, diodes.

Une application des déphaseurs est le contrôle d'antennes électroniques à balayage. L'approche conventionnelle sera ici décrite. Dans ce domaine, les propriétés de dispersion des métamatériaux permettent le contrôle d'un faisceau émis en s'affranchissant des structures classiques complexes.

1.1 Principe d'obtention des effets de permittivité et perméabilité négatives

1.1.1 L'approche Split Ring Resonator et fils métalliques

Les caractéristiques de propagation des ondes électromagnétiques diffèrent suivant le milieu environnant, comme l'illustre la figure 1.1. En effet, les propriétés de transmission « classique » sont obtenues pour des valeurs de permittivité relative ϵ_r et de perméabilité relative μ_r positives. Dans ce cadran, les matériaux présentant une forte constante diélectrique ou une forte constante magnétique sont respectivement les ferroélectriques et les ferromagnétiques. Dans ce cas, le vecteur d'onde $\overrightarrow{k}$ et le vecteur de Poynting $\overrightarrow{S}$ sont colinéaires et de même sens et le trièdre formé par les vecteurs $\overrightarrow{E}$, $\overrightarrow{H}$ et $\overrightarrow{k}$ est direct. La propagation est alors de type main droite, comme représenté sur la figure 1.2(a).

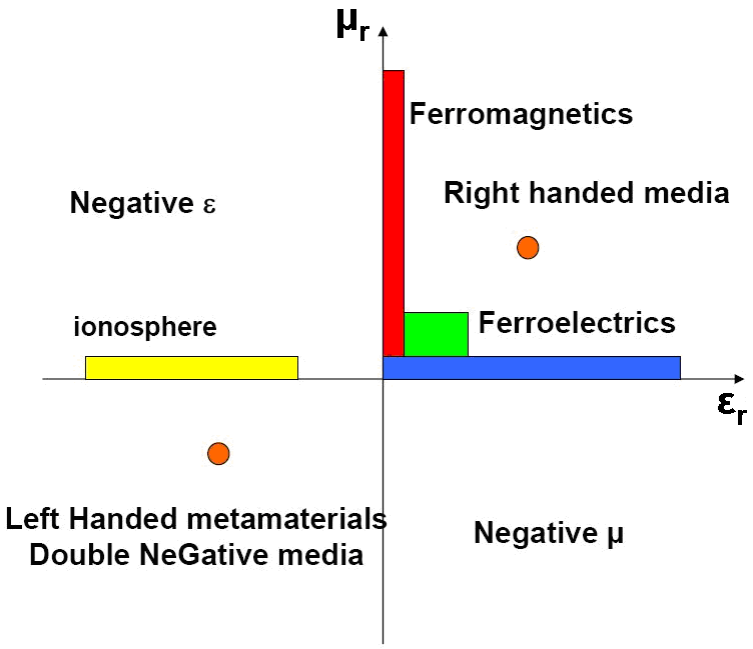

FIGURE 1.1 – Grandeurs des paramètres ϵ_r et μ_r suivant le type de matériau considéré.

Concernant les milieux simplement négatifs, les ondes ne sont pas propagatives : on parle d'ondes évanescentes. A titre d'exemple, la propagation n'est pas possible à travers les métaux. En effet, en dessous de leur fréquence plasma électrique, ceux-ci présentent une permittivité négative. La dépendance fréquentielle de leur permittivité suit un modèle de Drude exprimé suivant l'équation (1.1) :

$$\epsilon_d = 1 - \frac{{F_{pe}}^2}{F^2 + jF_cF} \tag{1.1}$$

Avec F_{pe} fréquence plasma électrique (valant pour l'or 2175 THz) et F_c la fréquence de collision (valant 12.8 THz pour l'or également) [1]. Pour les plus hautes fréquences (typiquement à partir

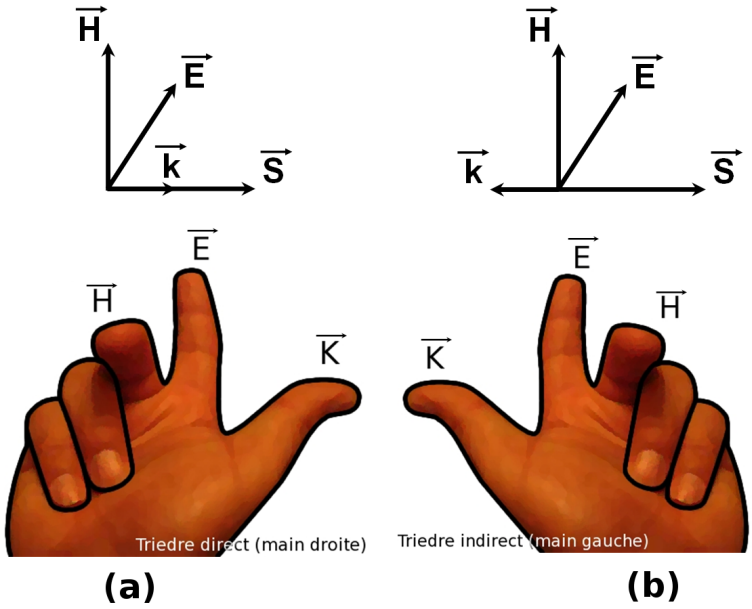

FIGURE 1.2 – (a) Cas correspondant à une propagation main droite et (b) main gauche.

du visible), le modèle de Drude n'est plus valable et doit être corrigé en fonction de données expérimentales [2].

La fréquence plasma et la fréquence de collision s'obtiennent suivant (1.2) :

$$\begin{cases} \omega_{pe} = \sqrt{\dfrac{n \times e^2}{\epsilon_0 \times m_0}} \\ \omega_c = \dfrac{1}{\tau} \end{cases} \tag{1.2}$$

où n est la densité des électrons de conduction, e et m_0 respectivement la charge et la masse de l'électron, ϵ_0 permittivité du vide et τ étant le temps de collision.

La figure 1.3 montre l'évolution de la permittivité complexe de l'or en fonction de la fréquence. Pour les fréquences inférieures à la fréquence plasma F_{pe}, la partie réelle de la permittivité complexe est négative, s'accompagnant par un pic de la partie imaginaire dans les fréquences les plus basses. Les métaux se comportent donc comme des réflecteurs en dessous de leur fréquence plasma. Une des applications résultant de cet effet est l'établissement de liaisons radio longues distances en réfléchissant les ondes sur certaines couches de l'ionosphère.

Les milieux possédant une perméabilité négative à base d'inclusions métalliques n'ont été synthétisés qu'à partir de 1999 par J. B. Pendry [3]. Ceux-ci sont modélisés par des résonateurs en anneaux fendus (Split Ring Resonators : SRR). En les excitant à l'aide d'un champ magnétique normal à la boucle, les SRR présentent au dessus de leur fréquence de résonance une bande étroite pour laquelle la perméabilité passe en dessous de zéro. Cette dispersion est modélisée par un modèle de Lorentz donné par l'équation (1.3) :

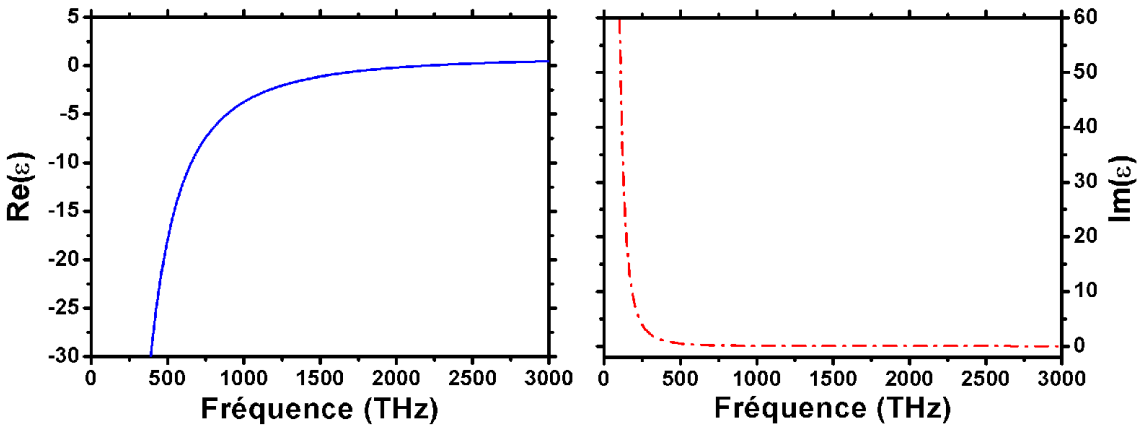

FIGURE 1.3 – Evolution de la permittivité complexe de l'or suivant le modèle de Drude.

$$\mu_l = 1 - \frac{{F_{pm}}^2 - {F_0}^2}{F^2 - {F_0}^2 + jF_cF} \tag{1.3}$$

Avec F_{pm} fréquence plasma magnétique et F_0 fréquence de résonance.

La courbe 1.4 illustre l'évolution fréquentielle de la perméabilité complexe pour une particule résonant à F_0=50 GHz et ayant une fréquence plasma magnétique F_{pm} de 60 GHz. Aux alentours de la fréquence de résonance, la partie imaginaire de la perméabilité passe par un maximum tandis que la partie réelle prend des valeurs négatives.

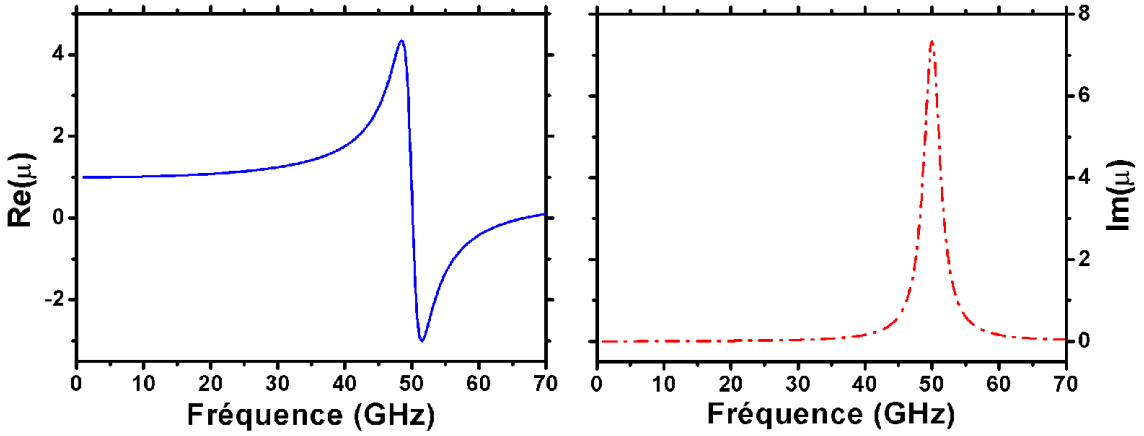

FIGURE 1.4 – Exemple d'évolution de la perméabilité complexe d'un SRR suivant le modèle de Lorentz.

En combinant les effets de permittivité et de perméabilité négatives, la transmission des ondes électromagnétiques devient possible. En 1968, la théorie de la propagation des ondes dans les milieux doublement négatifs est proposée par V. G. Veselago [4]. Dans ce cas, le vecteur d'onde $\overrightarrow{k}$ et le vecteur de Poynting $\overrightarrow{S}$ sont antiparallèles et le trièdre formé par les vecteurs $\overrightarrow{E}$, $\overrightarrow{H}$ et $\overrightarrow{k}$ est indirect (voir figure 1.2(b)). Concrètement, les vitesses de groupe v_g et de phase v_φ sont de sens

opposé.

$$\begin{cases} v_\varphi = \dfrac{\omega}{\beta} \\ \\ v_g = \dfrac{\partial \omega}{\partial \beta} \end{cases} \tag{1.4}$$

La vitesse de groupe peut être négative, mais celle-ci s'accompagne alors d'un pic d'atténuation. Afin de compenser ces pertes, il est possible d'introduire des composants actifs dans le système et de fonctionner alors dans un régime d'amplification compensant les pertes [5]. Dans notre cas, les structures sont passives. La vitesse de groupe est positive dans les bandes passantes. L'équation (1.4) montre alors que la pente de la constante de phase β reste positive tandis que le rapport ω/β définissant la vitesse de phase peut prendre une valeur négative ou positive. En bande main gauche, v_φ sera négatif traduisant un phénomène de rétropropagation. La vitesse de groupe représente la direction prise par l'énergie et la vitesse de phase celle suivie par la phase. Une illustration concrète de ce phénomène de rétroprogation peut être avancée avec l'exemple du ver de terre : la vitesse de groupe est la direction suivie par le ver tandis que la vitesse de phase est illustrée par le mouvement des ses anneaux. Bien que celui-ci se dirige dans un sens, le mouvement de ses anneaux suit la direction opposée.

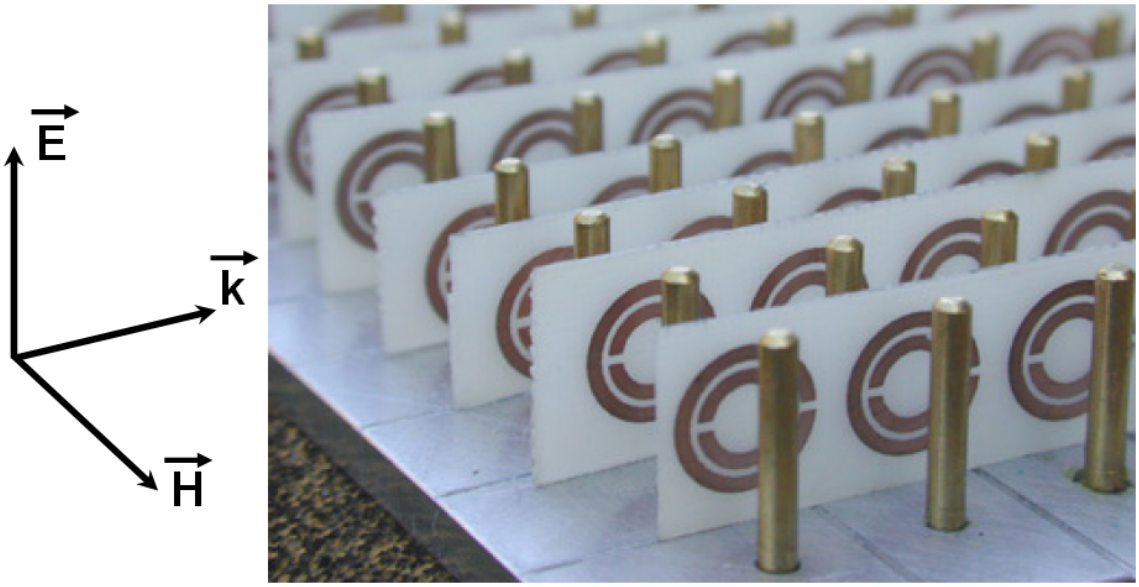

FIGURE 1.5 – Métamatériau à base de fils métalliques et de résonateurs à anneaux fendus.

Un milieu doublement négatif peut donc être obtenu en combinant des SRR (perméabilité négative dans une certaine gamme de fréquences) et du métal (permittivité négative sous la fréquence plasma électrique) [6, 7]. Cependant, pour garantir une bonne adaptation d'impédance, les valeurs de ϵ_{eff} et μ_{eff} ne doivent pas être trop éloignées comme le montre l'équation d'impédance normalisée (1.5) :

$$Z_n = \sqrt{\frac{\mu_{eff}}{\epsilon_{eff}}} \tag{1.5}$$

Dans le but d'abaisser la fréquence plasma électrique de la permittivité, il faut donc procéder à une dilution du métal. La solution généralement retenue est la création de réseaux de fils. La figure 1.5 montre un exemple de réalisation technologique [8]. Le prototype montré ici est uniaxial. Une réalisation bidimensionnelle a été effectuée en utilisant le même principe. Les fils et les anneaux fendus sont placés sur un même substrat et les plaques sont connectées entre elles avec un angle de 90° [9].

1.1.2 L'approche des lignes de transmission

La longueur d'une ligne de transmission en hyperfréquences est généralement grande devant la longueur d'onde. Par conséquent, la tension et le courant varient le long de la ligne, et il devient nécessaire de la schématiser par un réseau électrique $R-L-C-G$ distribué de type passe-bas. Pour rendre compte des effets de propagation, la ligne est modélisée par une suite d'éléments distribués identiques correspondant à ce réseau, dont la longueur est choisie très petite devant la longueur d'onde. A partir du schéma équivalent du tronçon unitaire (figure 1.6), il est alors possible de déterminer la relation de dispersion relative à la propagation des ondes le long de la ligne. Soient Z l'impédance des éléments en série et Y l'admittance des éléments en parallèle. L'équation (1.6) donne la relation de dipsersion.

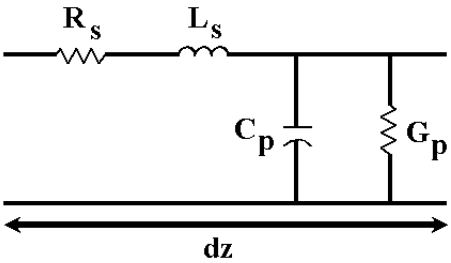

FIGURE 1.6 – Schéma équivalent d'un tronçon de ligne de transmission de longueur dz. Les grandeurs R_s, L_s, G_p et C_p représentent les valeurs de résistance, inductance, conductance et capacité linéiques.

$$\gamma = \alpha + j\beta = \pm\sqrt{ZY} \tag{1.6}$$

avec α constante d'atténuation et β constante de phase.

Selon les équations des télégraphistes, la tension et le courant sur la ligne sont reliés par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial v\,(z)}{dz} = -i\,(z)\,Z \\ \\ \dfrac{\partial i\,(z)}{dz} = -v\,(z)\,Y \end{cases} \tag{1.7}$$

où $v(z)$ et $i(z)$ représentent la tension et le courant sur la ligne.

Le passage entre les notions de courant et de tension et les champs électromagnétiques se fait classiquement en faisant correspondre la tension sur la ligne au champ électrique et le courant au champ magnétique. Les équations de Maxwell-Faraday et de Maxwell-Ampère correspondantes s'écrivent suivant les équation (1.8) pour une propagation selon z :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial H(z)}{dz} = j\omega\epsilon E \\ \\ \dfrac{\partial E(z)}{dz} = j\omega\mu H \end{cases} \tag{1.8}$$

Par identification, la permittivité ϵ et la perméabilité μ peuvent être reliées aux paramètres de la ligne :

$$\begin{cases} \epsilon = Y/j\omega \\ \mu = Z/j\omega \end{cases} \tag{1.9}$$

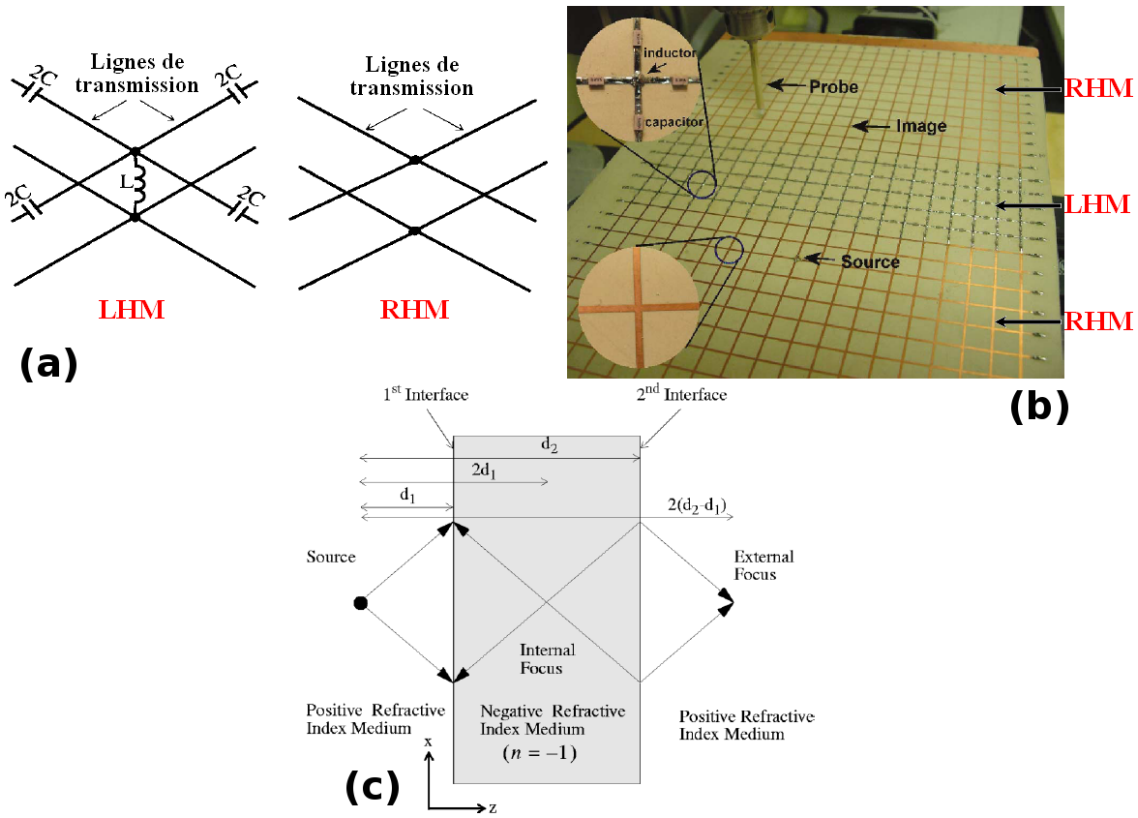

FIGURE 1.7 – (a) Représentations de cellules bidimensionnelles main gauche (Left Handed Medium : LHM) et main droite (Right Handed Medium : RHM) (b) Réalisation d'une super-lentille à base de lignes de transmission [10] (c) Schéma de principe d'une super-lentille.

En permutant dans le schéma électrique la capacité et l'inductance, il est alors possible d'obtenir des paramètres ϵ et μ qui soient négatifs [11]. Cette configuration correspond au schéma dual de la ligne de transmission classique. Un effet main gauche est alors obtenu par le biais d'une avance de phase [12]. En technologie guidée, le passage vers un métamatériau à deux dimensions [13, 14], voire même à trois dimensions [15], a été démontré au moins théoriquement.

La figure 1.7(b) illustre la réalisation d'une super-lentille à base de lignes de transmission mains gauches et mains droites [10]. L'idée de base est de mettre en évidence la propriété de réfraction négative des milieux gauchers à l'aide d'interfaces avec des milieux droitiers conventionnels, schématisée sur la figure 1.7(c). La source focalise alors une première fois à l'intérieur du milieu gaucher puis une seconde fois à sa sortie. De plus, ce type de dispositif permet en théorie de dépasser la limite de diffraction [16]. En effet, les lentilles classiques ne focalisent que les ondes propagatives, restituant alors une image imparfaite de l'objet source. Les détails les plus fins de l'objet (plus petits qu'une demi longueur d'onde), portés par les ondes évanescentes, sont perdus en raison de l'atténuation exponentielle que ces ondes subissent durant leur trajet. En revanche, les matériaux gauchers ont comme propriété l'amplification des ondes évanescentes, permettant alors de dépasser la limite de diffraction et de restituer l'image refocalisée avec ses détails les plus fins.

L'expérience conduite sur la figure 1.7 montre un milieu main gauche bidimensionnel synthétisé à l'aide de la cellule élémentaire représenté dans l'insert (a). Le milieu droitier quant à lui se compose de tronçons de lignes non chargées. La norme du champ électrique est alors relevée à l'aide d'une sonde afin de mettre en évidence le comportement modélisé par la figure 1.7(c).

1.1.3 L'approche « tout diélectrique »

La dispersion des paramètres effectifs de sphères diélectriques à haute permittivité a été décrite en 1947 par L. Lewin [17]. Dans ce modèle, les sphères sont supposées, suivant la théorie de Mie, résonner soit dans un mode magnétique (modes impairs), soit dans un mode électrique (modes pairs). Dans plusieurs travaux [18–20], les équations (1.10) sont appliquées à un système de deux sphères ayant des tailles différentes afin de superposer la résonance électrique sur la résonance magnétique (voir figure 1.8).

$$\begin{cases} \dfrac{\epsilon_{eff}-\epsilon_b}{\epsilon_{eff}+2\epsilon_b} = f_e\left(\dfrac{\epsilon_e F(\rho_e)-\epsilon_b}{\epsilon_e F(\rho_e)+2\epsilon_b}\right) + f_m\left(\dfrac{\epsilon_m F(\rho_m)-\epsilon_b}{\epsilon_m F(\rho_m)+2\epsilon_b}\right) \\ \\ \dfrac{\mu_{eff}-\mu_b}{\mu_{eff}+2\mu_b} = f_e\left(\dfrac{F(\rho_e)-\mu_e}{F(\rho_e)+2\mu_e}\right) + f_m\left(\dfrac{F(\rho_m)-\mu_m}{F(\rho_m)+2\mu_m}\right) \end{cases} \tag{1.10}$$

avec :

$$f_e = \frac{4}{3}\pi {r_e}^3 \frac{1}{s^3} \quad , \quad f_m = \frac{4}{3}\pi {r_m}^3 \frac{1}{s^3} \tag{1.11}$$

où s est le pas de la maille carré, r_e et r_m les rayons respectifs de la sphère résonant dans un mode électrique et magnétique.

$$F(\rho_e) = \frac{2\sin(\rho_e) - \rho_e\cos(\rho_e)}{({\rho_e}^2 - 1)\sin(\rho_e) - \rho_e\cos(\rho_e)} \quad , \quad F(\rho_m) = \frac{2\sin(\rho_m) - \rho_m\cos(\rho_m)}{({\rho_m}^2 - 1)\sin(\rho_m) - \rho_m\cos(\rho_m)} \tag{1.12}$$

$$\rho_e = k_0 r_e \sqrt{\epsilon_e \mu_e} \quad , \quad \rho_m = k_0 r_m \sqrt{\epsilon_m \mu_m} \tag{1.13}$$

où k_0 est le vecteur d'onde dans le vide valant ω/c et ϵ_e, ϵ_m, μ_e et μ_m respectivement permittivité et perméabilité relatives des sphères résonant dans un mode électrique ou magnétique. ϵ_b et μ_b sont respectivement la permittivité et perméabilité relatives de la matrice diélectrique.

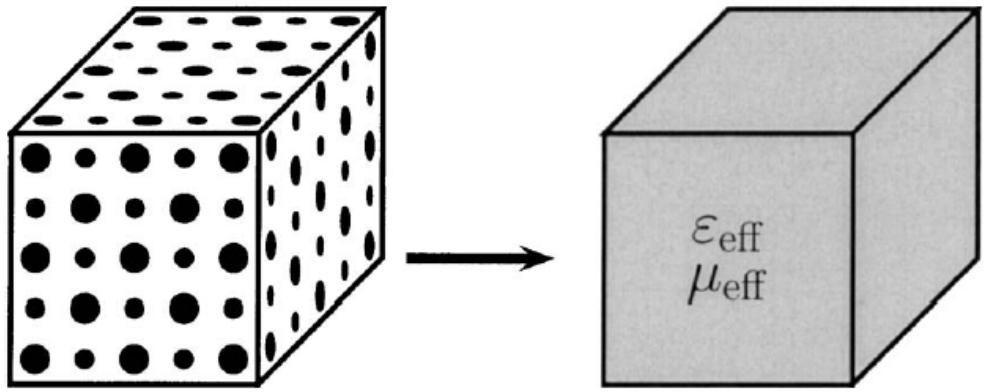

FIGURE 1.8 – Structure composée de sphères diélectriques présentant deux tailles différentes placées dans une matrice diélectrique. Si la longueur d'onde est plus grande que le rayon des sphères et la distance les séparant, le matériau peut être modélisé en terme de paramètres effectifs.

Ces formules ne sont valables que si la cellule élémentaire est petite devant la longueur d'onde. Ainsi, les diélectriques utilisés présentent une valeur de permittivité relative élevée. Typiquement, les matériaux utilisés sont des céramiques ferroélectriques.

A titre d'exemple, prenons une matrice de permittivité relative ϵ_b valant 4. Pour les résonances magnétique et électrique, les sphères auront respectivement une permittivité relative ϵ_m de 150 et ϵ_e de 200. Une tangente de pertes tanδ de 2.5×10^{-3} est choisie pour ces matériaux. Les rayons des sphères r_m et r_e valent respectivement 1.5 mm et 1.825 mm. Le pas de la maille carré s vaut 5 mm. Les matériaux n'étant pas magnétiques μ_b, μ_e et μ_m valent donc 1.

La figure 1.9 illustre l'évolution fréquentielle des paramètres effectifs du réseau décrit figure 1.8. Dans une certaine gamme de fréquence, il est possible de faire correspondre les résonances du mode électrique et magnétique de la structure conduisant à la création d'un milieu doublement négatif. La figure 1.10 montre le diagramme de dispersion alors obtenu. Le facteur de qualité extrêmement élevé des résonances visibles sur le tracé des paramètres effectifs conduit à l'obtention d'une bande main gauche sur environ 100 MHz seulement. La sortie de la 1ère zone de Brillouin s'explique également vis à vis de cela. De plus, les pics de parties imaginaires de ϵ et μ à la résonance empêchent la mise à zéro de la constante d'atténuation α dans la bande passante, indiquant alors un niveau non négligeable de pertes.

Cette voie n'est donc pas la plus favorable à l'obtention d'un milieu doublement négatif. Le

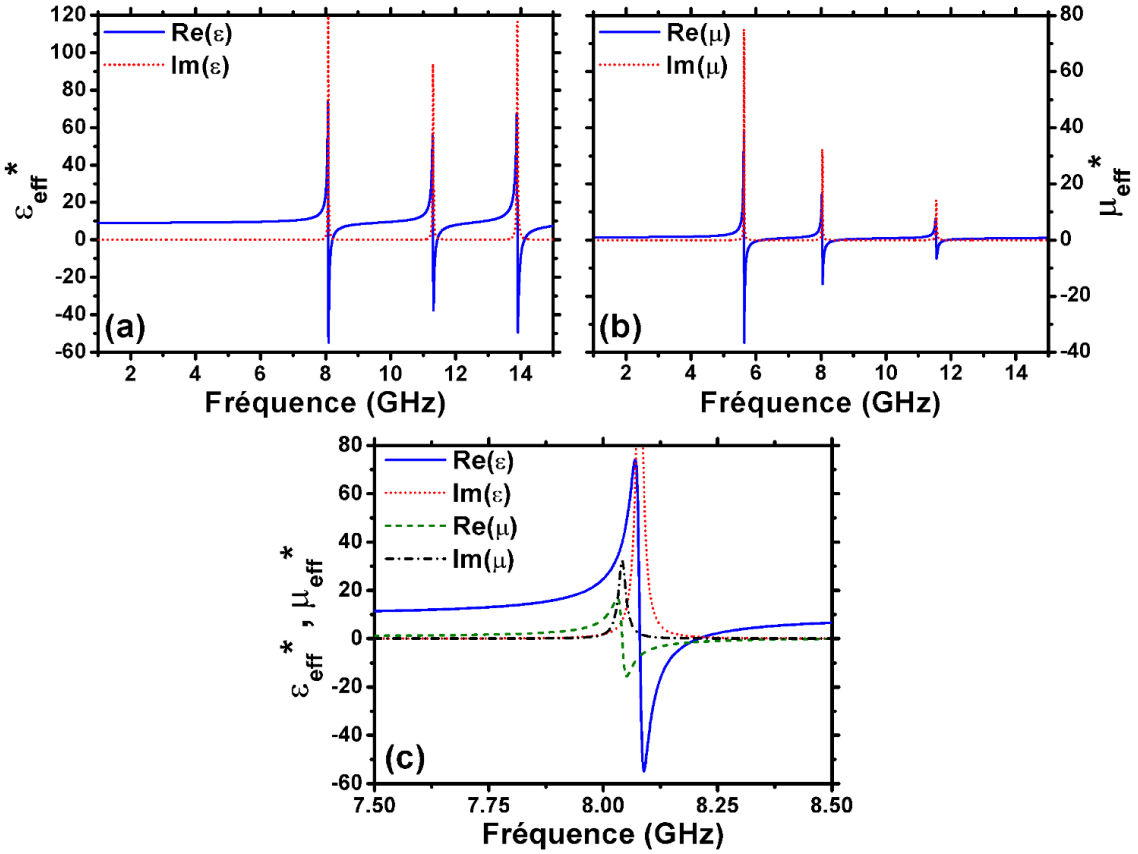

FIGURE 1.9 – Evolution fréquentielle (a) de la permittivité effective et (b) de la perméabilité effective du réseau de sphères diélectriques dans la configuration de la figure 1.8. Enfin, (c) montre la superposition des résonances électrique et magnétique conduisant dans cette gamme de fréquences à un milieu doublement négatif.

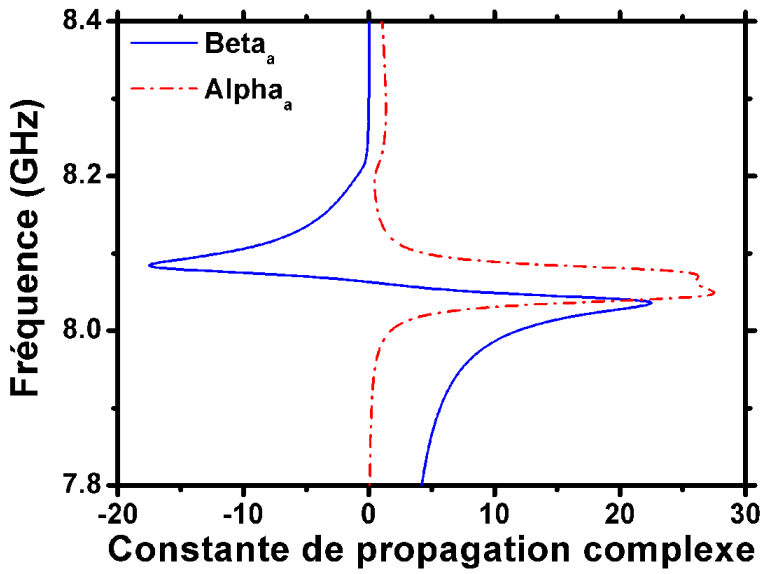

FIGURE 1.10 – Evolution fréquentielle de la constante de propagation complexe de la structure diélectrique aux alentours de la bande main gauche. Les notations Beta$_a$ et Alpha$_a$ correspondent respectivement aux grandeurs $\beta \times a$ et $\alpha \times a$, où a correspond à la longueur de la cellule unitaire.

principal avantage réside cependant dans le caractère isotrope de la structure diélectrique. En revanche, le magnétisme artificiel généré par la résonance magnétique peut être une alternative intéressante aux inclusions métalliques [21]. Citons l'exemple du premier prototype de « cloaking » réalisé à l'aide d'un gradient de perméabilité à base de résonateurs à anneaux fendus [22]. La possibilité d'obtenir le même effet sur le principe d'une voie « tout diélectrique » a été montrée [23]. Cependant, la difficulté d'obtenir des cubes de céramiques rigoureusement identiques en terme de constante diélectrique complexe mais aussi de dimensions géométriques peut s'avérer rédhibitoire à toute réalisation technologique.

1.2 L'accordabilité par films ferroélectriques et ses applications

1.2.1 Etat de l'art sur les films ferroélectriques

Les films minces ferroélectriques sont une des voies possibles pour les applications d'agilité. Il est généralement admis que pour réaliser cette fonction d'accordabilité dans les circuits microondes, le film doit se trouver dans une phase paraélectrique afin de minimiser les pertes et de s'affranchir des effets d'hystérésis [24]. Cependant, une accordabilité relativement substantielle combinée avec des pertes diélectriques plutôt basses (tanδ=5×10^{-2} à 40 GHz sans polarisation) a été observée sur un film mince (0.5μm) de $Na_{0.5}K_{0.5}NbO_3$ en phase ferroélectrique déposé par ablation laser sur un substrat de silicium haute résistivité [25]. Cela indique qu'en bande millimétrique, les mouvements des murs de domaine ainsi que les propriétés piézoélectriques (dues à la phase ferroélectrique)

n'apportent plus de contribution majeure aux pertes diélectriques à ces fréquences.

Beaucoup de compositions différentes sont actuellement étudiées afin d'obtenir la meilleure accordabilité et le plus faible angle de pertes tanδ. Le $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ (titanate de baryum et de strontium : BST) apparaît comme étant le meilleur candidat potentiel. A ce jour, un des résultats le plus marquant publié concerne un film mince de $Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$ déposé par pulvérisation cathodique (voir chapitre 2.1.2.1). Ce film présente une tangente de pertes de 2.04×10^{-2} à 30 GHz. L'accordabilité mesurée à 1 GHz vaut 63% pour un champ continu maximal de 1.4V/μm [26] (illustration figure 1.11). D'autres équipes cherchent à améliorer leurs performances en incluant des dopants [27–30]. En règle générale, l'ajout de dopants diminue les pertes mais offre un facteur d'accordabilité plus faible.

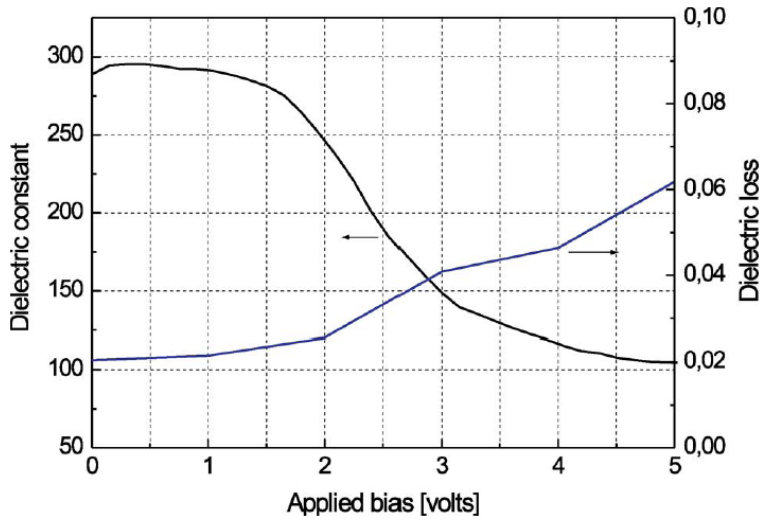

FIGURE 1.11 – Evolution de la capacité accordable et de la tangente de pertes en fonction de la polarisation à la fréquence de 1 GHz [26].

L'investigation se fait également au travers d'autres matériaux, comme le $KTa_{1-x}Nb_xO_3$ (tantalate de potassium et de niobium : KTN) [31–33]. Les performances apparaissent comme étant moins bonnes que le BST. Typiquement, les références citées présentent une accordabilité de 6.4% pour un champ maximal appliqué de 15 KV/cm pour une tangente de pertes sensiblement identique à celle du BST.

A défaut d'être utilisée pour les applications d'agilité, la phase ferroélectrique présente un grand intérêt pour le développement des mémoires ferroélectriques (Ferroelectric Random Acces Memory : FeRAM) [34, 35]. Ici, on cherche à tirer parti de l'effet d'hystérésis présent lors du cycle C(V) (voir figure 2.1). Le sens de parcours du cycle d'hystérésis permet l'écriture et la lecture des données binaires « 1 » ou « 0 » sous la forme de deux états de polarisation rémanente (P_r ou $-P_r$). Cette technologie se heurte au problème du vieillissement du matériau avec l'augmentation croissante du nombre de cycles d'écriture. En effet, une réduction de la valeur de la polarisation rémanente rend impossible la distinction entre les deux états logiques entraînant des erreurs de lecture.

1.2.2 Application aux circuits déphaseurs

Un des premiers déphaseurs ferroélectriques à base de BST, obtenu par voie sol-gel, utilisait une céramique épaisse d'environ 0.15 mm comme substrat d'une ligne microruban [36]. Un déphasage de 165° avec une tension de 250 Volts a été obtenu à la fréquence de 2.4 GHz, avec des pertes d'insertion d'environ 3 dB.

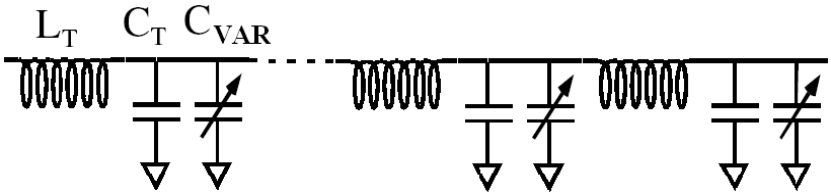

FIGURE 1.12 – Schéma équivalent d'un circuit déphaseur. L_T et C_T représentent respectivement l'inductance et la capacité linéiques de la ligne. C_{VAR} modélise l'élément d'accord placé en shunt.

Néanmoins, on préférera généralement se placer en technologie coplanaire, compatible avec les techniques de fabrication monolithiques (suppression des « via holes »). Le principe est de modifier la constante de phase de la ligne $L-C$ en insérant en shunt un élément capacitif accordable C_{VAR}, comme le montre le schéma équivalent de la figure 1.12. Dans la référence [37], un déphaseur est réalisé à base de capacités interdigitées placées sur un film de $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ déposé par voie sol-gel. En amenant une polarisation continue aux bornes de C_{VAR}, la permittivité du film mince de BST varie, permettant alors de contrôler la phase du circuit. En vue de réduire la tension de commande du déphaseur, la solution technologique « capacité plan » peut être retenue [38].

Un des paramètres le plus explicite pour caractériser les performances d'un déphaseur est le facteur de mérite (Factor Of Merit : FOM), correspondant au rapport entre le déphasage différentiel et les pertes d'insertion, dont certaines études montrent sa sensibilité à la structure du film mince [39]. En vue de réduire les pertes d'insertion et donc d'augmenter le FOM, il est également envisageable de graver le film ferroélectrique afin de n'en laisser que sous les éléments d'accord et ainsi s'affranchir des pertes diélectriques ramenées par les éléments d'accès [40].

1.2.3 Autres solutions

1.2.3.1 Déphaseurs par diodes

La jonction d'une diode polarisée en inverse se comporte comme une capacité. Celle-ci diminue lorsque la tension inverse augmente. Toutes les diodes peuvent être utilisées, mais certaines sont réalisées spécialement pour cet usage (diodes varactor ou varicap) dans le but d'exploiter au maximum la zone de non-linéarité de la capacité ne laissant passer qu'un minimum de courant. Des structures de type Schottky sont aussi utilisées pour la réalisation de varactors. Le principe est de faire varier la zone de désertion, qui joue le rôle du diélectrique d'un condensateur. Ainsi, les dispositifs agiles en fréquence peuvent également être réalisés par cet effet, comme l'illustre la figure 1.13 [41]. Dans cette référence, le déphaseur agile à base de diodes Shottky GaAs intégrées

dans une ligne coplanaire présente une variation de phase de 360° à 20 GHz (en appliquant une tension de polarisation de -10 Volts) pour des pertes d'insertion de 4.2 dB à 0 Volt.

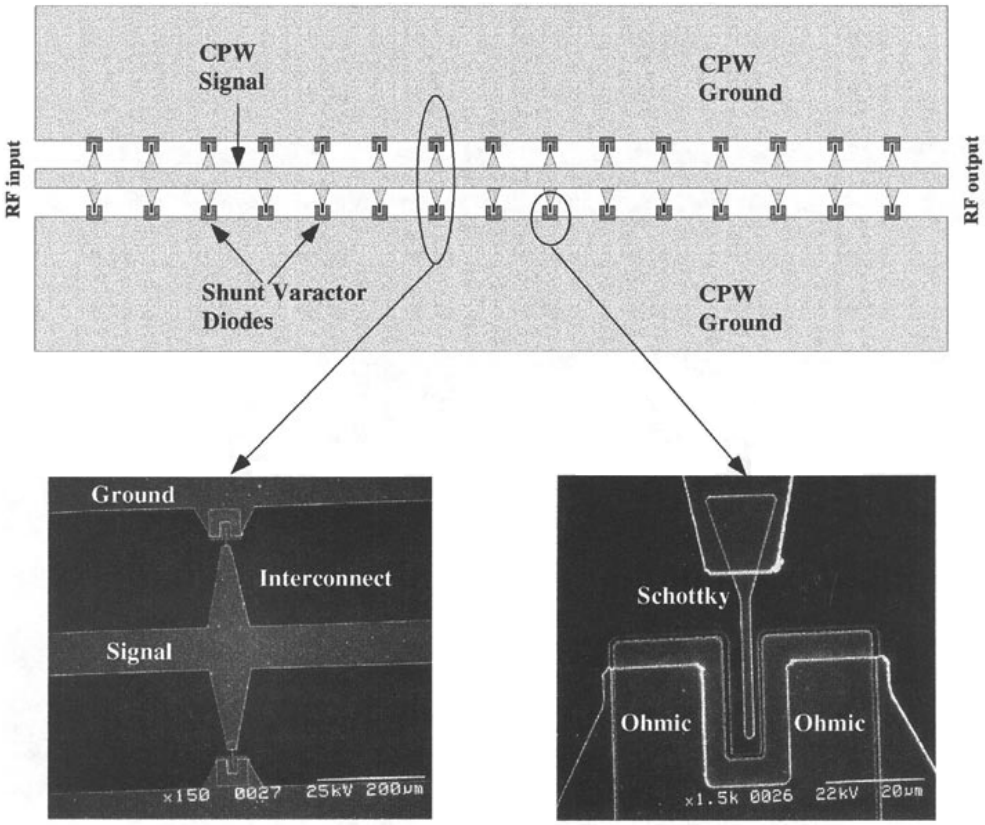

FIGURE 1.13 – Déphaseur à base de diodes [41].

La principale limitation de ces dispositifs concerne les pertes engendrées par la résistance série de la diode.

1.2.3.2 Déphaseurs par MEMS

Les systèmes microélectromécaniques (Micro Electro Mechanical Systems : MEMS) peuvent également être utilisés comme éléments d'accord ; une illustration est donnée sur la figure 1.14. Ils ont pour principal avantage de présenter peu de pertes aux fréquences microondes. En règle générale, il s'agit d'un film métallique mobile (poutre, membrane...) se déplaçant sous l'effet d'une excitation extérieure. Les déplacements peuvent être d'origine thermique, magnétique ou plus principalement électrostatique.

En appliquant une tension continue, il est possible d'actionner la membrane composant le MEMS de l'état haut à l'état bas. Cela a pour effet d'augmenter la capacité linéique totale de la ligne, et donc d'introduire un changement de la vitesse de phase (et aussi d'impédance caractéristique). Dans la référence [42], le déphaseur présente un déphasage de 180° à la fréquence de 25 GHz et de 270° à 35 GHz, sous une tension continue maximale de 75 Volts. Les pertes d'insertion

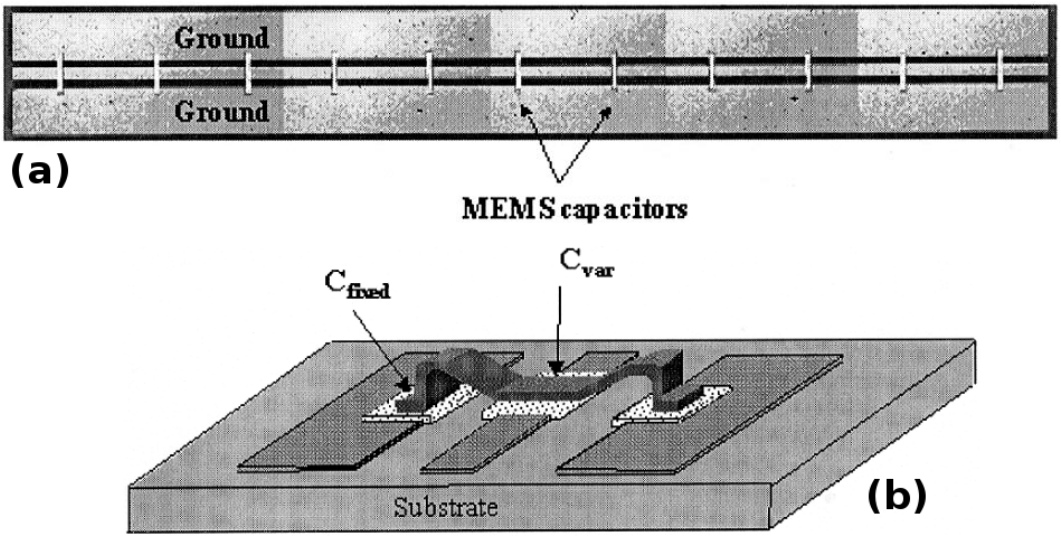

FIGURE 1.14 – (a) Déphaseur à base de MEMS et (b) illustration de la capacité MEMS [42].

sont de 1.07 dB à 35 GHz sous 0 Volt et de 1.69 dB à 35 GHz sous 75 Volts.

Cependant, les MEMS présentent des inconvénients, notamment au niveau de leur temps de réponse très long (de 2 à 100 μs). Il faut ajouter à cela des tensions de polarisation élevées (50-100 Volts) ainsi qu'une fiabilité toute relative (fatigue mécanique liée aux multiples flexions de la structure).

1.2.3.3 Déphaseurs par cristaux liquides

Généralement utilisés pour les dispositifs d'affichage, les cristaux liquides possèdent une permittivité anisotrope. En modifiant leur orientation sous l'influence d'un champ statique (électrique ou magnétique), la permittivité vue par le champ électrique peut être alors contrôlée, rendant donc leur utilisation possible pour les applications d'agilité.

La figure 1.15 illustre un cristal liquide en phase nématique. Les centres de gravité des molécules ne présentent aucun ordre de position, mais celles-ci possèdent une orientation privilégiée. De fait, pour une direction de propagation donnée, il est possible d'obtenir une variation de permittivité réelle $\Delta\epsilon'_r$ en changeant l'orientation des molécules du cristal liquide par un champ de commande extérieur. Plus la différence entre les deux permittivités $\epsilon'_{\parallel}$ et $\epsilon'_{\perp}$ est élevée (large biréfringence), meilleures seront les performances [45].

Des réalisations ont été effectuées sur ligne microruban (substrats évidés ou multi-couches, voir figure 1.16(a)) [43] ainsi que sur ligne coplanaire (figure 1.16(b)) [44].

Le principal défaut des cristaux liquides est leur temps de réponse élevé, particulièrement lorsque l'on coupe le champ continu pour les faire revenir à leur état initial. Pour pallier ce problème, des études à base de cristaux liquides ferroélectriques ont été menées [46, 47]. En effet, une forte interaction entre la polarisation spontanée due à l'alignement des molécules et entre le champ électrique de contrôle est utilisée, conduisant à un temps de réponse plus rapide.

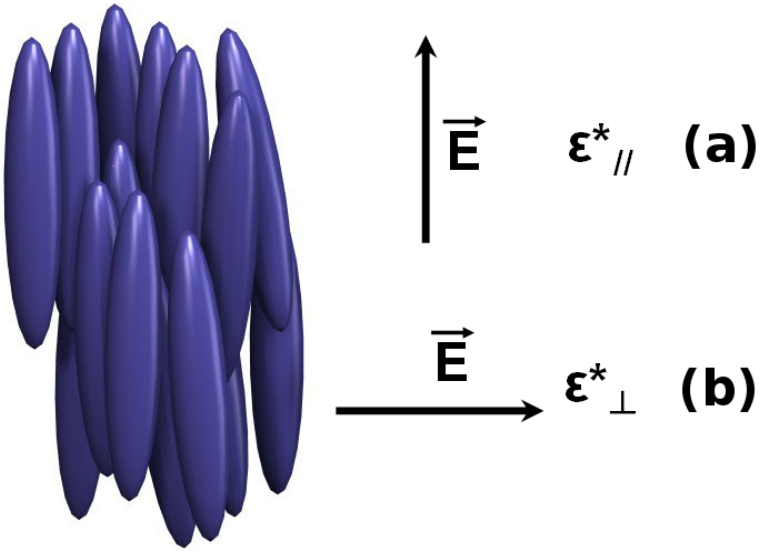

FIGURE 1.15 – Orientations du champ électrique correspondant aux permittivités (a) $\epsilon^*_{\parallel}$ et (b) $\epsilon^*_{\perp}$ pour un cristal liquide nématique.

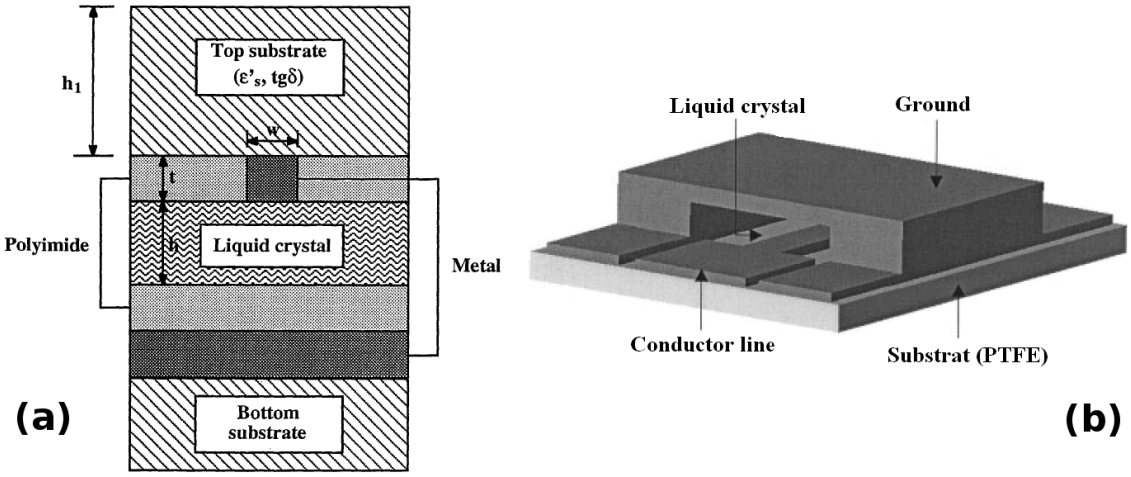

FIGURE 1.16 – Déphaseurs à base de cristaux liquides en technologie (a) microruban, à base de substrat multi-couches. Le cristal liquide est placé entre deux couches de diélectrique [43]. (b) Réalisation en technologie coplanaire [44]. Pour réaliser la partie agile, un plan de masse forme une cavité dans laquelle le cristal liquide est inséré.

1.3 Composants en espace libre : antennes à balayage électronique et antennes réseaux

1.3.1 Solution classique

En télécommunication, une antenne à balayage électronique est un réseau d'antennes élémentaires alimentées à l'aide de signaux dont la phase est contrôlée à l'aide de déphaseurs afin d'obtenir le diagramme de rayonnement voulu. Un schéma est donné sur la figure 1.17 [48].

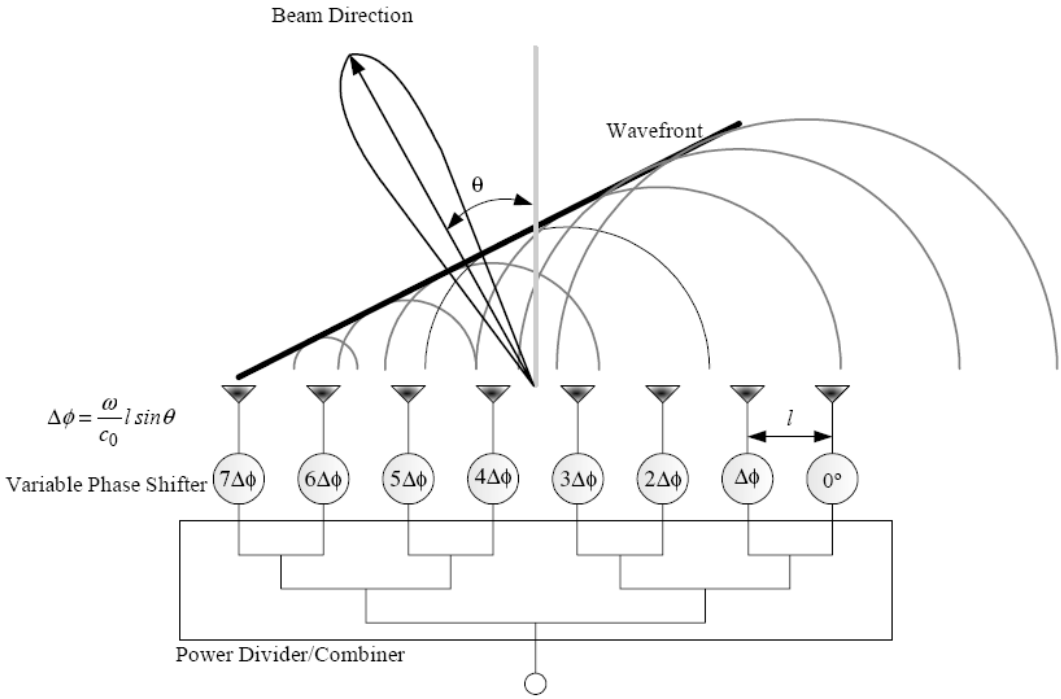

FIGURE 1.17 – Réseau d'antennes à commande de phase utilisant des déphaseurs [48].

Ce type d'antenne est aujourd'hui nécessaire pour des applications civiles comme le radar anti-collision, la localisation GPS ou encore les réseaux locaux. Des déphaseurs accordables hautes fréquences sont alors indispensables. Dans le cas d'une réalisation technologique optant pour la voie ferroélectrique, il y a nécessité de s'affranchir du paramètre de la température. En effet, les matériaux ferroélectriques présentent une variation de leur constante diélectrique en fonction de la température. Pour ce faire, une réalisation de film mince en multi-couches a été étudiée [49]. Dans cette référence, un film de 220 nm composé de trois couches de ($Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$ / $Ba_{0.75}Sr_{0.25}TiO_3$ / $Ba_{0.9}Sr_{0.1}TiO_3$) a été déposé sur substrat de silicium par voie MOSD (« Metal Organic Solution Deposition Technique »). La structure multi-couches possède une plus grande permittivité relative réelle (ϵ'=360) et une plus petite tangente de pertes (tanδ=0.012) que celles mesurées sur un film uniforme de $Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$ déposé suivant la même technique. Le BST multi-couches présente une dispersion diélectrique très faible dans la gamme de températures 90/-10°C, faisant apparaître une décroissance de 6.4% sur la permittivité réelle. De plus, la température n'a pas d'influence sur

l'accordabilité de ce film.

1.3.2 Avantages des métamatériaux

De par leurs propriétés de dispersion, les métamatériaux présentent une bande de fréquences dans laquelle un couplage avec l'air est possible. Cet effet peut-être mis à profit pour modifier la direction de rayonnement d'une antenne ; la structure en question porte le nom d'antenne à ondes de fuite (« leaky wave antenna ») [50].

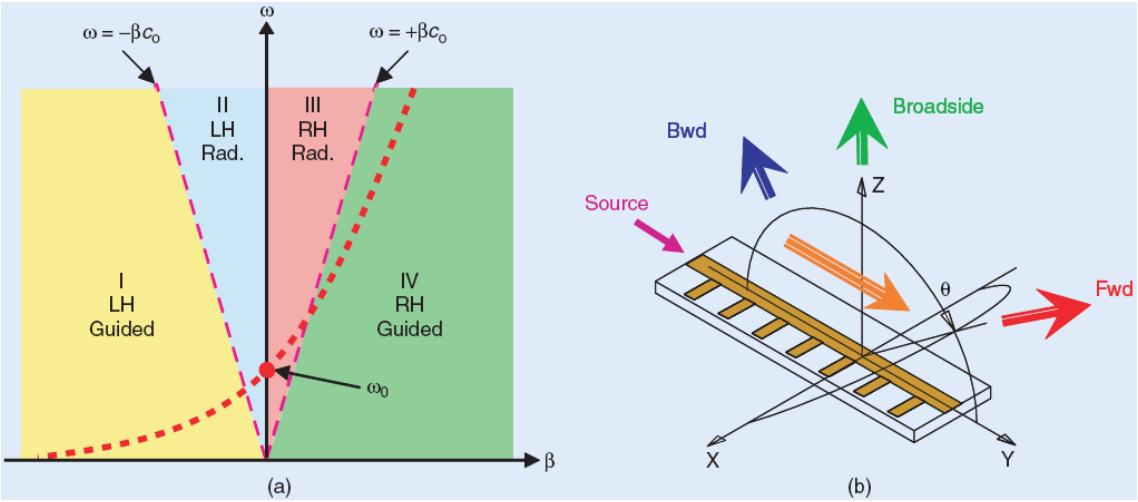

FIGURE 1.18 – (a) Diagramme de dispersion d'une structure composite équilibrée (le passage entre la bande main gauche [Left-Handed : LH] et la bande main droite [Right-Handed : RH] se fait sans discontinuité) mettant en évidence les régions où l'onde est guidée ou rayonnée. (b) Illustration des différentes régions possibles de rayonnement [51].

La figure 1.18(a) illustre différentes régions suivant lesquelles l'onde sera guidée ou rayonnée. La frontière entre les deux s'appelle le cône de lumière, valant $\pm\beta c_0$. Le diagramme de dispersion représenté montre une première bande passante main gauche. La partie haute de cette bande à indice négatif, passant sous le cône de lumière, se distingue par une propagation des ondes pour laquelle la vitesse de phase est supérieure à celle de la lumière. Cela a pour effet de créer un rayonnement, c'est ce que l'on appelle l'effet Cerenkov. Pour les structures main gauche, le cône d'émission est dirigé vers l'arrière (rayonnement « backward » : Bwd sur la figure 1.18(b)). A l'inverse, lorsque l'on passe sous le cône de lumière en bande main droite, l'émission se fera dans le même sens que la direction de propagation (rayonnement « forward » : Fwd sur la figure 1.18(b)).

Alors que les structures purement main droite ne peuvent tirer profit du point particulier d'indice nul (car la vitesse de groupe v_g est nulle à β nul) et émettre dans la direction normale au plan xy de la figure 1.18(b), le diagramme de dispersion des structures composites équilibrées le permet (rayonnement « broadside » sur la figure 1.18(b)). De plus, le point d'indice nul présente une longueur d'onde infinie. Cela permettrait donc, avec l'utilisation d'une unique ligne main gauche, d'alimenter toutes les antennes en phase ; évitant donc l'utilisation d'une structure en arbre (figure 1.17).

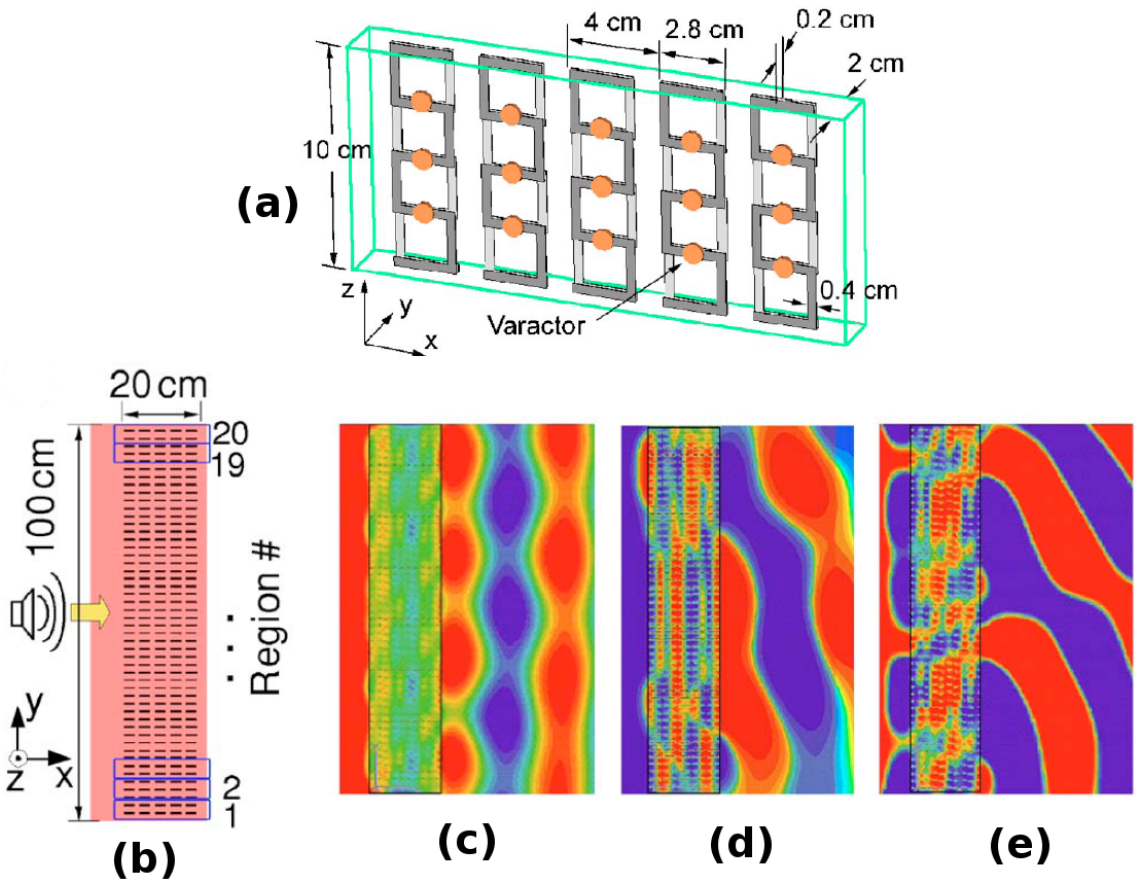

FIGURE 1.19 – (a) Radôme micro-structuré à base de motifs en S chargé par des varactors (en orange). (b) Représentation du radôme avec son antenne d'émission. (c), (d) et (e) sont les représentations de l'amplitude du champ électrique à 900 MHz pour différentes valeurs de capacité [52].

L'approche des lignes de transmission, purement planaire, ne peut être utilisée dans le cas de réalisation volumique d'un radôme. Le groupe de J. A. Kong a travaillé sur cette thématique avec des motifs à base de lettres « S », présentant une bande passante plus large que les réseaux de fils et de SRR [53]. En introduisant des éléments accordables de type diodes varactors dans la structure (voir figure 1.19(a)), les propriétés de transmission du métamatériau peuvent être contrôlées [52]. Dans ce cas, on peut alors s'affranchir de la complexité du montage classique présenté figure 1.17, pour lequel un grand nombre de déphaseurs sont raccordés à chaque élément rayonnant. Ici, une unique antenne est placée devant le matériau volumique comme l'illustre la figure 1.19(b). Le radôme est divisé en 20 régions suivant l'axe y. Les valeurs de capacité à l'intérieur de chaque région sont les mêmes, mais peuvent être différentes d'une région à l'autre. Lorsqu'une onde plane traverse le métamatériau volumique quand les valeurs de capacités ne sont pas identiques entre chaque région, les vitesses de phase de chaque division sont différentes, aboutissant au contrôle possible du diagramme de rayonnement en champ lointain.

Conclusion

Dans ce chapitre, la notion de métamatériau a été introduite. Pour se placer en régime de propagation gaucher, il est nécessaire d'obtenir des parties réelles de permittivité et de perméabilité simultanément négatives. Par exemple, un réseau de fil et des résonateurs à anneaux fendus permettre de satisfaire ce critère dans une certaine bande de fréquences. En règle générale, la perméabilité négative obtenue par l'anneau est l'élément limitant la largeur de bande main gauche, étant donné le caractère fortement résonnant de cette structure. Depuis, d'autres approches ont également été proposées. Pour la partie guidée, les lignes à avance de phase, connues depuis Léon Brillouin, présentent un effet main gauche en chargeant une ligne de transmission par son réseau dual. En espace libre, des sphères de diélectrique à haute permittivité présentent une première résonance magnétique et une seconde électrique. En créant un réseau possédant deux tailles différentes de sphères, il est possible de faire coïncider les résonances magnétiques et électriques en vue d'obtenir une branche de dispersion main gauche.

L'accordabilité des circuits en technologie guidée peut-être réalisée à l'aide de films minces ferroélectriques. Par exemple, une ligne chargée par des capacités interdigitées (CID) en shunt déposées sur un film de BST présente une dispersion main droite classique. En appliquant une tension continue aux bornes de la CID, la permittivité du film mince varie, modifiant alors la constante de phase du circuit. L'application directe de cette propriété est le contrôle du faisceau dans les antennes à balayage électronique.

La technologie des métamatériaux présente certains avantages pour ce type de dispositif. Les antennes à ondes de fuite permettent naturellement un contrôle de la direction du rayon émis. En se plaçant sous le cône de lumière, en bande main gauche ou main droite, le rayonnement se fait respectivement dans la direction opposée ou dans la même direction que la propagation. Le point particulier d'indice nul procure un rayonnement dans la direction normale au substrat de la ligne. Nous avons également vu qu'une réalisation volumique est possible en incluant des diodes varactors dans un métamatériau à base de motifs ayant la forme de lettres S. Un tel radôme permet alors de s'affranchir de la complexité de l'architecture en arbre généralement employée dans les structures classiques.

CHAPITRE 2

FILMS MINCES FERROÉLECTRIQUES : FILIÈRE BST

Le présent chapitre a pour but d'étudier les films minces de $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ déposés par voie sol-gel, méthode de dépôt principalement intéressante pour sa grande souplesse. Une caractérisation diélectrique de ces films est réalisée en analyse vectorielle jusque 110 GHz à l'aide de capacités de bout et de lignes de transmission. L'extraction de la permittivité complexe du film est réalisée par simulation électromagnétique en incluant dans le matériau une évolution dispersive de ϵ' et de tanδ suivant un modèle de type Cole-Cole. Cette relaxation distribuée peut être attribuée à un mode mou de phonons. Des mesures au Térahertz confirment l'évolution de la dispersion mesurée à l'analyseur vectoriel de réseaux.

2.1 Rappels sur la ferroélectricité

2.1.1 Température de Curie et états associés

Les matériaux ferroélectriques ont pour particularité de présenter une polarisation électrique permanente, même en l'absence de champ électrique appliqué. Ce phénomène est appelé polarisation rémanente P_r, dont le signe peut être inversé par un champ électrique de valeur supérieure à un seuil appelé champ coercitif E_c ; P_s étant la polarisation à saturation sous champ élevé. Le

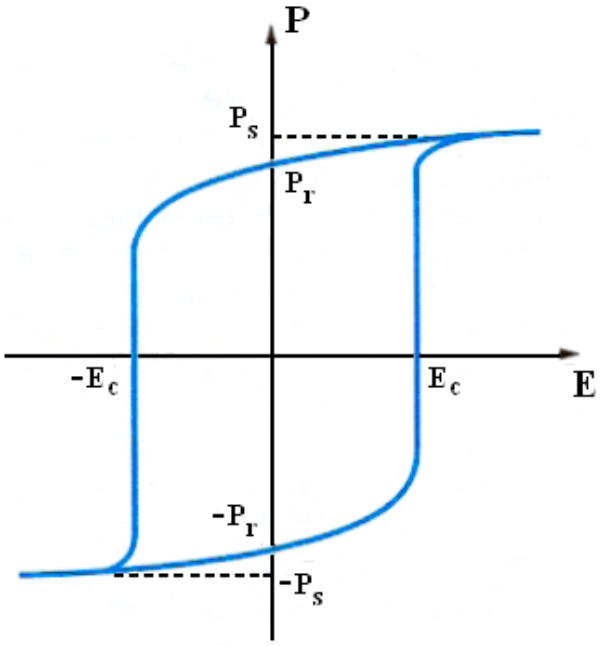

FIGURE 2.1 – Cycle d'hystérésis ferroélectrique.

graphe de la figure 2.1, représentatif de la polarisation en fonction du champ électrique appliqué est couramment nommé cycle d'hystérésis. Celui-ci ressemblant à l'évolution de l'aimantation en fonction du champ magnétique dans les matériaux ferromagnétiques, le terme de ferroélectricité a été ainsi employé par analogie. Ce phénomène a été pour la première fois observé sur des cristaux de sel de Rochelle [54]. Pour les matériaux ferroélectriques, la polarisation $\overrightarrow{P}$ n'est pas proportionnelle au champ $\overrightarrow{E}$ appliqué : on parle alors de diélectrique non linéaire. La non linéarité de ces matériaux, décrite par l'équation (2.1), provient du fait que ε_r dépend du champ $\overrightarrow{E}$, donc $\overrightarrow{P}$ n'est plus proportionnelle à $\overrightarrow{E}$, comme l'illustre la figure 2.2.

$$\left|\overrightarrow{P}\right| = a\left|\overrightarrow{E}\right| + b\left|\overrightarrow{E}\right|^2 + c\left|\overrightarrow{E}\right|^3 \tag{2.1}$$

Les propriétés ferroélectriques disparaissent au delà d'une température dite de transition assimilable à la température de Curie (notée T_c). Le matériau passera alors d'une phase ferroélectrique à une phase paraélectrique : cette transition s'accompagne d'un changement de structure, par passage d'une classe cristallographique polaire à non polaire et de ce fait la polarisation spontanée

disparaît. Nous remarquons sur la figure 2.3 que la constante diélectrique ε_r du matériau varie très fortement aux alentours de la température de Curie. C'est d'ailleurs à T_c que le matériau présentera un maximum en valeur de ε_r. Le passage de l'état ferroélectrique vers l'état paraélectrique peut se faire selon deux types de transition (figure 2.4). La transition du 1er ordre présente une polarisation nulle dans l'état paraélectrique augmentant brutalement dans l'état ferroélectrique. Pour le 2nd ordre, la polarisation est également nulle dans l'état paraélectrique mais ici elle augmente de

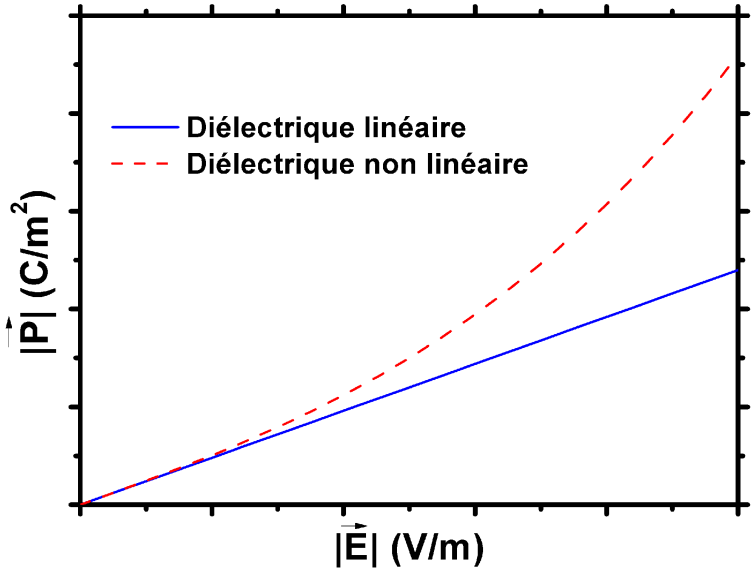

FIGURE 2.2 – Evolution de la polarisation de diélectriques linéaires et non linéaires en fonction du champ continu appliqué.

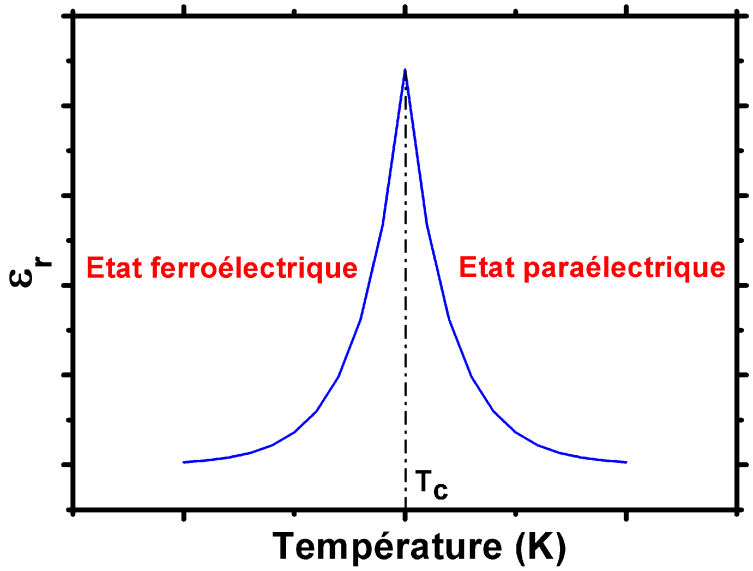

FIGURE 2.3 – Evolution de la constante diélectrique en fonction de la température.

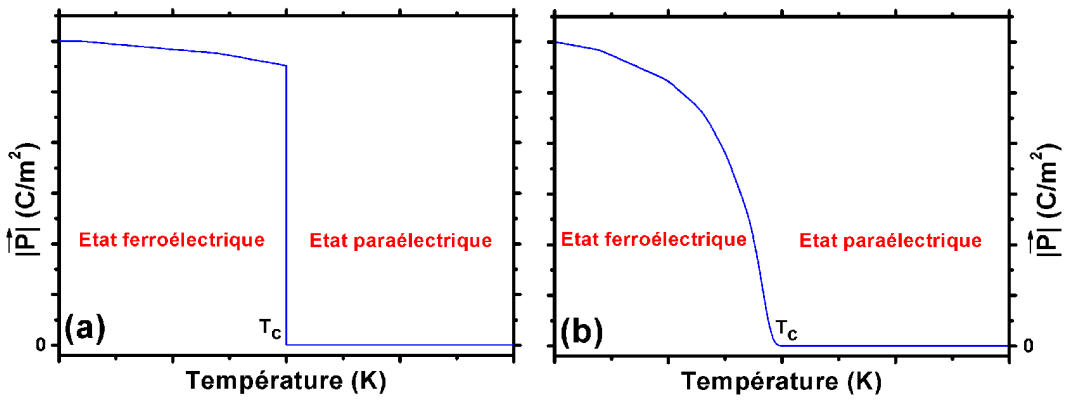

FIGURE 2.4 – Evolution des transitions de phase (a) Evolution du 1er ordre (b) Evolution du 2nd ordre.

manière progressive dans l'état ferroélectrique.

En ce qui concerne le titanate de baryum et de strontium, noté $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$, il est possible de faire varier la température de Curie en fonction du taux de strontium. Plus sa substitution au baryum augmente, plus la température de Curie diminue. Par exemple, la figure 2.5 montre que pour une proportion de Strontium de 50% (x=0.5), la température de Curie se situe aux alentours de -25°C. Avec cette composition, le film sera donc à l'état paraélectrique à température ambiante.

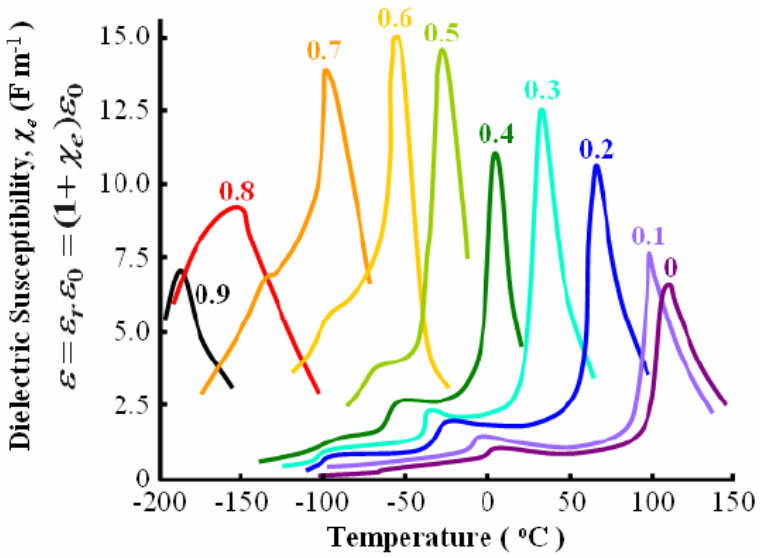

FIGURE 2.5 – Variation de la température de Curie du BST en fonction du taux de strontium [55]. Le paramètre est donc $1 - x$ suivant notre notation.

2.1.2 Méthodes de croissance et de dépôt

Il existe principalement trois méthodes fréquemment employées pour le dépôt de films minces ferroélectriques :

2.1.2.1 Pulvérisation cathodique

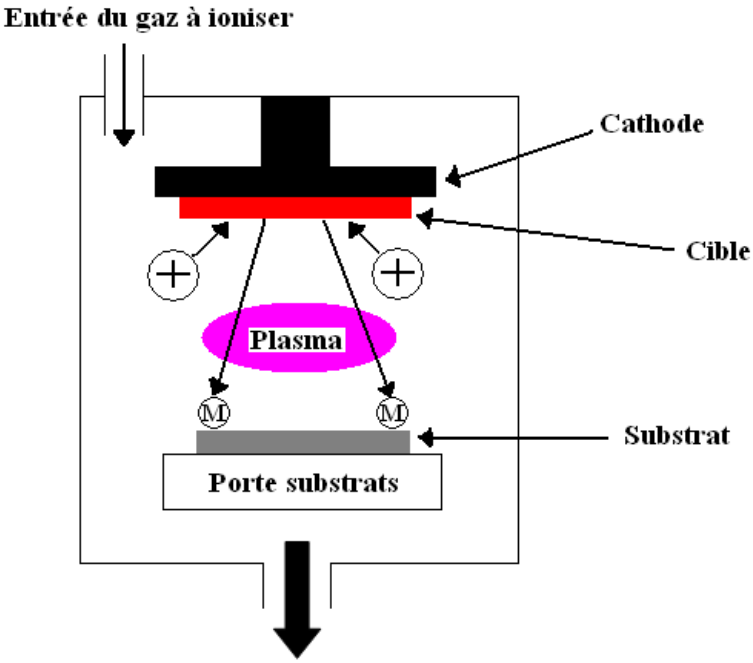

FIGURE 2.6 – Schéma de principe de la pulvérisation cathodique.

Dans la méthode par pulvérisation cathodique (ou sputtering), le matériau à déposer est pulvérisé de la surface d'un solide (cible) par le bombardement de cette surface à l'aide de particules énergétiques (généralement des ions), comme illustré par la figure 2.6. La cible est placée sur la cathode, elle-même reliée à une alimentation continue ou alternative selon le type de matériau à déposer. Un gaz neutre (le plus souvent de l'argon) est introduit dans l'enceinte de dépôt. L'application d'une tension électrique va alors ioniser les atomes de gaz, formant un plasma. Les ions attirés par la cathode viennent bombarder la cible dont la matière est éjectée et vient se déposer sur un substrat placé en face. Les paramètres conditionnant le dépôt sont la pression et le débit du gaz utilisé dans l'enceinte, la puissance de l'alimentation créant le plasma et fixant la vitesse de dépôt, et la température du substrat.

2.1.2.2 Ablation laser

Cette méthode consiste à envoyer un faisceau laser pulsé sur une cible constituée du matériau à déposer, illustrée par la figure 2.7. De la matière est arrachée de la cible, perpendiculairement à sa surface, et va se déposer sur le substrat chauffé placé en face. La principale attractivité de

cette méthode vient de la grande simplicité dans la réalisation de structures multi-couches : il est en effet possible d'utiliser un carrousel de plusieurs cibles. Cette méthode présente aussi une très bonne adhérence et une bonne cristallisation des dépôts in-situ. En revanche, la vitesse de dépôt est relativement faible et présente des problèmes d'uniformité en épaisseur des films.

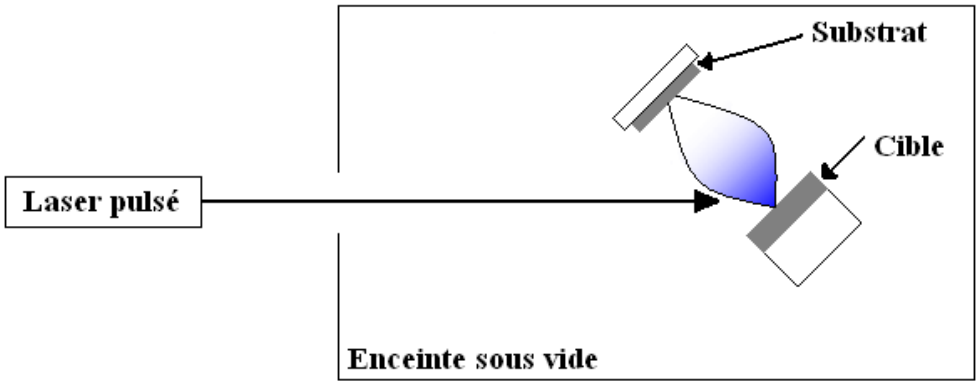

FIGURE 2.7 – Dispositif expérimental d'ablation laser.

2.1.2.3 Méthode sol-gel

La méthode sol-gel, appelée également « Chemical Solution Deposition » (CSD) est constituée de plusieurs étapes : la première consiste à dissoudre les précurseurs (composés moléculaires) contenant les éléments voulus dans un solvant organique approprié. La stœchiométrie est contrôlée par la proportion de ces précurseurs. La seconde étape est de déposer la solution soit par « spin-coating » soit par « dip-coating ». Le spin coating consiste à mettre le substrat enduit de solution en rotation, dont la vitesse et l'accélération sont contrôlées. Le dip-coating est une méthode de trempage qui présente l'avantage de déposer la même quantité de solution sur les deux faces d'un substrat en un seul passage. Son inconvénient est le gradient d'épaisseur qui en résulte sur la surface de l'échantillon. La dernière étape consiste en un recuit post-dépôt afin de permettre la cristallisation du film.

2.1.3 Matériau sous forme volumique ou de film mince

Les matériaux sous forme volumique, appelés également « céramiques », s'élaborent de façon radicalement différente des films minces. En effet, leur réalisation s'effectue à l'aide de poudres mélangées et broyées. Une étape de mise en forme permet la formation d'un disque de la céramique étudiée au moyen d'un moule et d'une presse. Typiquement, l'épaisseur du disque obtenue est de quelques millimètres. Le diamètre varie selon le moule utilisé. Il est ensuite possible d'extraire du disque une forme particulière, par exemple la figure 2.8 montre des cubes de BST ayant pour volume $1mm^3$.

Les films minces quant à eux connaissent un engouement de plus en plus important, notamment parce qu'ils sont plus aisés à intégrer dans les circuits miniaturisés de l'électronique. De plus, leur

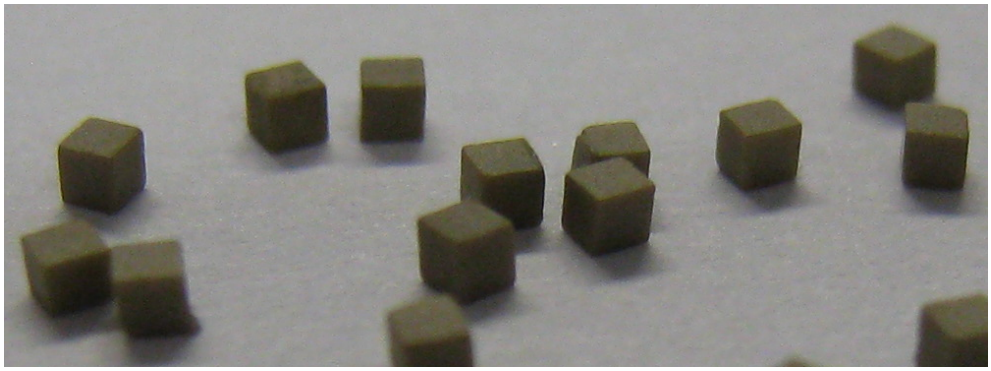

FIGURE 2.8 – Cubes de BST massifs de volume $1mm^3$.

épaisseur étant par définition plus faible que les céramiques, la tension de commande mise en oeuvre pour leur fonction d'agilité est sensiblement réduite (quelques dizaines de Volts peuvent suffire, contrairement aux plusieurs centaines de Volts pour les céramiques). Concernant les propriétés diélectriques, les matériaux volumiques présentent des valeurs de permittivité réelle très élevées (quelques milliers) comparés aux films minces (quelques centaines). En terme de pertes, la majorité des études montre que les pertes diélectriques dans les films minces sont légèrement supérieures à celles du massif [56].

2.2 Films ferroélectriques BST utilisés dans ce travail

2.2.1 Méthode sol-gel

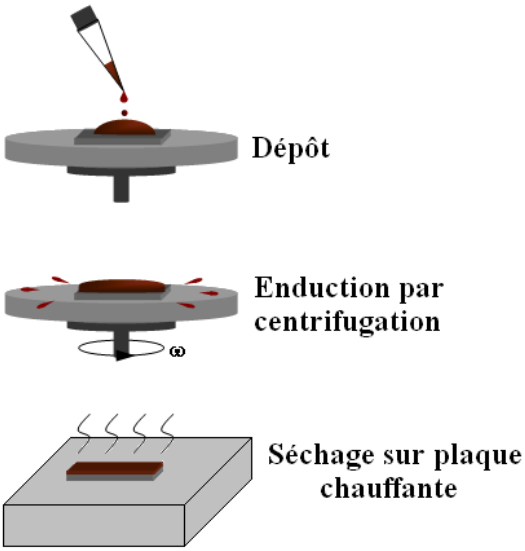

FIGURE 2.9 – Protocole expérimental du dépôt sol-gel par spin-coating.

Les dépôts ont été effectués par Gabriel Vélu [57]. La figure 2.9 décrit le protocole expérimental utilisé pour le dépôt des couches minces étudiées dans le cadre de cette thèse. Tout d'abord, la solution est déposée sur un substrat de saphir d'épaisseur $500\mu m$. Le tout est ensuite centrifugé à la tournette : la vitesse et l'accélération conditionnent l'épaisseur et surtout l'homogénéité du dépôt sur tout l'échantillon. Une phase de séchage sur plaque chauffante est enfin requise pour évacuer les solvants, ce qui permet d'ajouter à nouveau une couche sans dissoudre ce qui a déjà été déposé. Typiquement, une épaisseur de 15nm est obtenue à chaque passe. Pour élaborer une couche de 300nm, il faudra donc répéter l'opération une vingtaine de fois. Le dépôt subit ensuite un recuit de cristallisation à 750°C à l'air (dans un four tubulaire) pendant une heure. La composition étudiée dans ce manuscrit est le $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$, ou BST (50/50).

2.2.2 Caractérisation physique

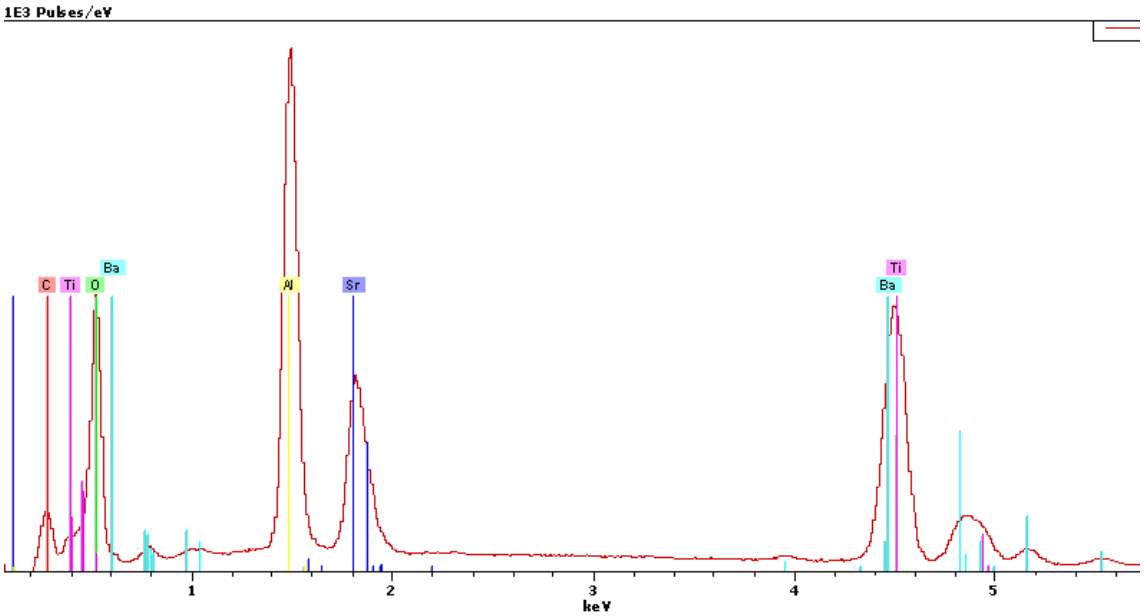

FIGURE 2.10 – Analyse d'un film de BST (50/50) par microanalyse électronique.

Un échantillon de BST (50/50) a été analysé au MEB (Microscope Electronique à Balayage) par technique EDS (Energy Dispersive Spectrometry). Dans le principe, l'échantillon est bombardé par un faisceau d'électrons d'énergie de l'ordre de plusieurs keV (en pratique, de telles valeurs d'énergie sont obtenues dans un microscope électronique à balayage standard). L'impact provoque l'émission des rayons X caractéristiques des éléments constituant l'échantillon. La résolution spatiale et la profondeur de l'analyse sont de l'ordre du micromètre, ce qui peut poser des problèmes particuliers pour l'analyse de petites particules ou de films minces. La figure 2.10 montre le résultat de cette analyse. Nous retrouvons une raie importante d'aluminium provenant du substrat de saphir (Al_2O_3). En effet, le film ne mesurant que 300nm, nous retrouvons ce problème de profondeur d'analyse : le substrat est également sondé. Ceci mis à part, nous détectons des raies caractéristiques du baryum, du strontium, du titane et de l'oxygène. Aucune raie d'élément indésirable dans

la composition n'existe. Contrairement à la diffraction par rayons X, il reste difficile avec cette méthode de se faire une idée précise sur les proportions de matériaux du film déposé.

2.3 Caractérisation électrique de 0.1GHz à 110GHz

2.3.1 Rappel des différentes méthodes de caractérisation diélectrique

2.3.1.1 Mesure en cellule capacitive

Cette méthode consiste à insérer l'échantillon dans une cellule de mesure capacitive, dont un cliché est montré sur la figure 2.11. Etant donné le dispositif, cette méthode est particulièrement

FIGURE 2.11 – Cellule de mesure capacitive.

adaptée à la caractérisation de matériaux massifs. L'appareil de mesure, ou plus précisément le pont d'impédance, nous retourne une valeur de capacité C_m et de conductance G_m. Connaissant la surface des électrodes ayant servi à effectuer la mesure, il est donc possible d'extraire la permittivité complexe du matériau $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$ suivant les équations (2.2) et (2.3) :

$$\epsilon' = \frac{C_m e}{\epsilon_0 S} \tag{2.2}$$

$$\epsilon'' = \frac{G_m e}{2\pi F \epsilon_0 S} \tag{2.3}$$

avec e épaisseur de l'échantillon, S surface de l'électrode, F la fréquence et ϵ_0 la permittivité relative du vide valant $8.854187.10^{-12}$F/m.

Cependant, pour définir les pertes du matériau, il est d'usage de parler en terme de tangente de pertes notée tanδ et définie par l'équation (2.4) :

$$tan\delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \tag{2.4}$$

Plus la partie imaginaire ϵ'' de la permittivité complexe sera élevée, plus le terme tanδ sera grand, signifiant alors que le matériau présente des pertes diélectriques importantes.

2.3.1.2 Mesure en cavité résonante

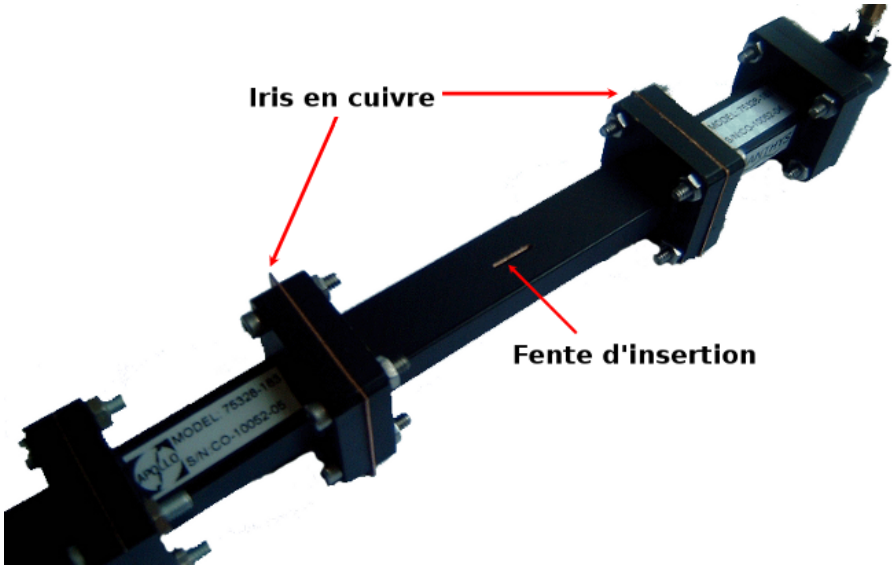

FIGURE 2.12 – Guide d'onde fendu transformé en cavité résonante.

La figure 2.12 montre un cliché du dispositif expérimental de mesure en cavité résonante. Il s'agit d'un guide d'onde que l'on a fendu en son milieu pour l'insertion de l'échantillon à mesurer. Le guide est faiblement couplé par deux iris métalliques, le transformant alors en cavité dont les modes résonants peuvent être calculés de manière théorique suivant l'équation (2.5) [58] :

$$F_{mnp}(GHz) = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \left[\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{L}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \tag{2.5}$$

avec a, b et L respectivement la largeur, la hauteur et la longueur du guide.

Dans cette méthode, on ne s'intéresse qu'au mode fondamental TE_{10p} où un indice p impair sera choisi ; ainsi le champ électrique sera maximal au milieu de la cavité. Lors de l'insertion de l'échantillon à mesurer, le champ est alors perturbé et l'on observe deux phénomènes : un décalage fréquentiel du pic de résonance et un élargissement de celui-ci, dûs respectivement à la permittivité diélectrique ϵ' du matériau et sa tangente de pertes tanδ. En suivant la méthode de mesure différentielle de la référence [59], il est possible d'extraire la permittivité complexe du matériau suivant les équations (2.6) et (2.7) :

$$\epsilon' = 1 + \frac{f_1 - f_2}{f_2} \frac{2aL}{\left[l + \frac{L}{p\pi}\sin\left(\frac{p\pi l}{L}\right)\right]\left[e + \frac{a}{\pi}\sin\left(\frac{\pi e}{a}\right)\right]} \tag{2.6}$$

$$tan\delta = \left(\frac{1}{Q_2} - \frac{1}{Q_1}\right)\frac{f_2}{2\left(f_2 - f_1\right)} \tag{2.7}$$

avec f_1 fréquence de résonance du mode de la cavité à vide, f_2 fréquence de résonance du mode de la cavité chargé avec le matériau, Q_1 facteur de qualité de la cavité à vide, Q_2 facteur de qualité de la cavité chargée, l la longueur de l'échantillon inséré et e son épaisseur.

Cette méthode peut sembler attractive. Il s'agit en effet d'une mesure différentielle et la calibration de l'analyseur de réseau peut être approximative avec un résultat obtenu quasi instantanément. De plus, aucune électrode n'est nécessaire pour la mesure. En revanche, il est impossible de réaliser des mesures larges bandes car la bande de transmission est discrétisée : il y a obligation de travailler aux fréquences de résonances de la cavité. De plus, certaines conditions doivent être remplies sous peine de fausser les résultats. En effet, si l'échantillon est relativement grand face à la longueur d'onde du mode considéré, ou si sa constante diélectrique est trop élevée, alors plusieurs longueurs dans l'échantillon sont possibles et conduisent à une situation multimode.

2.3.1.3 Mesure sous pointes

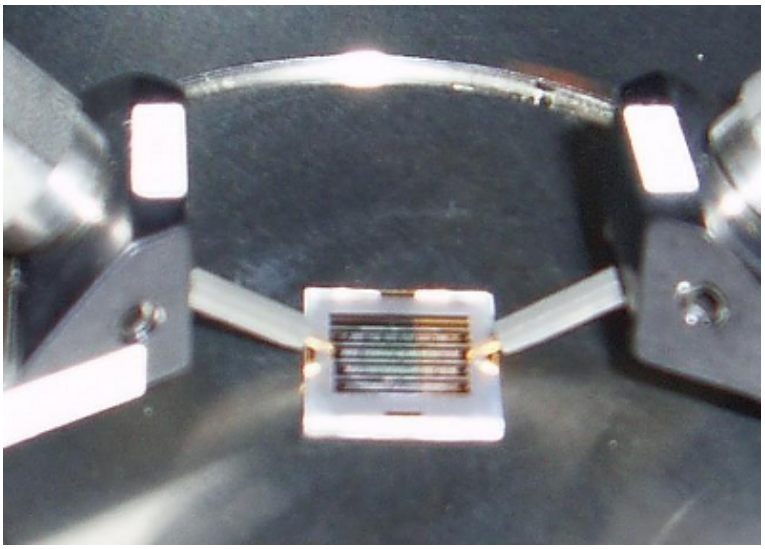

FIGURE 2.13 – Dispositif de mesure sous pointes.

Les mesures sous pointes, dont le dispositif est montré sur la figure 2.13, s'effectuent sur des structures de propagation guidées, à savoir des lignes de transmission. La pose des pointes doit obligatoirement s'effectuer sur une structure planaire. Les lignes coplanaires CPW (CoPlanar Waveguide) sont les plus courantes. La mesure sur des lignes CPS (CoPlanar Strip) est également possible, mais du fait de la grande difficulté rencontrée pour l'adaptation de leur impédance caractéristique, ces lignes restent très peu utilisées. La caractérisation est possible dans de larges

gammes de fréquences : à l'IEMN, de tels types de mesures peuvent être effectuées du continu à 220GHz.

2.3.2 Transformation conforme

2.3.2.1 Capacité interdigitée

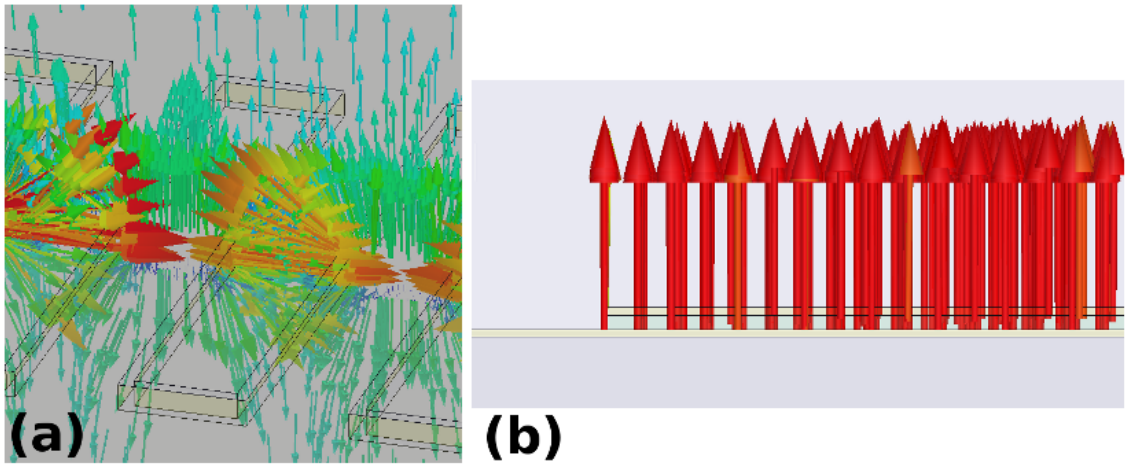

FIGURE 2.14 – Lignes de champ électrique dans (a) une capacité interdigitée et (b) une capacité plan.

Les modèles basés sur la transformation conforme permettent de résoudre un problème complexe en le « transformant » en une situation plus simple. Par exemple, nous connaissons bien la formule de calcul d'une capacité plan, pouvant être retrouvée simplement à partir de l'équation (2.2). Pour ce type de capacité, les lignes de champ électrique sont orientées de manière rectiligne d'une électrode vers l'autre, comme l'illustre la figure 2.14(b). La répartition du champ $\overrightarrow{E}$ est beaucoup plus complexe dans une capacité interdigitée (CID) compte tenu de sa géométrie. La transformation conforme va donc permettre de modifier ces lignes de champ pour se placer dans une situation analogue à la capacité plan. La méthode décrite est celle de la référence [60]. Les paramètres géométriques de la CID intervenant dans les équations sont mis en évidence sur la figure 2.15, avec n le nombre de doigts de la capacité.

La première étape est de prendre en compte l'épaisseur de métallisation dans le calcul : on passera donc d'une largeur de doigt physique $2s_g$ (géométrique) à une largeur effective $2s$, suivant l'équation (2.8) :

$$2s = 2s_g + \left(\frac{t}{\pi}\right)\left[1 + \ln\left(\frac{8\pi s_g}{t}\right)\right] \tag{2.8}$$

avec t épaisseur de métallisation.

La suite de la méthode sépare le problème en trois parties : calcul d'une section de capacité à trois doigts C_3, calcul d'une capacité de répétition C_n (avec un nombre de doigts égal à $n-3$) et calcul d'une capacité de bout C_{end}.

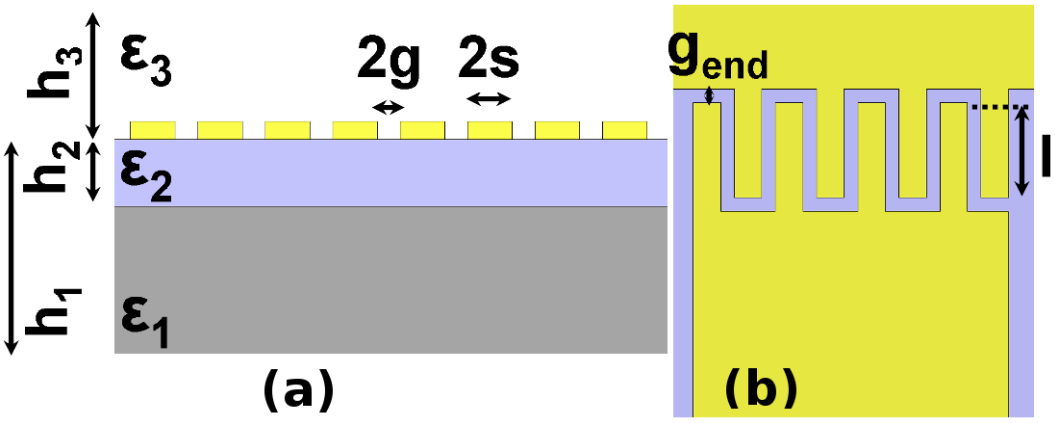

FIGURE 2.15 – (a) Coupe transverse d'une CID (b) sa représentation globale.

1. Calcul d'une section de capacité à trois doigts :
   L'évaluation de la valeur d'une CID à trois doigts sur un substrat bi-couche (substrat + film mince) peut être calculée suivant l'équation (2.9). La capacité peut-être présentée comme une somme de capacités partielles dues à l'air, au substrat et à la couche mince.

$$C_3 = 4\epsilon_0\epsilon_{e3}\frac{K\left(k_{03}\right)}{K\left(k'_{03}\right)}l \tag{2.9}$$

avec l la longueur d'un doigt :

$$\epsilon_{e3} = 1 + q_{13}\frac{\epsilon_1 - 1}{2} + q_{23}\frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{2} + q_{33}\frac{\epsilon_3 - 1}{2} \tag{2.10}$$

avec :

$$q_{i3} = \frac{K(k_{i3})}{K(k'_{i3})}\frac{K(k'_{03})}{K(k_{03})} \quad , \quad i = 1, 2, 3 \tag{2.11}$$

$$k_{03} = \frac{s}{s+2g}\sqrt{\frac{1-\left(\frac{s+2g}{s+2s+2g}\right)^2}{1-\left(\frac{s}{s+2s+2g}\right)^2}} \tag{2.12}$$

$$k_{i3} = \frac{\sinh\left(\frac{\pi s}{2h_i}\right)}{\sinh\left(\frac{\pi(s+2g)}{2h_i}\right)}\sqrt{\frac{1-\sinh^2\left[\frac{\pi(s+2g)}{2h_i}\right]/\sinh^2\left[\frac{\pi(s+2s+2g)}{2h_i}\right]}{1-\sinh^2\left[\frac{\pi s}{2h_i}\right]/\sinh^2\left[\frac{\pi(s+2s+2g)}{2h_i}\right]}} \quad , \quad i = 1, 2, 3 \tag{2.13}$$

$$k'_{i3} = \sqrt{1 - {k_{i3}}^2} \quad , \quad i = 0, 1, 2, 3 \tag{2.14}$$

avec $K(k)$ intégrale elliptique complète de première espèce définie par la fonction (2.15) dans l'intervalle $[0; 1[$:

$$K(k) = \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2t^2)}}dt \tag{2.15}$$

Son évolution est tracée sur la figure 2.16. Lorsque k tend vers 0, $K(k)$ tend vers $\frac{\pi}{2}$ et lorsque k tend vers 1, $K(k)$ a une asymptote verticale $k = 1$.

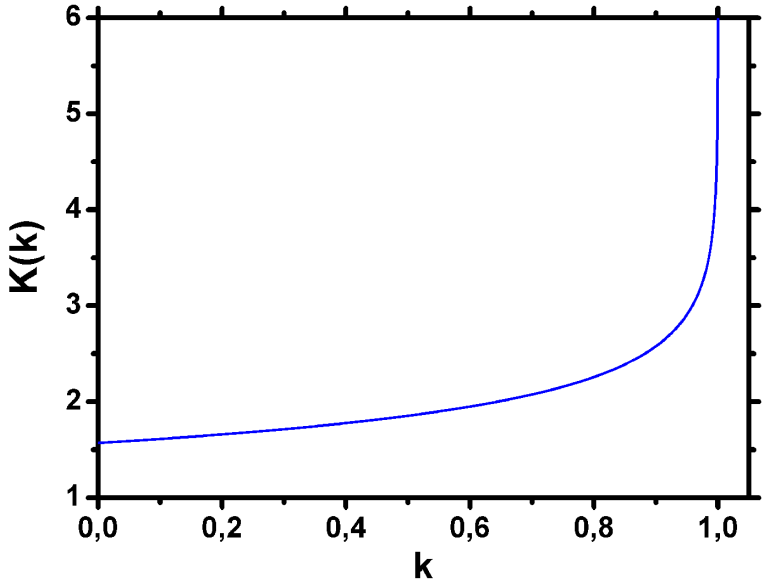

FIGURE 2.16 – Intégrale elliptique complète de première espèce $K(k)$.

2. Calcul de la capacité de répétition :

   La capacité de répétition C_n, comportant $(n-3)$ doigts, peut-être représentée comme dans le cas précédent par une somme de capacités partielles et se calcule suivant l'équation (2.16) :

$$C_n = (n-3)\,\epsilon_0 \epsilon_{en} \frac{K(k_0)}{K(k_0')} l \tag{2.16}$$

   avec :

$$k_0 = \frac{s}{s+g} \tag{2.17}$$

$$\epsilon_{en} = 1 + q_{1n}\frac{\epsilon_1 - 1}{2} + q_{2n}\frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{2} + q_{3n}\frac{\epsilon_3 - 1}{2} \tag{2.18}$$

$$q_{in} = \frac{K(k_{in})}{K(k_{in}')}\frac{K(k_0')}{K(k_0)} \quad , \quad i = 1,2,3 \tag{2.19}$$

$$k_{in} = \frac{\sinh\left(\frac{\pi s}{2h_i}\right)}{\sinh\left(\frac{\pi(s+g)}{2h_i}\right)} \sqrt{\frac{\cosh^2\left[\frac{\pi(s+g)}{2h_i}\right] + \sinh^2\left[\frac{\pi(s+g)}{2h_i}\right]}{\cosh^2\left[\frac{\pi s}{2h_i}\right] + \sinh^2\left[\frac{\pi(s+g)}{2h_i}\right]}} \quad , \quad i = 1,2,3 \tag{2.20}$$

$$k_{in}' = \sqrt{1 - {k_{in}}^2} \quad , \quad i = 1,2,3 \tag{2.21}$$

3. Calcul de la capacité de bout :

   La distance g_{end} n'étant pas forcément égale à l'espace inter-doigts $2g$, la capacité de bout C_{end} se calcule séparément suivant l'équation (2.22). Dans la plupart des cas, la longueur des

doigts est plus importante que leur largeur ; la capacité de bout représente donc une petite partie de la capacité totale.

$$C_{end} = 2ns\,(2+\pi)\,\epsilon_0\epsilon_{end}\frac{K(k_{0end})}{K(k'_{0end})} \tag{2.22}$$

avec :

$$\epsilon_{en} = 1 + q_{1end}\frac{\epsilon_1 - 1}{2} + q_{2end}\frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{2} + q_{3end}\frac{\epsilon_3 - 1}{2} \tag{2.23}$$

$$q_{iend} = \frac{K(k_{iend})}{K(k'_{iend})}\frac{K(k'_{0end})}{K(k_{0end})} \quad , \quad i = 1,2,3 \tag{2.24}$$

$$k_{0end} = \frac{s}{s + 2g_{end}} \tag{2.25}$$

$$k_{iend} = \frac{\sinh\left(\frac{\pi s}{2h_i}\right)}{\sinh\left(\frac{\pi(s+g_{end})}{2h_i}\right)} \quad , \quad i = 1,2,3 \tag{2.26}$$

Nous pouvons alors à présent déduire la capacité totale C suivant (2.27) :

$$C = C_3 + C_n + C_{end} \tag{2.27}$$

2.3.2.2 Ligne de transmission coplanaire

La ligne de transmission coplanaire a été inventée en 1969 par C.P. Wen [61]. Pour en effectuer la synthèse sur un substrat recouvert d'un film mince ferroélectrique, la méthode de la référence [62] est appliquée pour extraire les deux grandeurs essentielles d'une ligne CPW, à savoir son impédance caractéristique Z_c et sa permittivité effective ϵ_{eff}. Les paramètres géométriques intervenant dans les équations ci-dessous sont représentés sur la figure 2.17.

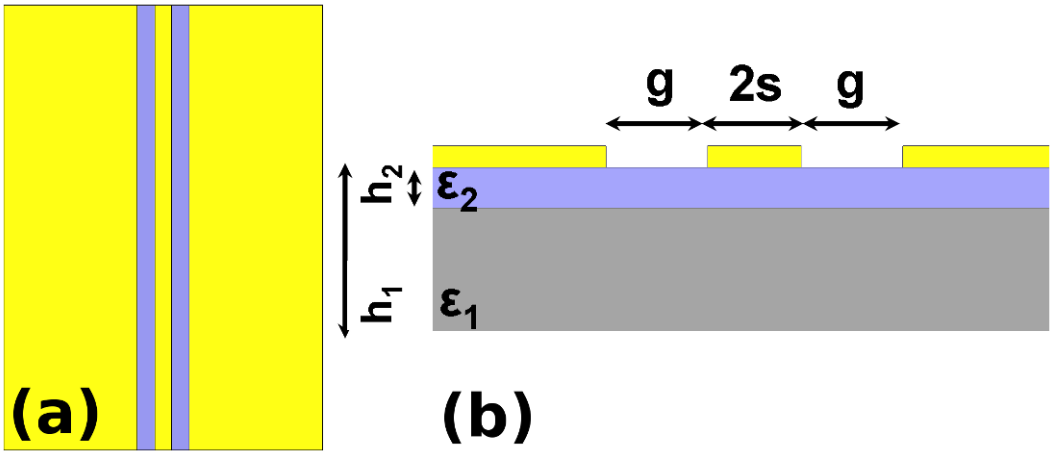

FIGURE 2.17 – (a) Représentation d'une ligne CPW et (b) sa coupe transverse.

La capacité linéique de la ligne se calcule suivant l'équation (2.28) :

$$C_l = 4\epsilon_0\epsilon_{eff}\frac{K(k_0)}{K'(k_0)} \tag{2.28}$$

avec :

$$\epsilon_{eff} = 1 + q_1(\epsilon_1 - 1) + q_2(\epsilon_2 - \epsilon_1) \tag{2.29}$$

$$q_1 = \frac{1}{2}\frac{K(k_1)}{K(k_1')}\frac{K(k_0')}{K(k_0)} \quad , \quad q_2 = \frac{1}{2}\frac{K(k_2)}{K(k_2')}\frac{K(k_0')}{K(k_0)} \tag{2.30}$$

$$k_0 = \frac{s}{s+g} \quad , \quad k_0' = \sqrt{1-{k_0}^2} \tag{2.31}$$

$$k_i = \frac{\sinh\left(\frac{\pi s}{2h_i}\right)}{\sinh\left(\frac{\pi(s+g)}{2h_i}\right)} \quad , \quad k_i' = \sqrt{1-{k_i}^2} \quad , \quad avec\ i = 1,2 \tag{2.32}$$

La dernière grandeur Z_c peut être calculée de la manière suivante :

$$Z_c = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff}}}\frac{K(k_0')}{K(k_0)} \tag{2.33}$$

Dans le cas de films minces, où $2s$ et $g \gg h_2$, il est possible que le terme k_2 devienne trop faible, ce qui entraîne une divergence dans le calcul de k_2' vers l'infini. Pour remédier à ce problème, nous allons utiliser le développement limité de la fonction K dans le calcul de q_2 suivant l'équation (2.34) [63] :

$$q_2 = \frac{1}{2}\frac{\pi}{\ln\left(\frac{16}{{k_2}^2}\right)}\frac{K(k_0')}{K(k_0)} \tag{2.34}$$

2.3.3 Présentation des différentes méthodes d'extraction de la capacité

Un moyen de caractériser les propriétés diélectriques de films minces ferroélectriques est d'effectuer des mesures sur de simples lignes de propagation ou des capacités, dans notre cas respectivement des lignes CPW et des CID. Pour ces dernières, la nécessité de se placer dans le plan du composant demande une phase de traitement afin de s'affranchir de l'influence des éléments d'accès. Diverses méthodes d'épluchage sont ici présentées : la méthode TRL [64, 65], la méthode CO-CC-IDC [66] et la méthode en transmission [67].

2.3.3.1 Méthode TRL

Cette méthode est dérivée de la technique de calibration Thru-Reflect-Line (TRL) [68] et a été mise en œuvre par Ludovic Burgnies. Lors de la mesure d'une CID en réflexion, la ligne coplanaire chargée peut être divisée en trois parties (figure 2.18) : le port d'accès X, la ligne de transmission L_0 de longueur l_0 et la capacité interdigitée CID.

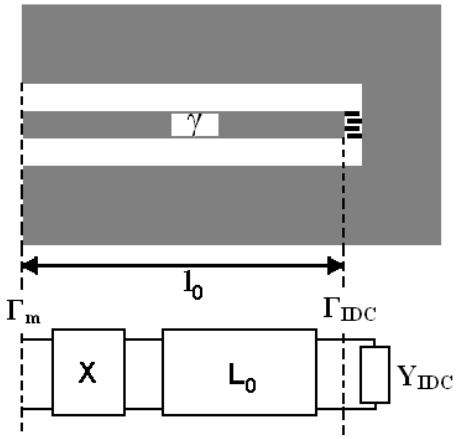

FIGURE 2.18 – Structure de test coplanaire. Le coefficient de réflexion mesuré Γ_m comprend le port d'accès X, une ligne de transmission L_0 de longueur l_0 et la CID à déterminer.

A partir de la mesure de trois lignes de transmission coplanaires non chargées de longueurs différentes, il est possible de remonter à l'admittance d'une CID placée en bout de ligne (deux lignes seulement peuvent suffire mais le résultat sera moins précis : apparition possible de résonances). En effet, nous pourrons considérer que la différence de mesure sur deux lignes de longueurs différentes n'introduit qu'un déphasage et une atténuation. Par un changement de base matriciel adapté, il est possible d'obtenir une matrice M semblable à une matrice diagonale dont les termes sont du type $\exp^{\pm\gamma l}$. Les valeurs propres de M, matrice issue des mesures, permettent de déterminer le coefficient de transmission γ caractérisant la ligne de transmission, et les vecteurs propres correspondent aux coefficients caractérisant le port d'accès X. Connaissant également la longueur de la ligne chargée, il est alors possible de se placer dans le plan de la capacité en supprimant l'influence de la ligne d'accès. Calculons C_1 et $tan\delta_1$ à partir des paramètres S, complexes, de la ligne courte et de la ligne moyenne :

$$M_i = \begin{pmatrix} \frac{S_{12_l}S_{21_l} - S_{11_l}S_{22_l}}{S_{21_l}} & \frac{S_{11_l}}{S_{21_l}} \\ \frac{-S_{22_l}}{S_{21_l}} & \frac{1}{S_{21_l}} \end{pmatrix} \tag{2.35}$$

avec M_i matrice de transfert et S_{ij_l} paramètres S complexes de la ligne courte ou moyenne. Nous emploierons M_1 avec la ligne courte (l_{short}) et M_2 avec la ligne moyenne (l_{medium}). Par calcul matriciel, nous obtenons la relation $MX = XL$ avec $M = M_2\,[M_1]^{-1}$ et L donnée par 2.36 :

$$L = \begin{pmatrix} \lambda_3 & 0 \\ 0 & {\lambda_3}^{-1} \end{pmatrix} \tag{2.36}$$

$$\lambda^{\pm 1} = \frac{(M_{11} + M_{12}) \pm \sqrt{(M_{11} - M_{22})^2 + 4M_{12}M_{21}}}{2} \tag{2.37}$$

La constante de propagation complexe γ peut être extraite en moyennant λ_3 et ${\lambda_3}^{-1}$, avec $\lambda_3 = \exp(-\gamma l_3)$, et $l_3 = l_{medium} - l_{short}$.

Soient X et Y les matrices d'accès correspondant aux ports 1 et 2. Notons que la matrice X, matrice du port d'accès de la structure sous test, doit avoir, par symétrie, une valeur équivalente à celle de Y. Les vecteurs propres de M, correspondant aux éléments de la matrice du port d'accès X, permettent de déterminer les rapports des éléments de $X(A,B)$ et $Y(C,D)$ suivant 2.38 :

$$\begin{cases} A = \frac{X_{11}}{X_{21}} = \frac{\lambda^{+1} - M_{22}}{M_{21}} \\ B = \frac{X_{22}}{X_{12}} = \frac{\lambda^{-1} - M_{11}}{M_{12}} \\ C = \frac{Y_{11}}{Y_{12}} = \frac{\lambda^{+1} - N_{22}}{N_{12}} \\ D = \frac{Y_{22}}{Y_{21}} = \frac{\lambda^{-1} - N_{11}}{N_{21}} \end{cases} \tag{2.38}$$

Avec $N = [M_1]^{-1} M_2$.

Il est possible d'exprimer le coefficient de réflexion Γ_{IDC} suivant l'équation (2.39)

$$\Gamma_{IDC} = -\exp^{2\gamma l_0} E \left(\frac{1 - B \times S_{11_{capa}}}{A - S_{11_{capa}}} \right) \tag{2.39}$$

Avec :

$$E = E_3 \exp^{-\gamma l_{short}} \quad , \quad \begin{cases} E_3 = \sqrt{E_2 \frac{1 + \left(D.S_{11_{capa}}\right)}{C + S_{11_{capa}}}} \\ E_2 = E_1 \frac{S_{11_{capa}} - A}{1 - \left(B \times S_{11_{capa}}\right)} \\ E_1 = \frac{S_{11_{short}} - A}{D\left(1 - \left(B \times S_{11_{short}}\right)\right)} \end{cases} \tag{2.40}$$

où $S_{11_{capa}}$ et $S_{11_{short}}$ sont respectivement les paramètres S_{11} complexes de la capacité en réflexion et de la ligne de transmission courte.

Finalement, l'admittance Y_L peut être calculée suivant (2.41) :

$$Y_L = \frac{1 - \Gamma_{IDC}}{1 + \Gamma_{IDC}} \frac{1}{Z_c} \tag{2.41}$$

où Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne d'accès. Dans notre cas, $Z_c = 50\Omega$.

Soient $\alpha_1 = \Re\mathrm{e}\,(\gamma)$ (partie réelle de γ) et $\beta_1 = \Im\mathrm{m}\,(\gamma)$ (partie imaginaire de γ). La capacité C_1 et la tangente de pertes $\tan\delta_1$ peuvent être exprimées suivant (2.42) et (2.43) :

$$C_1 = \frac{\Im\mathrm{m}\,(Y_L)}{2\pi F} \tag{2.42}$$

avec F la fréquence de mesure,

$$tan\delta_1 = \frac{Y_L}{\Im\mathrm{m}\,(Y_L)} \tag{2.43}$$

Dans le cadre d'une extraction à l'aide de trois lignes de transmission, les mêmes calculs sont à reprendre avec cette fois la ligne courte et la ligne longue dans le but d'obtenir α_2, β_2, C_2 et $\tan\delta_2$. La capacité et la tangente de pertes finales, respectivement C et $tan\delta$, sont la exprimées suivant la moyenne pondérée des précédents résultats suivant (2.44) et (2.45) :

$$C = \frac{H_1 C_1 + H_2 C_2}{H_1 + H_2} \tag{2.44}$$

$$tan\delta = \frac{H_1 tan\delta_1 + H_2 tan\delta_2}{H_1 + H_2} \tag{2.45}$$

avec :

$$H_1 = |\sin\left[\beta_1\left(l_{medium} - l_{short}\right)\right]| \quad , \quad H_2 = |\sin\left[\beta_2\left(l_{long} - l_{short}\right)\right]| \tag{2.46}$$

2.3.3.2 Méthode CO-CC-CID

Dans cette méthode, la dispersion du matériau est obtenue à partir de mesures réalisées sur trois structures différentes : la première est la ligne chargée en bout par une CID, la seconde est un circuit ouvert (CO) et la dernière un court-circuit (CC). Ces éléments sont représentés sur la figure 2.19.

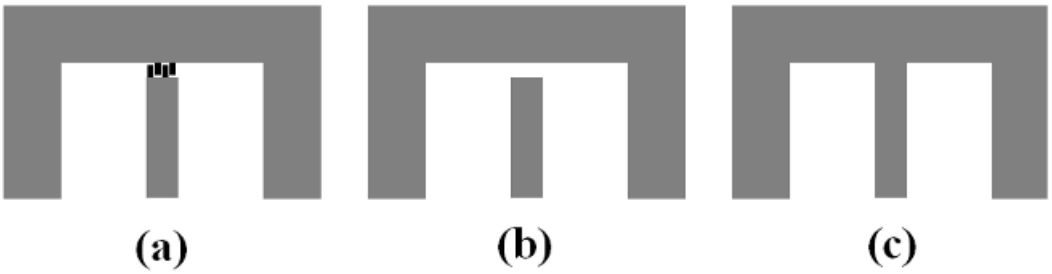

FIGURE 2.19 – (a) Mesure de la CID (b) Mesure du circuit ouvert (c) Mesure du court-circuit.

Soient $S_{11_{CO}}$, $S_{11_{CC}}$ et $S_{11_{CID}}$ respectivement les paramètres S mesurés en réflexion du circuit ouvert, du court-circuit et de la capacité placée en bout de ligne. Leurs impédances peuvent être calculées suivant (2.47) :

$$Z_{CO} = \frac{1 + S_{11_{CO}}}{1 - S_{11_{CO}}} \quad , \quad Z_{CC} = \frac{1 + S_{11_{CC}}}{1 - S_{11_{CC}}} \quad , \quad Z_{CID} = \frac{1 + S_{11_{CID}}}{1 - S_{11_{CID}}} \tag{2.47}$$

L'admittance ramenée dans le plan de la CID s'extrait alors selon (2.48) :

$$Y_{CID} = \frac{\left(Z_{CO} - Z_{CC}\right)\left(Z_{CO} - Z_{CID}\right)}{\left(Z_{CID} - Z_{CC}\right) {Z_{CO}}^2} \frac{1}{Z_c} \tag{2.48}$$

avec Z_c impédance caractéristique de la ligne valant 50Ω dans notre cas.

Les valeurs de capacité C et de tangente de pertes tanδ s'expriment selon 2.49 et 2.50 :

$$C = \frac{\Im\mathrm{m}\left(Y_{CID}\right)}{2\pi F} \tag{2.49}$$

avec F la fréquence de mesure,

$$tan\delta = \frac{Y_{CID}}{\Im\mathrm{m}\left(Y_{CID}\right)} \tag{2.50}$$

2.3.3.3 Méthode en transmission

Pour cette méthode, les mesures s'effectuent en transmission et seulement deux éléments suffisent pour extraire les grandeurs d'intérêt.

FIGURE 2.20 – (a) Mesure de la CID (b) Mesure d'une ligne non chargée.

La figure 2.20 montre les deux structures utilisées, à savoir la CID placée en milieu de ligne et la ligne non chargée. Comme précédemment, nous allons définir S_{ij_L} et $S_{ij_{CID}}$ les paramètres S respectifs de la ligne non chargée et de la ligne chargée par une CID. Les éléments des matrices admittances Y_{12_L} et $Y_{12_{CID}}$ sont définies par (2.51) et (2.52) :

$$Y_{12_L} = \frac{-2.S_{12_L}}{(1+S_{11_L})(1+S_{22_L}) - S_{12_L}S_{21_L}} \frac{1}{Z_c} \tag{2.51}$$

$$Y_{12_{CID}} = \frac{-2.S_{12_{CID}}}{(1+S_{11_{CID}})(1+S_{22_{CID}}) - S_{12_{CID}}S_{21_{CID}}} \frac{1}{Z_c} \tag{2.52}$$

avec Z_c impédance caractéristique de la ligne valant 50Ω dans notre cas.

Finalement, nous en déduisons :

$$Y_{CID} = \frac{Y_{12_{CID}}Y_{12_L}}{Y_{12_{CID}} - Y_{12_L}} \tag{2.53}$$

Nous pouvons en extraire la capacité C ramenée dans le plan de la CID et la tangente de pertes correspondante à l'aide des équations (2.49) et (2.50) de la section précédente.

2.3.4 Conception du masque incluant lignes de transmission et capacités de bout

La réalisation technologique est effectuée sur un substrat de saphir ($\epsilon_r = 9.4$) ayant pour dimensions $2 \times 2 \times 0.05cm^3$. Le masque comprend des lignes CPW non chargées ainsi que des lignes CPW chargées en bout par une CID afin d'effectuer une extraction des paramètres par la méthode TRL.

2.3.4.1 Dimensionnement des structures

1. Lignes de transmission CPW

   Deux lignes CPW ayant chacune pour dimension $2000\mu m$ et $2900\mu m$ ont été réalisées. Une vue, représentée par ordinateur, de la ligne la plus courte est montrée en figure 2.21. Cette

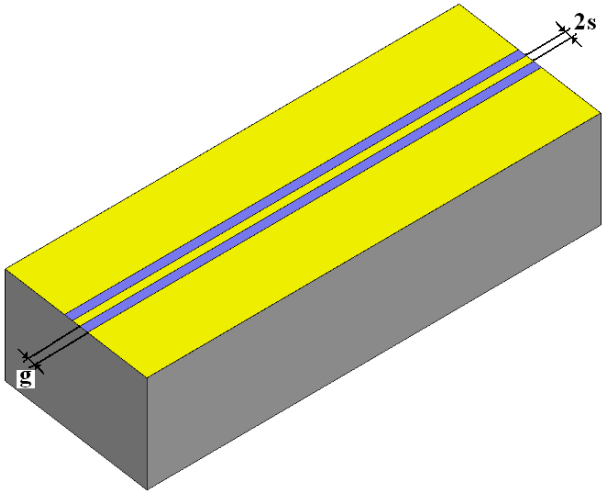

FIGURE 2.21 – Vue 3D d'une ligne CPW de longueur 2mm.

   ligne est déposée sur un film mince de 300nm de $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ dont on ne connaît à priori pas les propriétés diélectriques. Il peut sembler paradoxal de vouloir adapter la ligne à 50Ω alors que la permittivité réelle de la couche n'est pas connue (car il s'agit justement d'un des paramètres que nous allons chercher à mesurer). Pour tenter de remédier à ce problème, des mesures en basses fréquences (où l'on s'affranchit des problèmes de propagation) peuvent être entreprises pour avoir une première estimation de la permittivité relative du film. Dans notre cas, une permittivité relative d'environ 300 est obtenue. Nous adapterons les lignes en prenant une largeur de conducteur central $2s$ égale à $23\mu m$ et un slot g de $40\mu m$ (ces notations sont employées par conformité aux équations de la section 2.3.2.2).

2. Lignes chargées par des CID

   La ligne d'accès à la CID possède les même caractéristiques géométriques que précédemment et a pour longueur $1000\mu m$. La figure 2.22 montre une vue par ordinateur de la structure mesurée. Le peigne interdigité comporte 8 doigts larges de $2\mu m$, de longueur $7\mu m$ et espacés de $1\mu m$. Avec une épaisseur de métallisation de $0.5\mu m$, une valeur de 66.7 fF est trouvée par transformation conforme.

2.3.4.2 Réalisation technologique

De la résine PMMA a été déposée sur l'échantillon afin d'écrire les motifs au masqueur électronique (LEICA EBPG 5000). Un procédé de lift-off classique permet le dépôt d'une métallisation titane/or (1000/4000Å). Cette technique est illustrée sur la figure 2.23 et expliquée en légende.

Un cliché MEB, figure 2.24, montre le résultat final d'une CID fabriquée par K. Blary.

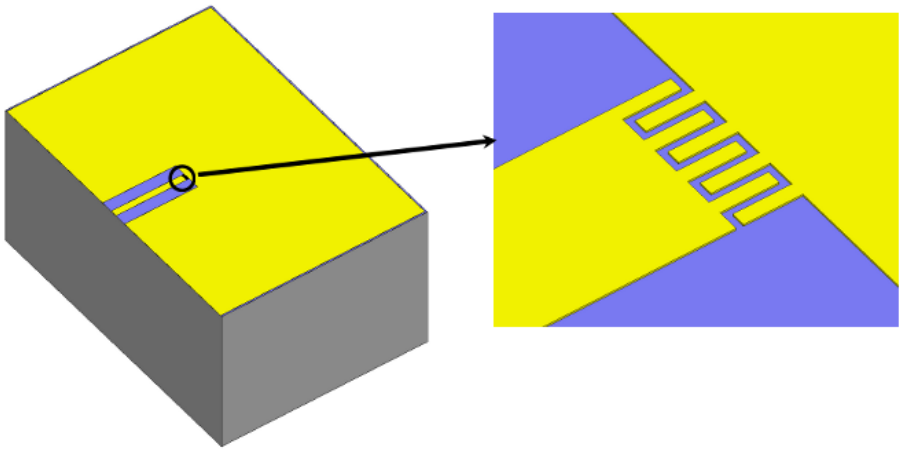

FIGURE 2.22 – Vue 3D d'une ligne de transmission chargée en son bout par une CID. Un zoom sur l'élément capacitif est réalisé.

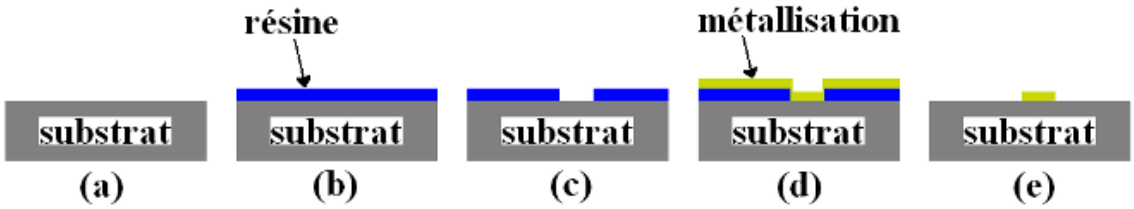

FIGURE 2.23 – Le substrat (a) est enduit d'une résine PMMA (b). Après passage au masqueur électronique, la révélation est effectuée (c). L'ensemble est métallisé (d) puis la résine restante est dissoute à l'acétone (e).

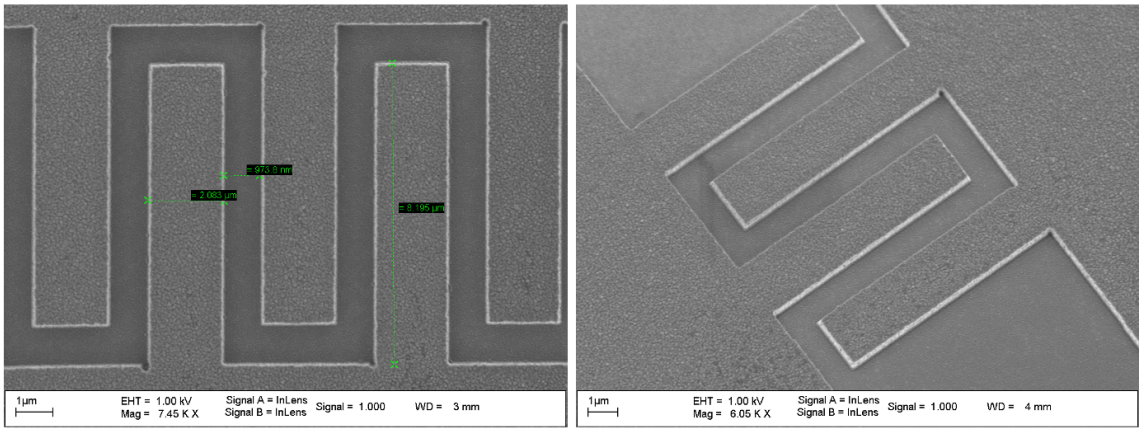

FIGURE 2.24 – Photographies MEB de la capacité interdigitée réalisée.

2.3.5 Mesures hyperfréquences et extraction de l'admittance par méthode TRL

2.3.5.1 Mesures en température jusque 20 GHz

Des mesures en température ont été effectuées jusque 20 GHz afin de connaître les propriétés du matériau. Comme les variations de permittivité réelle sont plus importantes au voisinage de la température de Curie, il a été décidé de restreindre la température basse à celle de l'azote liquide (77K). La photographie de la figure 2.25 montre le banc de caractérisation en froid disponible à l'IEMN. L'échantillon est placé sous vide afin d'éviter la formation de givre.

FIGURE 2.25 – Dispositif expérimental de mesure en froid.

La figure 2.26 montre les variations de capacité de la CID en fonction de la tension pour trois valeurs de température à la fréquence de 20 GHz. Alors que des effets d'hystérésis caractéristiques de la phase ferroélectrique peuvent être observés à 77K, ils sont pratiquement inexistants à température ambiante en phase paraélectrique [69].

La transition de phase caractérisée par T_c a été estimée à 250K à partir des variations de C_{max} reportées sur la figure 2.27. Ce résultat est en adéquation avec la valeur calculée par l'équation (2.54) donnant T_c=237.5K pour x=0.5 [70] :

$$T_c(x) = 42 + 439x - 96x^2 \tag{2.54}$$

Notons que l'allure du C(T) représentée ici est beaucoup plus écrasée en comparaison avec celle des matériaux massifs. Le choix de se placer dans une phase paraélectrique à température ambiante résulte de l'absence d'effets d'hystérésis sur le C(V) et de pertes plus faibles en basses fréquences comparativement à l'état ferroélectrique [71].

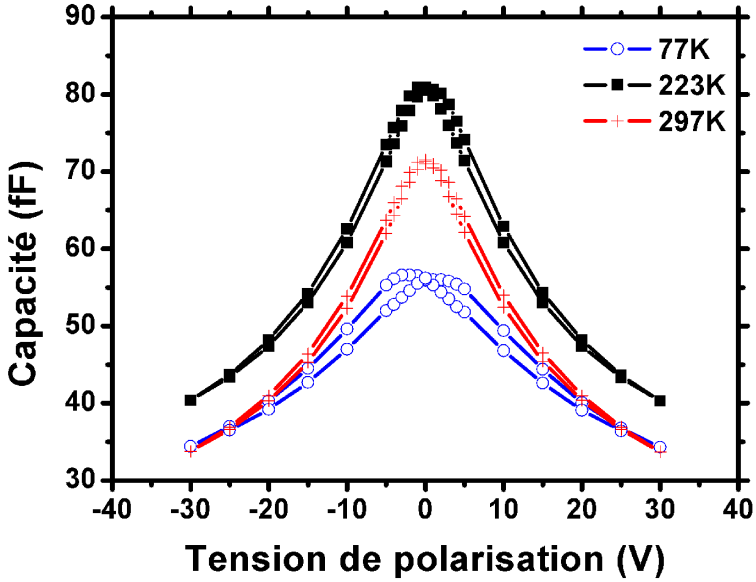

FIGURE 2.26 – Commande de la capacité en tension paramétrée par la température à la fréquence de 20 GHz.

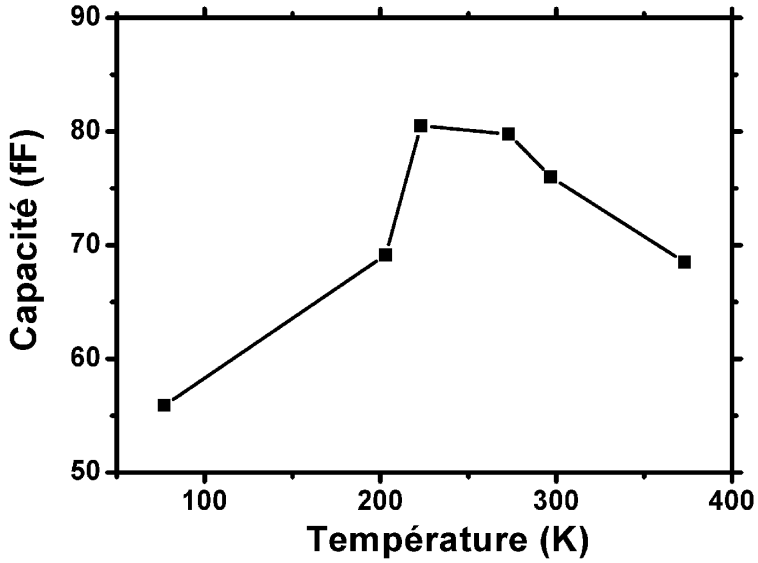

FIGURE 2.27 – Variation de capacité en fonction de la température à la fréquence de 20 GHz.

La figure 2.28 trace l'évolution de l'accordabilité K_{IDC} du matériau, donnée par l'équation (2.55) :

$$K_{IDC}(\%) = \frac{C_{max} - C_{min}}{C_{max}} \times 100 \tag{2.55}$$

Dans toute la gamme de température mesurée, l'accordabilité du matériau reste constante aux

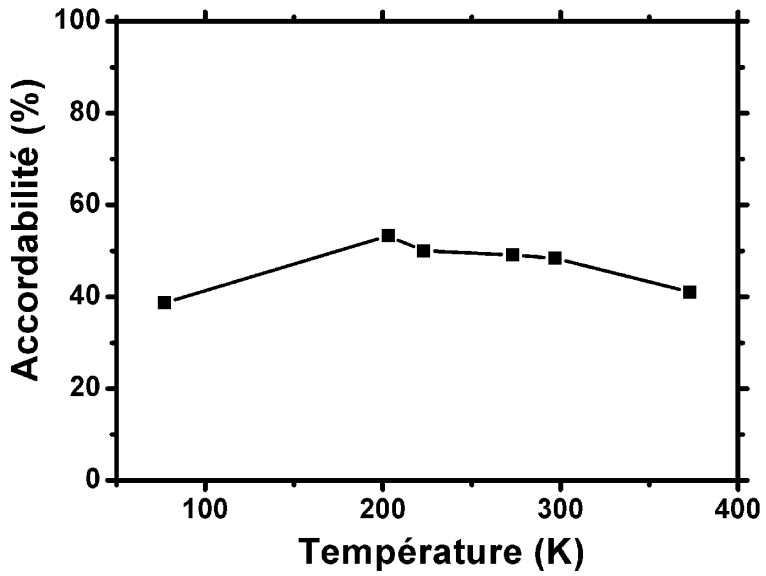

FIGURE 2.28 – Valeurs d'accordabilité de la capacité en fonction de la température à la fréquence de 20 GHz pour une tension maximale de polarisation de 30 Volts.

alentours de 45% pour une tension maximale appliquée de 30 Volts. Sans pour autant perdre ses performances en commande, le BST étudié ici pourra donc être utilisé dans des environnements hostiles tels que les applications de puissance, spatiales...

2.3.5.2 Mesures jusque 110 GHz

1. Mesure de la ligne CPW

   Deux lignes CPW non chargées, ayant pour dimensions $2000\mu m$ et $2900\mu m$, sont mesurées à température ambiante jusque 110 GHz avec un analyseur de réseau Agilent 8510C XF sous pointes RF Cascade. Les résultats obtenus sur la ligne la plus longue sont ici présentés. Les résultats de mesure des paramètres S sont tracés sur la figure 2.29.

   Nous remarquons une bonne adaptation de la ligne, avec une réflexion d'environ -25dB sur la bande de fréquence. Cependant, les variations fréquentielles du S_{11} présentent des pics de résonance dus à l'effet Fabry-Pérot résultant d'une légère désadaptation de la ligne. En ce qui concerne le coefficient de transmission S_{21}, nous remarquons une atténuation assez forte : environ -7dB de pertes d'insertion à la fréquence de 110 GHz. L'évolution fréquentielle du S_{21} apparaît comme étant non linéaire ; cela laisse présager une forte domination des pertes diélectriques dans la structure.

   Nous avons vu au paragraphe 2.3.3.1 que la méthode d'extraction TRL permet de retrouver la constante de propagation complexe de la ligne $\gamma = \alpha + j\beta$, tracée sur la figure 2.30. La partie imaginaire β est la constante de phase. Son évolution est linéaire avec la fréquence : la ligne est non dispersive, caractéristique de la propagation en régime quasi-TEM des lignes CPW. La partie réelle α est la constante d'atténuation, traduisant les pertes, qui augmentent naturellement avec la fréquence. Son unité, donnée en Np/m, peut être convertie en dB/m

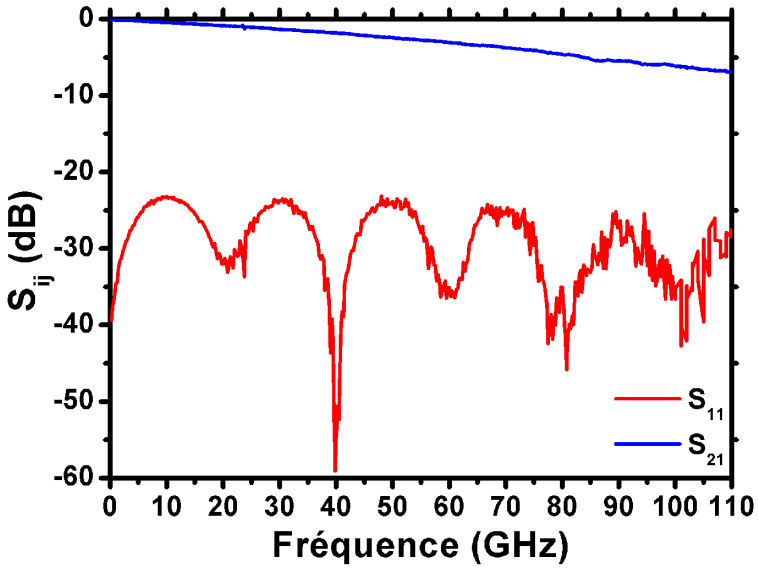

FIGURE 2.29 – Paramètres S mesurés sur une ligne de transmission coplanaire de 2900μm jusque 110 GHz.

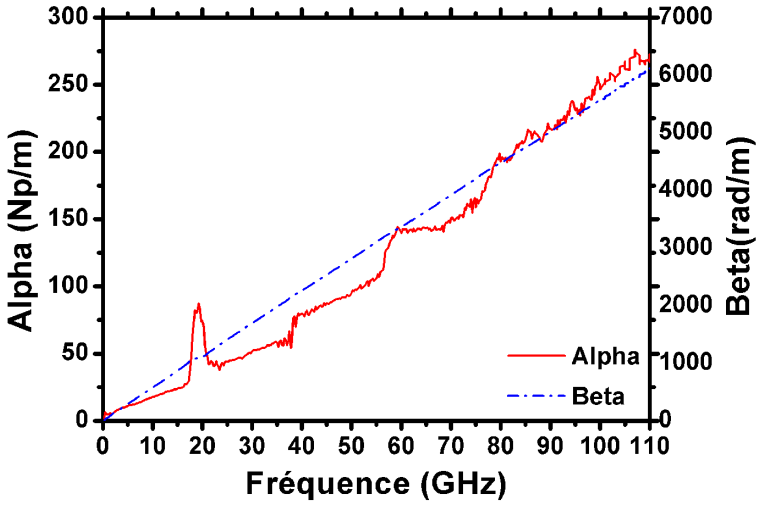

FIGURE 2.30 – Constante de propagation complexe de la ligne de transmission.

suivant l'équation (2.56) :

$$\alpha_{dB/m} = \frac{20 \times \alpha_{Np/m}}{\ln(10)} \tag{2.56}$$

A la fréquence de 110 GHz, l'atténuation vaut 266 Np/m ou encore 2.31 dB/mm.

2. Mesure de la ligne CPW chargée en bout par une CID

   La mesure en réflexion d'une ligne d'accès de 1000μm chargée en son bout par la CID décrite au paragraphe 2.3.4.1 est également effectuée. Grâce à la mesure des deux lignes de transmission précédentes, il est possible de s'affranchir des éléments d'accès en appliquant la méthode

TRL. La figure 2.31 trace l'évolution du coefficient de réflexion sur abaque de Smith de la structure avant et après épluchage. Sur la structure « brute » (tracée en pointillés rouges), le coefficient de réflexion passe successivement dans les parties capacitives puis inductives de l'abaque : l'influence de la ligne d'accès est ici clairement visible. Après extraction TRL, celle-ci est supprimée (trait plein bleu) : nous restons dans la partie capacitive de l'abaque.

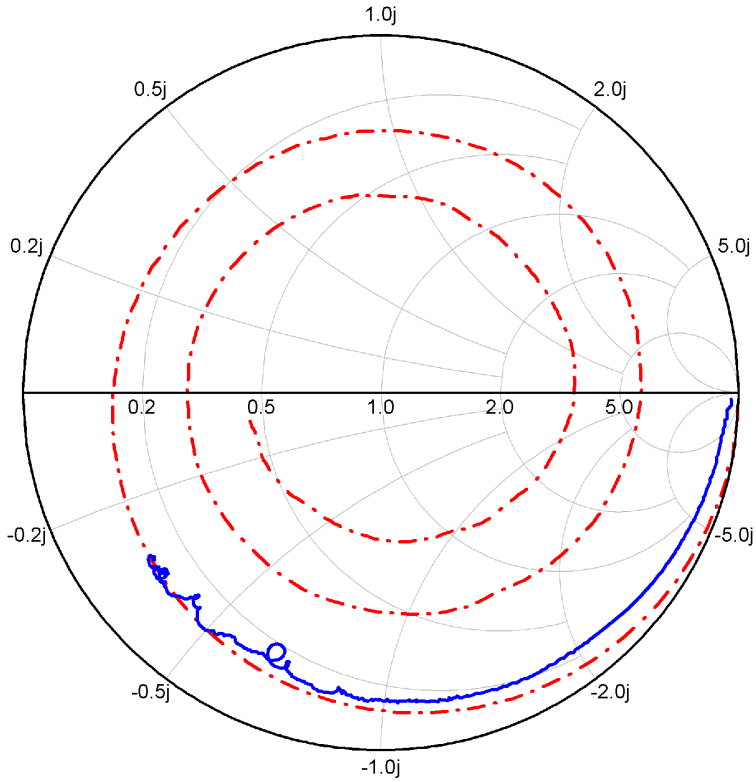

FIGURE 2.31 – Evolution du coefficient de réflexion sur abaque de Smith de la capacité avant (pointillés rouges) et après (trait plein bleu) épluchage de la ligne d'accès par méthode TRL.

Le graphe 2.32 trace l'évolution fréquentielle de la capacité apparente et de l'inverse du coefficient de qualité $(Q_{factor})^{-1} \sim tan\delta$. A basses fréquences, c'est à dire en dessous de 5GHz, l'augmentation de la capacité et de $(Q_{factor})^{-1}$ n'a pas de sens physique car l'impédance mesurée est trop élevée (environ 2.3KΩ à 1GHz) pour la gamme de mesures de l'analyseur vectoriel de réseaux. Dans la plage 5-50GHz, la capacité reste constante, avec une valeur proche de celle de 67fF prédite par transformation conforme. Dans la bande 50-110GHz, des ondulations (ripples) apparaissent ainsi qu'une légère augmentation de la capacité. Ce phénomène peut-être attribué au caractère inductif des doigts de la CID [72], comme nous le verrons plus tard. La terminologie « capacité apparente » est employée car à hautes fréquences, d'autres effets viennent se greffer sur la valeur d'admittance. Il en va de même pour le tanδ ici nommé $(Q_{factor})^{-1}$ puisque l'on mesure une somme de pertes diélectriques et métalliques par la présence des doigts.

La figure 2.33 montre l'évolution fréquentielle de la capacité apparente et de son facteur de qualité inverse en prenant la tension comme paramètre. On constate que l'accordabilité du

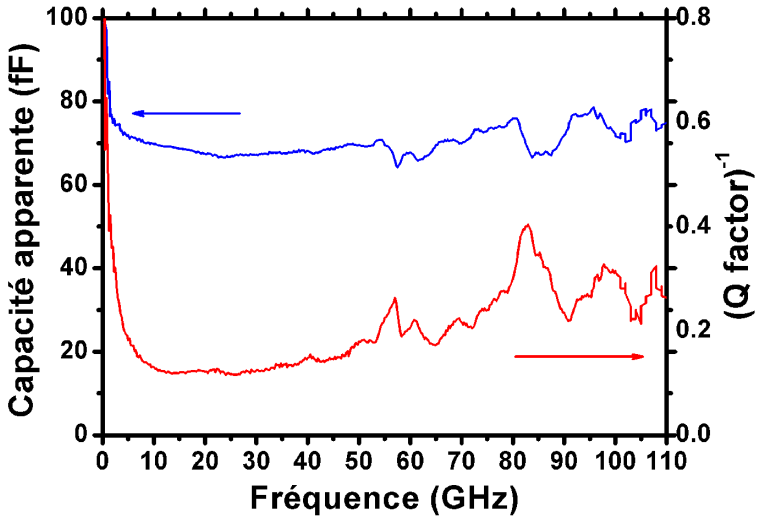

FIGURE 2.32 – Evolution fréquentielle de la capacité apparente (bleu) et du facteur de qualité (rouge) de l'IDC.

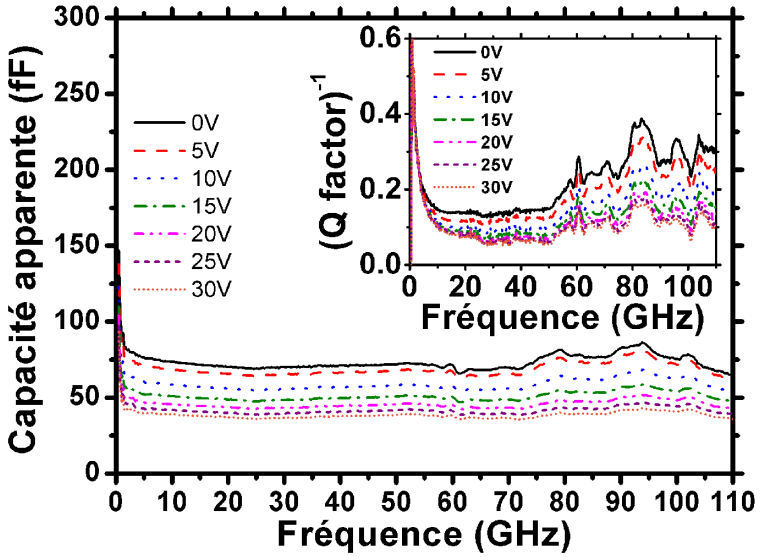

FIGURE 2.33 – Evolutions fréquentielles de la capacité apparente et de $(Qfactor)^{-1}$ paramétrées par la tension.

matériau reste quasi constante en fonction de la fréquence. A titre d'exemple, la figure 2.34 reporte la courbe $C_{app}(V)$ mesurée à 110 GHz qui présente également un facteur d'accordabilité K_{IDC} de 45% pour une tension maximale de polarisation de 30 Volts.

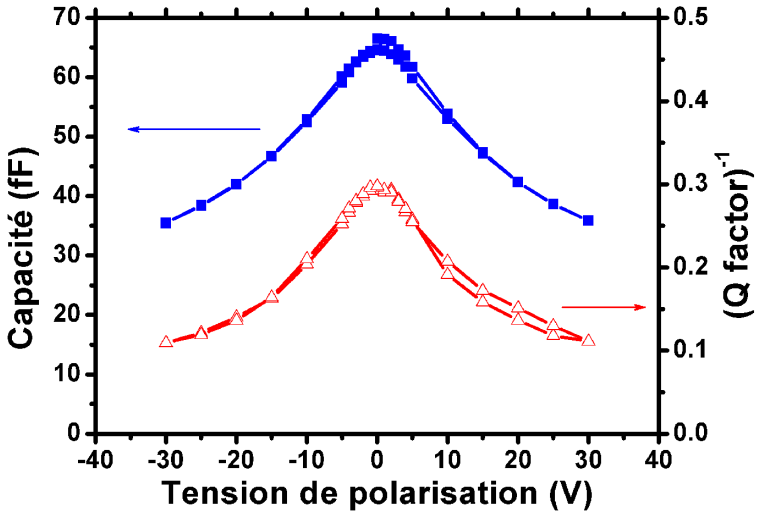

FIGURE 2.34 – C(V) et $(Qfactor)^{-1}$(V) à 110 GHz.

2.3.6 Simulations électromagnétiques et extraction de la permittivité complexe

Les résultats de mesures présentés précédemment vont être ici utilisés pour extraire les propriétés intrinsèques du matériau à l'aide de simulations full-wave effectuées sous *HFSS* d'Ansoft (version 11.1). Compte tenu de la forte valeurs de permittivité ainsi que la très faible épaisseur du film, le maillage des structures sera très fin ce qui augmente considérablement les temps de calcul. Lors de la simulation d'une ligne de transmission, il est possible de n'en calculer qu'un tronçon et de déplacer « virtuellement » le port d'excitation. Le logiciel calcule en fait la constante de propagation complexe γ du port d'excitation et applique les corrections de phase et d'atténuation en fonction de la longueur ajoutée. Cette procédure, nommée « deembedding » dans le logiciel, est illustrée par la figure 2.35.

La simulation d'une CID devient très gourmande en ressources informatiques lorsque le maillage est affiné au niveau des doigts, comme le montre la figure 2.36. Cette opération est réalisée par la création d'une boîte d'air à leur niveau dans laquelle on force le maillage en imposant une taille maximale des tétraèdres (élément de base du maillage sous *HFSS*). Les lignes de transmission, chargées en bout ou non, sont placées dans une boîte d'air à laquelle des conditions aux limites de type radiatives sont appliquées. La polarisation du champ électrique dans le port d'accès est définie de manière à exciter la structure avec un mode coplanaire. Une fois le calcul effectué, le logiciel retourne les paramètres S en partie réelle et imaginaire. Afin d'en extraire une valeur de capacité en Farad et du facteur de qualité inverse pour les mesures de capacité en réflexion, les équations (2.57) et (2.58) seront appliquées :

$$C = \frac{-2\Im\mathrm{m}\left(S_{11}\right)}{\left[\left\{1+\Re\mathrm{e}\left(S_{11}\right)\right\}^2+\Im\mathrm{m}\left(S_{11}\right)^2\right]Z_c\omega} \tag{2.57}$$

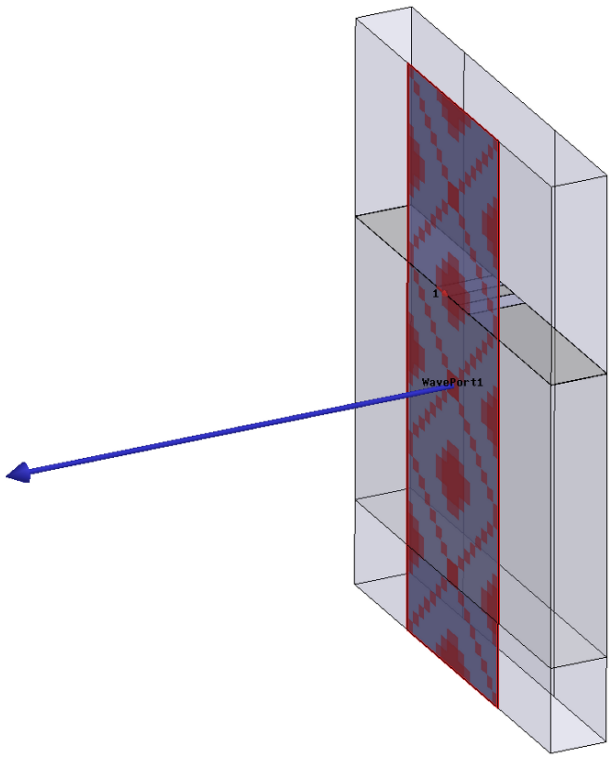

FIGURE 2.35 – Deembedding du port d'accès pour simuler la longueur complète de la ligne à partir du calcul d'un tronçon.

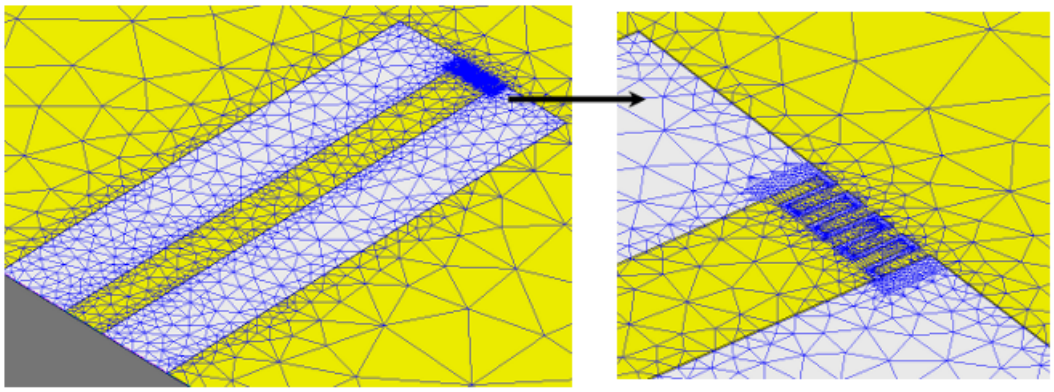

FIGURE 2.36 – Illustration du fin niveau de maillage au niveau des doigts d'une CID.

$$Q_{factor}{}^{-1} = -\frac{1 - \Re\mathrm{e}\left(S_{11}\right)^2 - \Im\mathrm{m}\left(S_{11}\right)^2}{2\Im\mathrm{m}\left(S_{11}\right)} \tag{2.58}$$

Lorsque aucune dispersion fréquentielle n'est entrée dans les paramètres matériau ϵ' et tanδ du BST en simulation, un désaccord important intervient entre mesures et simulations sur la ligne de transmission et sur la capacité (simulations réalisées avec ϵ'=330 et tanδ=0.1 constants)

comme le montre la figure 2.37. Pour la ligne, en revanche, les variations fréquentielles du S_{11} ne présentent pas de décalage entre simulation et mesure. Cet accord relatif montre qu'une variation de la permittivité effective de la structure (et donc de la permittivité de la couche) n'affecte pas le S_{11}, montrant alors le peu de sensibilité que la ligne offre sur la détermination du terme ϵ' du BST. Le coefficient de transmission S_{21} quant à lui présente un sévère désaccord dans les fréquences plus hautes. La méthode par ligne de transmission s'avère donc bien adaptée pour la détermination du tanδ, ce à quoi on pouvait s'attendre compte tenu du caractère cumulatif de la méthode. La mesure en réflexion de la CID va remédier aux lacunes de la ligne de transmission : en effet, la simulation présentant une remontée de la capacité apparente en hautes fréquences signifie que pour se conformer aux mesures, la valeur de ϵ' doit forcément être décroissante avec la fréquence.

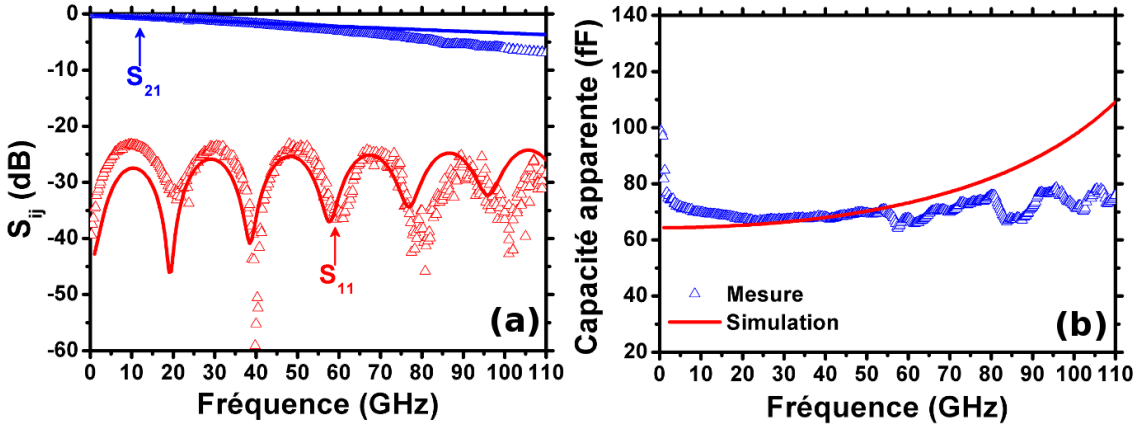

FIGURE 2.37 – Comparaisons mesures/simulations sans dispersion de la permittivité complexe pour (a) une ligne de transmission et (b) une CID.

Au plan physique, cette décroissance fréquentielle de ϵ' est attribuée à une relaxation diélectrique. Sur le tracé de figure 2.38, les variations en échelle log-log de la tangente de pertes en fonction de la capacité sont reportées à différentes températures avec une tension de polarisation maximale de 10 Volts afin d'analyser les mécanismes de pertes à faible champ continu ($E_{dc} < 100kV/cm$).

A la fréquence de 20 GHz, la capacité mesurée est directement proportionnelle à la partie réelle de la permittivité. La pente des droites de la figure 2.38 nous donne alors l'exposant n de la loi $tan\delta = (\epsilon')^n$. Pour T = 77K, nous obtenons $n = 1.02$ et pour T≥203K, $n = 1.45$. Cette dernière valeur est caractéristique de l'interaction du champ micro-ondes avec des phonons mous pour lesquels $tan\delta \sim (\epsilon')^{3/2}$ est annoncé pour du BST massif [71]. Les variations fréquentielles de la permittivité complexe ϵ^* suivent un modèle de type Cole-Cole afin de rendre compte de la distribution des modes de phonons [73] :

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon'_\infty + \frac{\epsilon_s{}^* - \epsilon'_\infty}{1 + (j\omega\tau)^\beta} \tag{2.59}$$

où ϵ'_∞ et $\epsilon_s{}^*$ sont respectivement la permittivité en haute et basse fréquences et $\omega_\tau = 1/\tau$ est la fréquence de phonon mou. L'exposant β traduit la distribution des interactions sur phonons mous. La dispersion s'écarte alors légèrement de la relaxation de Debye classique, pour laquelle β=1.

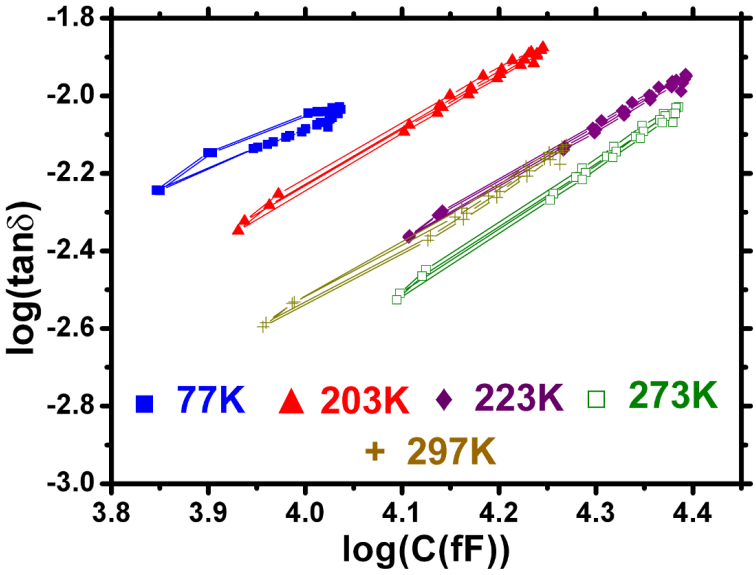

FIGURE 2.38 – Représentation log-log de la tangente de pertes en fonction de la capacité mesurée à 20 GHz pour différentes températures.

Dans notre cas, les meilleurs résultats ont été obtenus avec $\epsilon_s{}^*$=330-12.5j, τ=0.21ps et $\beta = 0.6$. Le ϵ'_∞ a été choisi arbitrairement à 2. La dispersion fréquentielle de ϵ^* alors obtenue est tracée sur la figure 2.39.

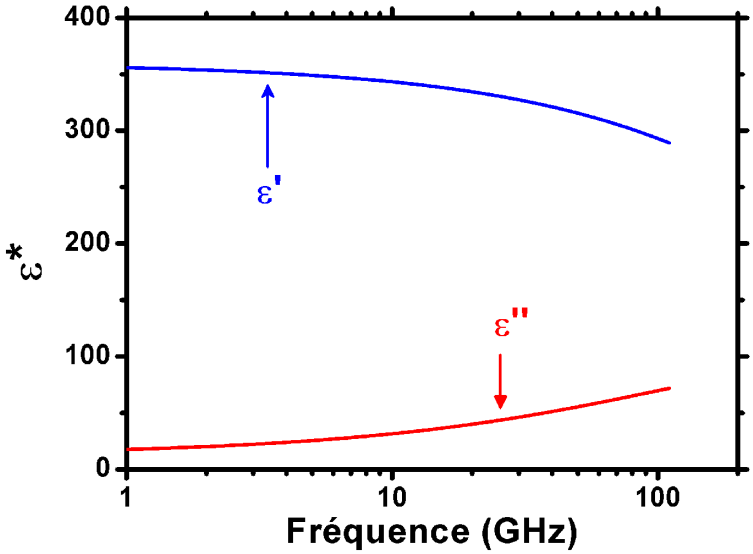

FIGURE 2.39 – Dispersion fréquentielle de la fonction diélectrique du BST mesuré.

Les résultats de simulations full-wave prenant en compte la dispersion du matériau évoquée ci-dessus sont tracés sur la figure 2.40. Comparativement à la figure 2.37, l'accord est maintenant très bon. On se rend compte que bien qu'ayant une partie réelle de permittivité du BST décroissante avec

la fréquence, la valeur de capacité apparente est quasi-constante. En d'autres termes, il est possible de compenser la dispersion du film par les éléments selfiques propres aux doigts qui introduisent un effet de résonance avec le composant varactor à des fréquences proches de 180 GHz (figure 2.41). La simulation full-wave, calculée jusque 300 GHz, qui met en évidence cette résonance a été effectuée avec un substrat aminci à 200μm afin de s'affranchir des modes de substrats à ces fréquences élevées.

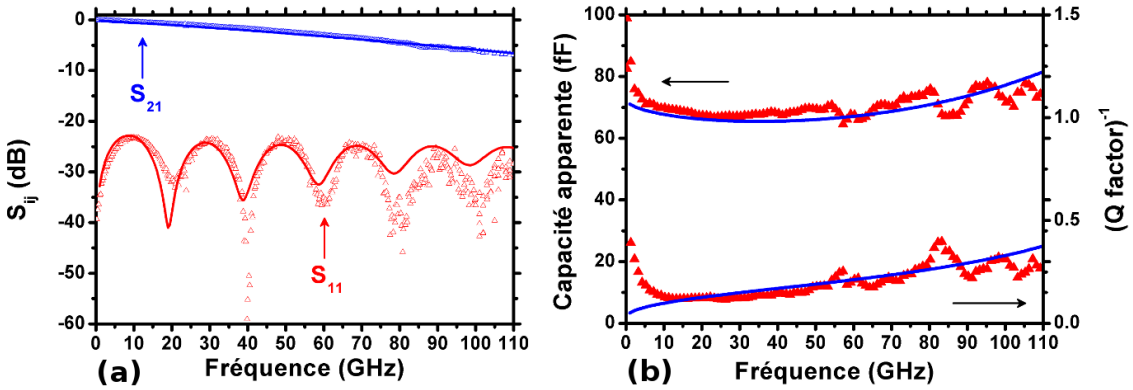

FIGURE 2.40 – Comparaisons mesures/simulations avec introduction de la dispersion de la permittivité complexe pour (a) une ligne de transmission et (b) une CID.

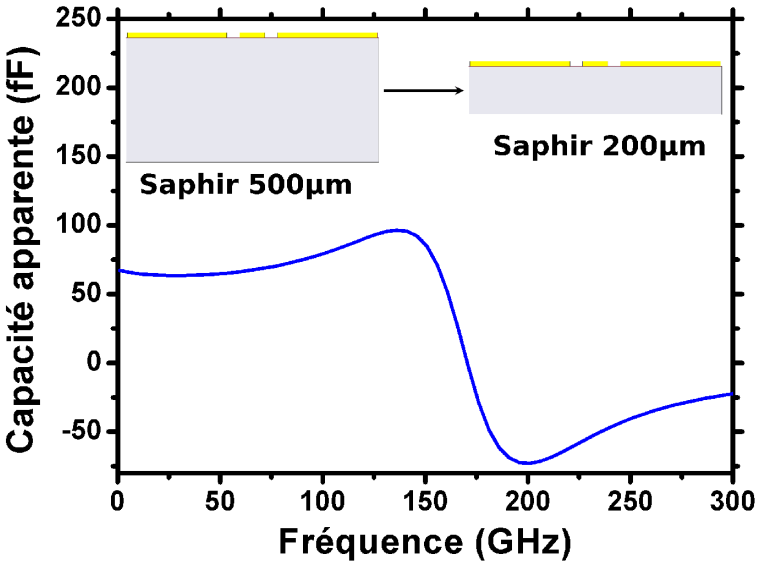

FIGURE 2.41 – Illustration par simulation full-wave de la résonance du circuit RLC de la CID. Afin d'atteindre la fréquence de 300 GHz, le calcul a été effectué avec un substrat aminci à 200 μm.

Une étude à l'aide d'un circuit équivalent a été également réalisée. La figure 2.42(b) représente le circuit dans lequel C_p représente la capacité parasite non commandable traduisant la fermeture des lignes de champ électrique sans passer par les doigts de la CID (ce point sera abordé ultérieurement), r la résistance totale des doigts et L à leur inductance. C et G sont les éléments

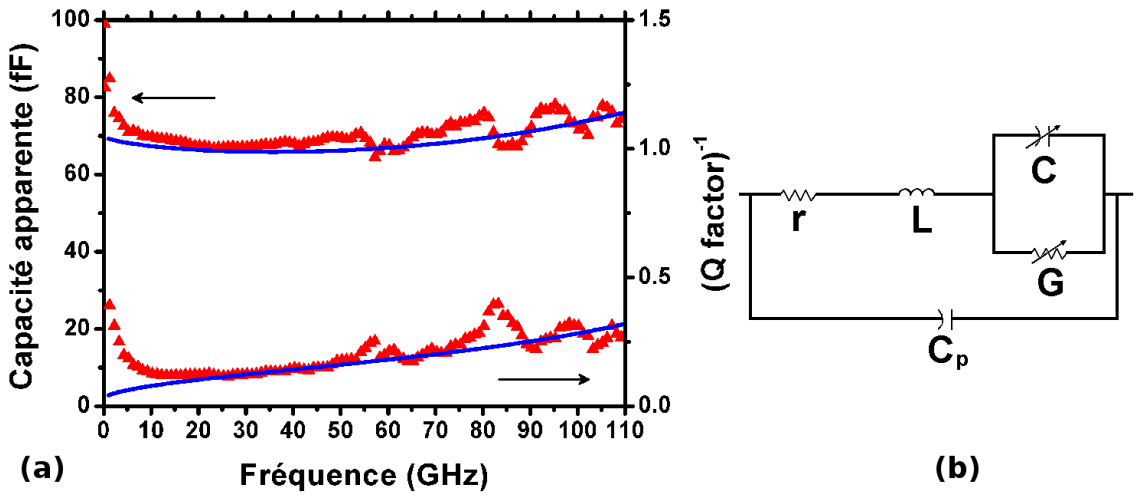

FIGURE 2.42 – (a) Comparaisons mesures/simulations à l'aide d'un schéma équivalent type circuit. (b) Les éléments localisés C et G varient avec la fréquence pour rendre compte de la dispersion calculée précédemment.

commandables de la capacités incluant les variations fréquentielles données figure 2.39. La figure 2.42(a) montre la comparaison de la mesure avec l'approche circuit pour des valeurs C_p=10fF, r=85mΩ et L=13pH. A noter qu'avec ces valeurs de composants, et en prenant C=58fF (calculée par transformation conforme avec ϵ_r=272), nous trouvons une fréquence de résonance de 184 GHz (donnée par l'équation (2.60)), ce qui est en accord avec le résultat de la simulation full-wave de la figure 2.41. Nous voyons donc que la relaxation diélectrique du film mince est compensée par les éléments extrinsèques des CID, rendant possible l'obtention d'une capacité apparente quasi-constante sur une large gamme de fréquences.

$$F_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \tag{2.60}$$

Les effets selfiques introduits par les doigts peuvent être mis en évidence sous *HFSS* en affichant la répartition des courants surfaciques, reportée sur la figure 2.43. Le courant ne se répartit pas de façon uniforme dans les doigts mais crée des effets de bord importants. Une grande concentration de courant se trouve également localisée sur le plan de masse, qui doit donc aussi contribuer à ramener une valeur inductive assez forte, en addition de celle ramenée par les doigts eux-mêmes.

Un autre phénomène évoqué précédemment est la capacité parasite non commandable que présente la structure. Sur la figure 2.44, une simulation effectuée sous *Comsol Multiphysics* en 3D représente les lignes de champ électrique à 110 GHz. Un saut du champ directement de la fin de la ligne au plan de masse contribue à la création d'une capacité parasite. Celle-ci peut être gênante dans le sens où elle se trouve responsable d'un abaissement du facteur K_{IDC} car, au vue de la distance bout de ligne/masse de $9\mu m$, elle sera non commandable en tension.

A l'aide de simulations *HFSS*, il est également possible de mieux comprendre les effets introduits par les doigts. La cas (a) de la figure 2.45 correspond au cas classique venant d'être étudié, à savoir la CID. Comparons le cas (a) au cas (b), correspondant à une capacité sans doigt ayant une

valeur capacitive équivalente à la CID (dans ce cas, la distance entre fin de ligne et masse est de 160nm). La valeur de capacité du cas (b) ne présente pas d'augmentation significative en hautes fréquences car la contribution selfique des doigts a été supprimée. Notons tout de même que malgré la décroissance de permittivité du film BST combinée à l'annulation des effets selfiques parasites dans l'admittance simulée, la valeur de capacité apparente ne décroît toujours pas. Cela signifie que l'application d'un raisonnement simple de type capacité plan n'est pas valable dans notre configuration et qu'un comportement selfique, bien que moindre, persiste. En effet, la manière dont vient se refermer le champ est analogue à la CID, même en l'absence de doigts, présentant des effets de bords importants. Le cas (c) est analogue au cas (a), auquel les doigts ont été retirés. Cette configuration permet d'extraire la valeur de capacité parasite de la CID, correspondant à un écart entre bout de ligne et masse de $9\mu m$. Par comparaison avec l'espace inter-doigts de $1\mu m$ de la CID du cas (a), cette capacité parasite sera non commandable en tension car le champ électrique dans le matériau ferroélectrique est diminué d'environ un facteur 10. Par full-wave, sa valeur est estimée à 9fF, ce qui est en accord avec les 10fF annoncés par l'approche circuit.

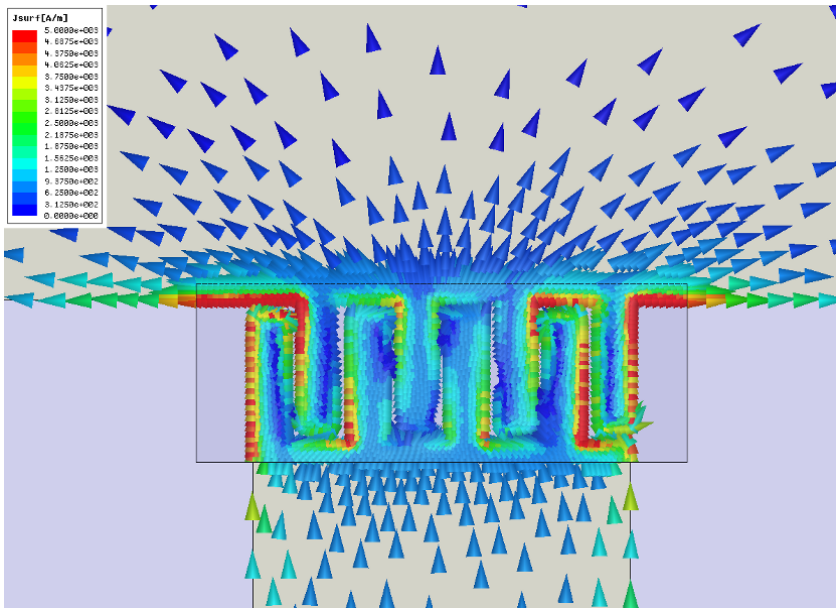

FIGURE 2.43 – Répartition des courants surfaciques dans la CID à 100 GHz (simulé sous Ansoft *HFSS*).

La valeur de capacité parasite peut être également calculée à partir des mesures [74] suivant l'équation (2.61) :

$$C\left(V\right) = \frac{C_{max} - C_p}{2\cosh\left[\frac{2}{3}\sinh^{-1}\left(\frac{2V}{V_2}\right)\right] - 1} \tag{2.61}$$

avec :

$$V_2 = \frac{4V_{max}}{\left(\tau + 2\right)\sqrt{\tau - 1}} \quad , \quad \tau = \frac{C_{max} - C_p}{C_{min} - C_p} \tag{2.62}$$

où C_{max}, C_{min}, C_p et V_{max} sont respectivement la capacité mesurée maximale, la capacité mesurée

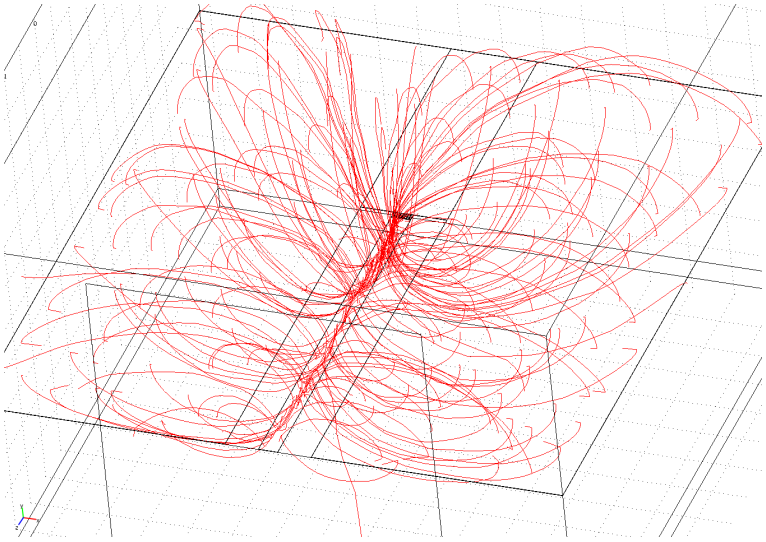

FIGURE 2.44 – Lignes de champ électrique à 110 GHz (simulé sous *Comsol Multiphysics*).

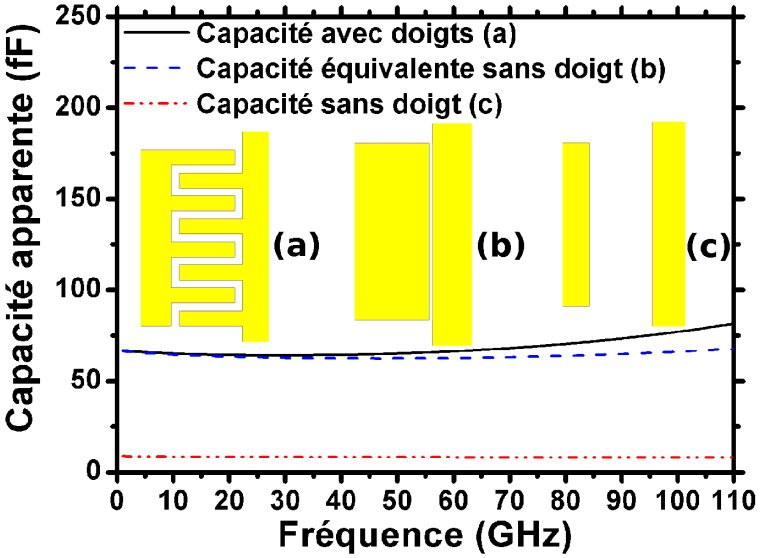

FIGURE 2.45 – Simulations full-wave de l'évolution fréquentielle de la capacité apparente dans différentes configurations (a) Capacité avec peigne interdigité (b) Capacité sans doigt ayant une valeur équivalente à celle du peigne interdigité (c) Capacité du cas (a) à laquelle les doigts ont été retirés afin d'en extraire la capacité parasite.

minimale, la capacité parasite à déterminer et la tension maximale appliquée.

La figure 2.46 montre l'évolution du modèle décrit pour une valeur C_p de 10fF. Un bon accord entre la mesure et l'équation (2.61) valide, tout comme le full-wave, la valeur de C_p introduite dans le circuit équivalent de la figure 2.42.

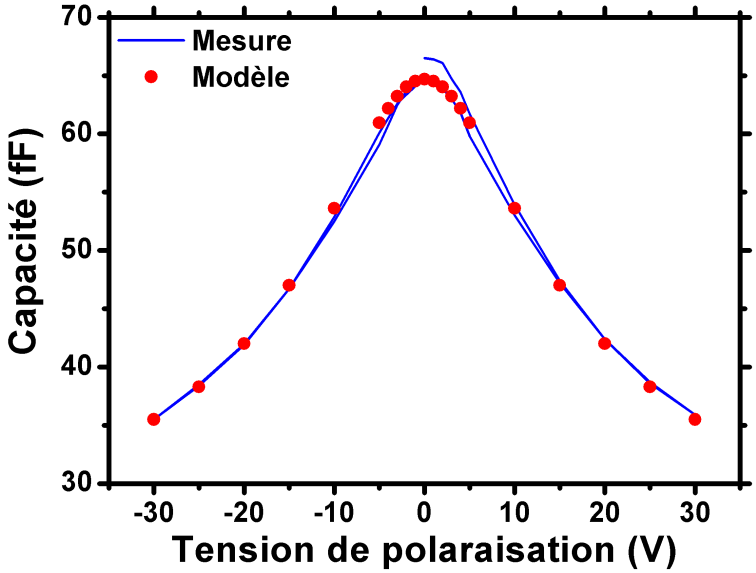

FIGURE 2.46 – Mesure du C(V) à 110 GHz et l'évolution de son modèle correspondant. En raison de l'effet d'hystérésis sur la mesure, les conventions de présentation sont ici inversées : la mesure est en trait plein et le modèle en points.

2.4 Caractérisation au Térahertz

2.4.1 Technique d'échantillonnage électro-optique

Etendre la caractérisation aux fréquences Térahertz avec les moyens technologiques présentés précédemment se révèle impossible. En effet, les analyseurs vectoriels de réseaux ne peuvent atteindre ces fréquences (la fréquence maximale de mesure à l'IEMN est de 220 GHz). En admettant que l'on puisse le faire, les modes de substrat apparaissant sur les structures guidées nous limiteraient à quelques centaines de Gigahertz (à moins de réussir à amincir suffisamment le substrat pour s'en affranchir). C'est pour cela que les mesures ont été accomplies par TDS (Time Domain Spectroscopy) à l'Université de Bordeaux 1 dans l'équipe de P. Mounaix. La spectroscopie consiste en la mesure et l'analyse de l'onde de référence $E(t)$ et une onde de signal $E_s(t)$ avec l'échantillon. Les composantes spectrales des deux signaux sont obtenues par transformée de Fourier et définissent la fonction de transmission complexe de l'échantillon. On peut définir la fonction de transfert de l'échantillon par le rapport entre le champ référence incident et le champ ayant traversé l'échantillon. La méthodologie repose donc sur l'acquisition de trois signaux à savoir le signal THz de référence, le signal sur substrat de saphir et enfin saphir plus film mince déposé. Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 2.47 [75]. Un laser femtoseconde (durée du pulse de 100fs avec un taux de répétition de 10 MHz) est utilisé pour générer et sonder le champ térahertz émis et reçu par deux antennes dipôles conçues pour résonner aux alentours de 0.5 THz. La collimation du faisceau térahertz est réalisée par l'utilisation de lentilles hyper-hémisphériques et de miroirs paraboliques.

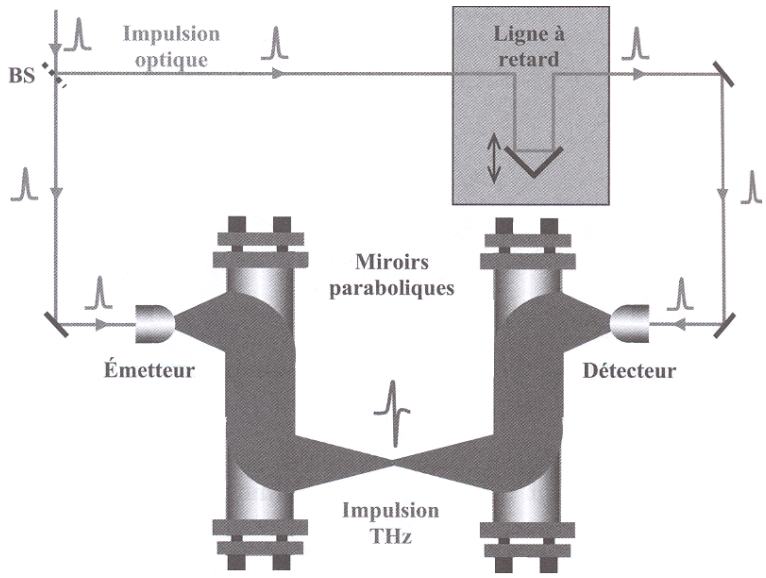

FIGURE 2.47 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour les mesures THz.

2.4.2 Application à la caractérisation de films minces

Sur la figure 2.48(a) sont tracés les signaux temporels à vide (signal de référence), avec le saphir seul et avec saphir enduit d'un film mince (0.5μm) de BST. Par transformation de Fourier, il est possible de passer dans le domaine fréquentiel en amplitude et en phase. Le résultat en amplitude est tracé sur la figure 2.48(b) et son allure nous indique que les mesures seront exploitables de 0.3 THz à 1.6 THz environ. Afin d'obtenir une meilleure résolution dans sa représentation fréquentielle, le signal temporel peut être « allongé » artificiellement en ajoutant des « zéros » aux temps longs [76], comme le montre la figure 2.49(a). Le résultat en amplitude de la transformée, figure 2.49(b), gagne nettement en nombre de points.

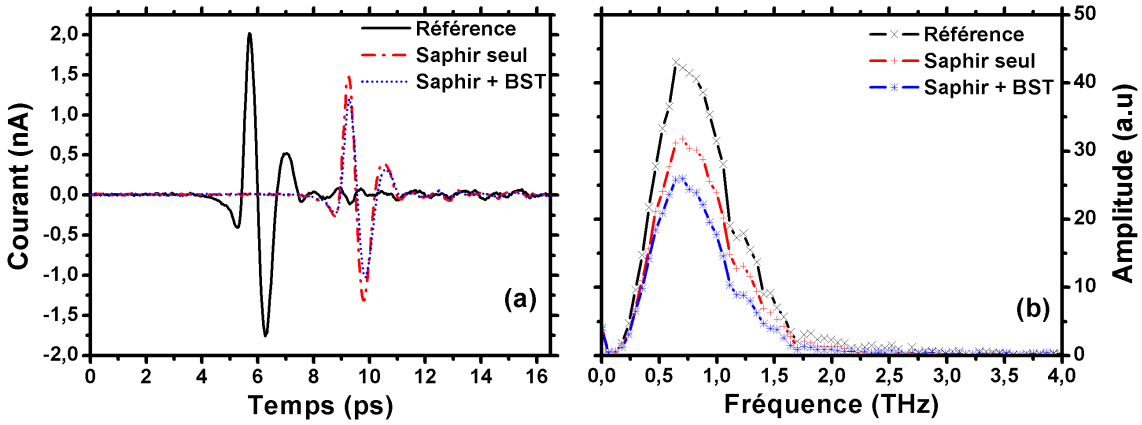

FIGURE 2.48 – (a) Dépendance temporelle de l'onde térahertz transmise (b) Transformée de Fourier en amplitude associée.

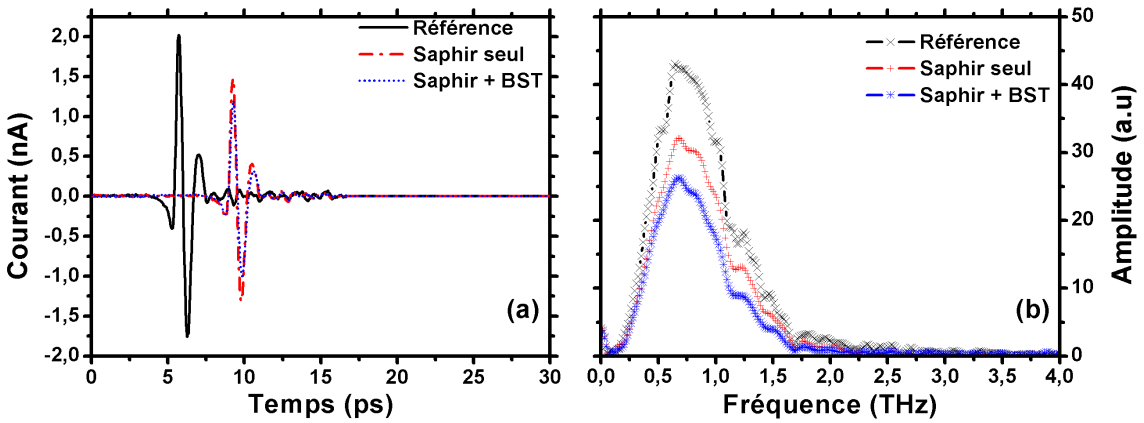

FIGURE 2.49 – (a) Dépendance temporelle de l'onde térahertz transmise avec ajout de zéros en fin de signal (b) Transformée de Fourier en amplitude associée.

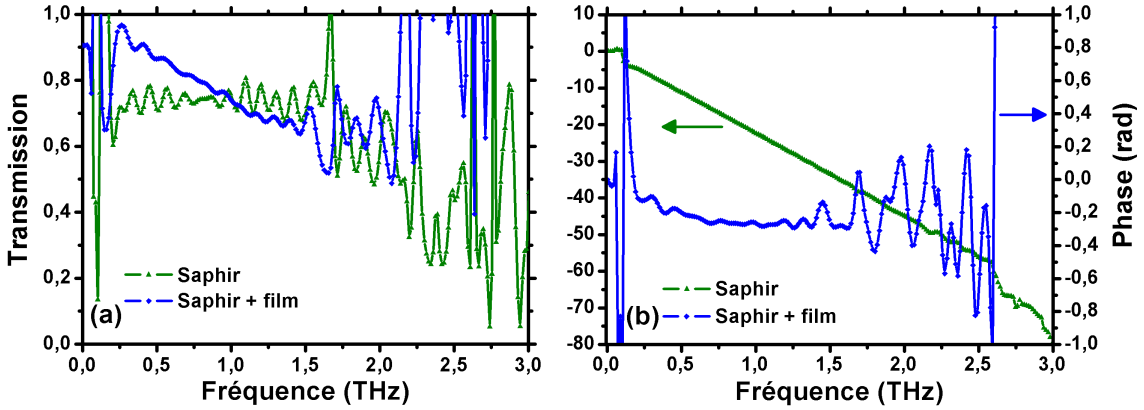

FIGURE 2.50 – (a) Transmission et (b) phase calculées à partir des transformées de Fourier complexes.

A partir des résultats en amplitude et en phase de la transformée de Fourier, il est possible d'extraire la permittivité complexe du matériau mesuré [77]. Soient S_{ref}, S_{sub} et S_{film} respectivement les transformées de Fourier complexes du signal de référence, avec saphir seul et avec saphir sur lequel un film mince de BST a été déposé. Le coefficient de transmission complexe T est obtenu suivant (2.63) et tracé sur la figure 2.50 :

$$\begin{cases} T_{sub}(\omega) = \frac{S_{sub}(\omega)}{S_{ref}(\omega)} = \frac{2n_2\left(n_{air}+n_3\right)}{\left(n_2+n_{air}\right)(n_2+n_3)}.\exp\left[-j\left(n_2-n_{air}\right)\frac{\omega L_1}{c}\right] \\ T_{film}(\omega) = \frac{S_{film}(\omega)}{S_{sub}(\omega)} = \frac{2n_2\left(n_{air}+n_3\right)}{\left(n_2+n_{air}\right)(n_2+n_3)}.\exp\left[-j\left(n_2-n_{air}\right)\frac{\omega L_2}{c}\right].\mathrm{FP}(\omega) \end{cases} \tag{2.63}$$

avec $n_{air} = 1$, n_2 et n_3 respectivement indices complexes de la couche mince à déterminer et du substrat. L_1 et L_2 sont respectivement les épaisseurs du substrat et de la couche mince. FP représente l'effet Fabry-Pérot qui se crée lors de la mesure de la couche mince, résultant de réflexions

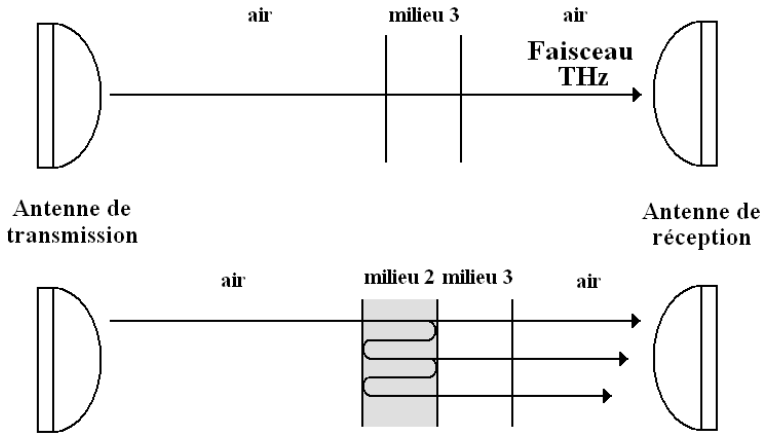

FIGURE 2.51 – (a) Chemin de l'onde à travers le substrat de saphir seul (b) Chemin de l'onde lors de la mesure du substrat recouvert du film mince : création d'un effet Fabry-Pérot.

multiples apparaissant pour les structures ayant une épaisseur plus petite que la longueur d'onde. L'explication schématique est reportée sur la figure 2.51. La fonction FP(ω) est définie par (2.64) :

$$\mathrm{FP}\left(\omega\right) = \frac{1}{1 - \left(\frac{n_2 - n_{air}}{n_2 + n_{air}}\right)\left(\frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3}\right).\exp\left[-2jn_2\frac{\omega L_2}{c}\right]} \tag{2.64}$$

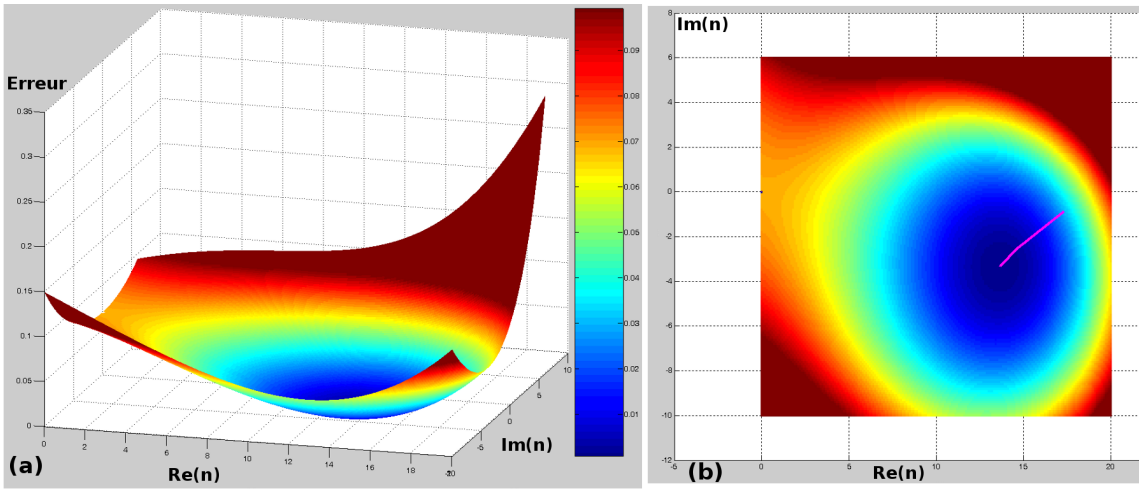

FIGURE 2.52 – (a) Représentation 3D de l'erreur en fonction de Re(n) et Im(n) et (b) parcours de la convergence du point, tracé en magenta.

La grandeur recherchée étant l'indice du film (n_2), le calcul devra être réitéré jusqu'à converger vers sa bonne valeur. L'erreur en fonction des parties réelle et imaginaire de l'indice forme un paraboloïde ; la valeur minimale d'erreur se trouvant dans le creux (tracée sur la figure 2.52(a)). Une variation des parties réelle et imaginaire de n_2 sera effectuée (en gardant en mémoire les valeurs

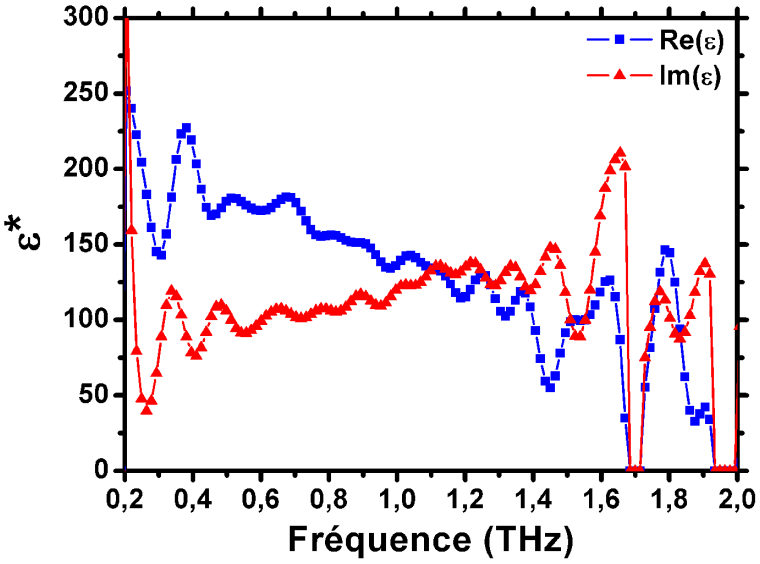

FIGURE 2.53 – Extraction de la permittivité complexe du film mince de BST dans les fréquences térahertz.

précédentes), on se déplace donc sur le paraboloïde et une nouvelle erreur peut-être calculée. En utilisant la matrice Hessienne A_{ij}, définie en (2.65), il est possible de déterminer les points d'annulation du gradient ; c'est à dire lorsque l'erreur entre le point n_2 et le point n_2 plus un déplacement ne varie plus, signifiant que le minimum est atteint (figure 2.52(b)). La figure 2.53 représente la permittivité complexe du film mince ainsi extraite.

$$A_{ij}(f) = \frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial x_j} \tag{2.65}$$

2.4.3 Raccordement de la dispersion

Afin d'effectuer la caractérisation la plus large bande possible, des mesures basses fréquences (de 1 MHz à 1 GHz) à l'analyseur d'impédance HP 4291A ont été réalisées sur des CID en bout de ligne à l'aide de pointes Picoprobe. A ces fréquences, l'extraction de la permittivité complexe reste difficile sur les structures en réflexion mesurées qui présentent une impédance trop élevée. Si la partie réelle ϵ' reste exploitable, il n'en est pas de même pour la partie imaginaire ϵ''. La figure 2.54 contient les résultats d'extraction basses fréquences, jusque 110 GHz et au térahertz.

Sur cette figure, le modèle théorique Cole-Cole de l'équation (2.59) a été calculé jusque 3 THz. Pour ϵ', le modèle et les mesures sont en accord, bien que les mesures décroissent plus rapidement que le calcul pour les fréquences les plus élevées. En revanche, pour ϵ'', bien que la tendance soit respectée, les mesures térahertz présentent un désaccord assez prononcé. Cela est du principalement à la plus grande précision des mesures de la phase comparée à celles de l'atténuation.

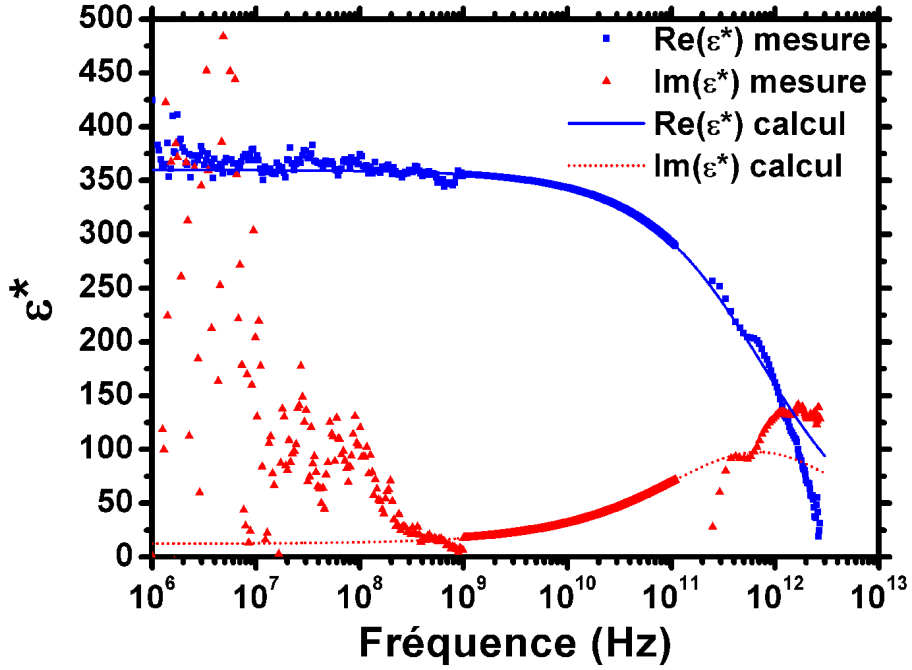

FIGURE 2.54 – Permittivité complexe du film, mesurée du MHz jusqu'au THz (symboles) et modèle théorique Cole-Cole calculé jusque 3 THz (lignes).

Conclusion

La caractérisation d'un film mince de $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ a été réalisée sur une très large gamme de fréquences. Les mesures jusqu'à 110 GHz effectuées à l'analyseur vectoriel de réseau, couplées par des simulations électromagnétiques, nous ont également permis d'expliquer l'effet de compensation de la dispersion du film de BST utilisé ici en élément d'accord d'une capacité interdigitée par les éléments extrinsèques de la CID. La dispersion de la fonction diélectrique a été modélisée par une fonction Cole-Cole avec les termes τ=0.21ps $\beta = 0.6$, rendant compte de la distribution d'un mode mou de phonons. Les mesures en fonction de la tension montrent une accordabilité proche de 45% pratiquement invariante en fonction de la fréquence.

Une campagne de mesures aux fréquences térahertz a été entreprise validant les précédentes mesures obtenues aux fréquences micro-ondes. A notre connaissance, c'est la première fois que de tels résultats ont été obtenus sur plus de six décades.

CHAPITRE 3

DÉPHASEURS À RETARD / AVANCE DE PHASE

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à une des applications des films minces ferroélectriques dans les circuits microondes, à savoir les circuits déphaseurs. Dans une première partie, nous étudierons un circuit déphaseur classique à retard de phase. La caractérisation montre un déphasage de 360° à la fréquence de 30 GHz pour une tension de 40 Volts. La seconde partie sera consacrée à l'étude d'un déphaseur composite équilibré, c'est à dire que le passage de la branche de dispersion main gauche à la branche main droite se fait sans ouverture de bande interdite. Cette propriété de dispersion est retrouvée en caractérisation.

3.1 Déphaseur à retard de phase

3.1.1 Schéma électrique équivalent

L'intégration des films ferroélectriques précédemment étudiés dans des structures accordables nous a permis de réaliser des déphaseurs conventionnels à retard de phase. Ceux-ci peuvent être modélisés sous forme d'un circuit équivalent de type $L - C$ suivant la figure 3.1.

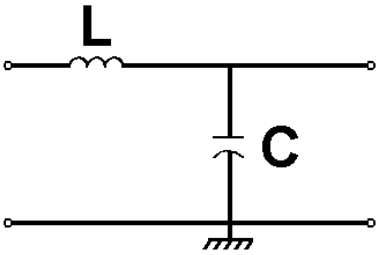

FIGURE 3.1 – Circuit équivalent d'un déphaseur à retard de phase sans perte.

Le déphaseur est réalisé par une ligne haute impédance chargée périodiquement par des capacités interdigitées. La ligne est modélisée par une inductance et une capacité linéiques L_l et C_l, et la CID C_{var} ramène une capacité commandable en parallèle à C_l. La variation de C_{var} sous polarisation modifie alors la constante de phase de la ligne.

3.1.2 Synthèse analytique

3.1.2.1 Facteur de charge et contraste de capacité

La synthèse d'un déphaseur s'effectue suivant deux facteurs [41] : le facteur de charge x et le contraste de capacité y, définis suivant les équation (3.1) et (3.2).

$$x = \frac{C_{var}^{max}/Lg_{sect}}{C_l} \tag{3.1}$$

$$y = \frac{C_{var}^{min}}{C_{var}^{max}} \tag{3.2}$$

Le paramètre y est le rapport entre les valeurs minimale et maximale de la CID, soit respectivement avec et sans application de tension de polarisation. Le facteur de charge x est le rapport entre le maximum de capacité par unité de longueur et la capacité linéique de la ligne C_l.

3.1.2.2 Application

La figure 3.2 présente le déphaseur réalisé. L'impédance de la ligne chargée Z_L, équation (3.3), doit être adaptée à l'impédance de mesure, soit 50Ω.

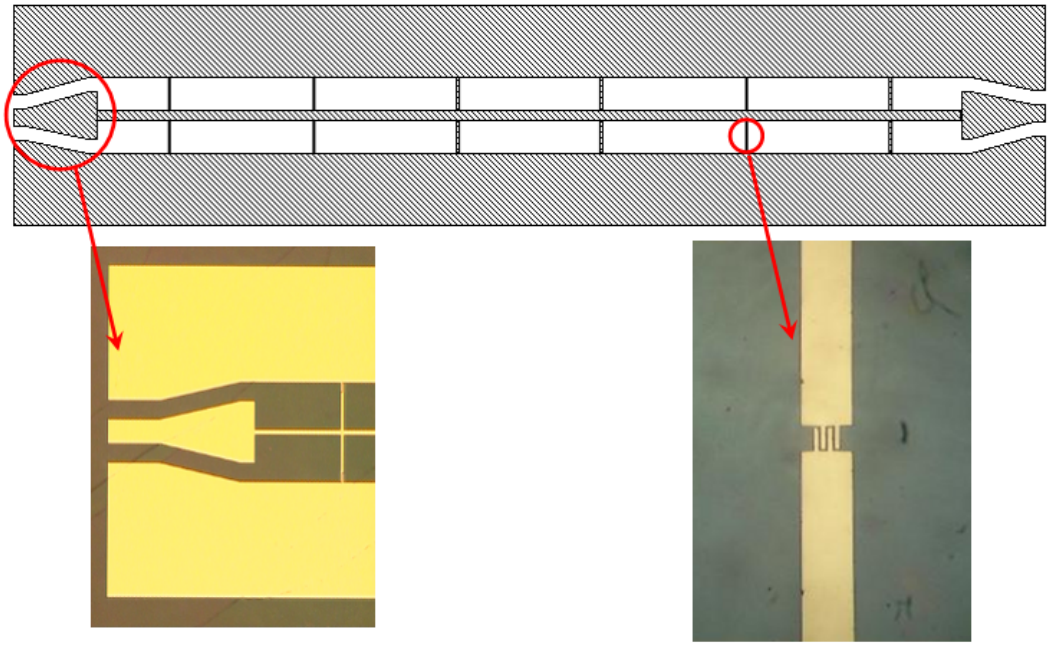

FIGURE 3.2 – Vue schématique d'un déphaseur à retard de phase. Les clichés optiques montrent un zoom sur le « taper » d'accès et sur une des CID (la longueur des doigts, leur largeur et l'espace inter-doigts sont de 10μm, 2μm et 1μm respectivement).

$$Z_L = \sqrt{\frac{L_l}{C_l + C_{CID}/Lg_{sect}}} \tag{3.3}$$

Avec L_l inductance linéique de la ligne et C_l capacité linéique de la ligne. C_{CID} est la valeur de la capacité localisée accordable et Lg_{sect} l'espace entre deux CID (ou longueur de la cellule unité).

Dans le cas où l'adaptation à 50Ω serait recherchée lorsque $C_{CID} = C_{max}$, l'impédance de la ligne non chargée Z_i est donnée suivant l'équation (3.4) :

$$Z_i = \sqrt{\frac{L_l}{C_l}} = 50\sqrt{1+x} \tag{3.4}$$

Or, dans le but d'avoir une meilleure adaptation d'impédance quelque soit la polarisation, nous avons opté pour avoir 50Ω au milieu de la variation de C_{CID}. Avec cette modification, Z_i s'exprime suivant (3.5) :

$$Z_i = \sqrt{\frac{L_l}{C_l}} = 50\sqrt{1+x'} \tag{3.5}$$

avec :

$$x' = \frac{C_{moy}/Lg_{sect}}{C_l} \quad , \quad C_{moy} = \frac{C_{max} + C_{min}}{2} \tag{3.6}$$

$$\Longrightarrow x' = \frac{x}{2}\left(1 + \frac{C_{min}}{C_{max}}\right) = \frac{x}{2}\left(1+y\right) \tag{3.7}$$

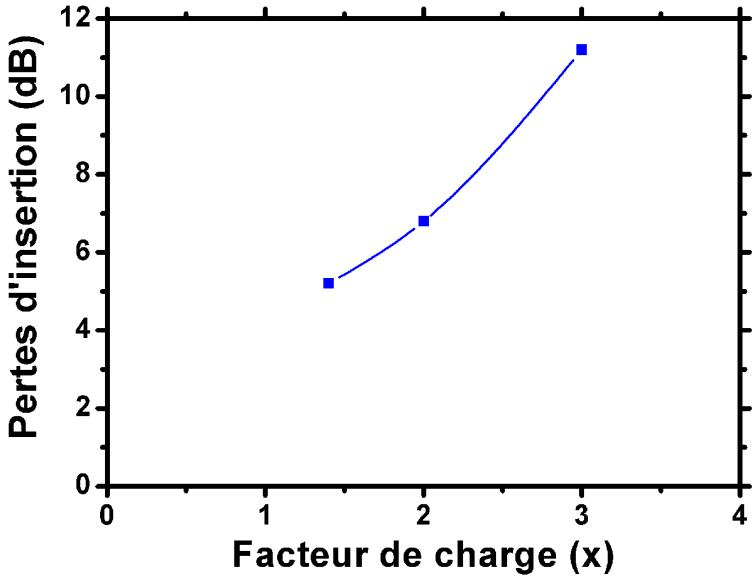

FIGURE 3.3 – Pertes d'insertion en fonction du facteur de charge à la fréquence de 10 GHz.

Le contraste de capacité est fixé à y=0.5 par la CID. Nous avons vu au chapitre 2 que 45% d'accordabilité sont obtenus sous 30 Volts. Les mesures du déphaseur décrit ici seront conduites jusque 40 Volts. Dans ces conditions, nous pouvons nous attendre logiquement à avoir une accordabilité de la CID supérieure, soit au moins 50%. Le facteur de charge x permet d'ajuster la valeur du déphasage introduit par la polarisation : plus x est élevé, plus le déphasage par unité de longueur est important. En contre partie, pour de fortes valeurs de x, les pertes globales de la structure augmentent [41].

Deux processus de pertes sont à considérer. Le premier est lié aux pertes métalliques de la ligne haute impédance : la haute impédance caractéristique de la ligne Z_i, d'autant plus élevée que x est élevé (equation (3.4)), est obtenue en diminuant la largeur du ruban central de la ligne.

Le second est lié aux pertes de la CID qui augmentent avec la valeur de la capacité. Finalement, les meilleurs résultats ont été obtenus pour une valeur x=1.36 comme le montre la figure 3.3. Pour ces valeurs de x et y, nous avons $x' = 1.02$. L'impédance de la ligne non chargée Z_i vaut donc 71Ω, la charge ramenant par la suite l'impédance caractéristique de la ligne chargée à 50Ω. Par transformation conforme, les dimensions de la ligne coplanaire seront : $2s = 60\mu m$ et $g = 180\mu m$, où $2s$ désigne la largeur du ruban central et g la largeur des fentes. Pour permettre la pose des pointes de mesure coplanaires, une zone d'accès (taper), visible sur la figure 3.2, a été placée de part et d'autre de la ligne. La longueur de la cellule unité Lg_{sect} se calcule suivant (3.8) :

$$Lg_{sect} = \frac{v_i}{\pi F_{bragg}\sqrt{1+x}} \tag{3.8}$$

avec v_i vitesse de propagation dans la ligne et F_{bragg} fréquence de Bragg de la structure. Cette dernière, introduisant une fréquence de coupure haute, s'explique par la relation de dispersion d'une ligne chargée [78].

A la fréquence de 50 GHz, un ϵ_{eff} de 6.33 est calculé par simulation *HFSS*. En appliquant

l'équation (3.9), cela nous donne une vitesse de propagation de l'onde $v_i = 1.2 \times 10^8$m/s.

$$v_i = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \tag{3.9}$$

avec c vitesse de la lumière dans le vide valant 3×10^8m/s.

En choisissant une fréquence de Bragg de 50 GHz, nous aurons donc une longueur Lg_{sect} de $497\mu m$.

La valeur de capacité maximale C_{max} se calcule suivant (3.10). En appliquant cette équation avec les grandeurs déjà définies, nous trouvons C_{max}=79.3 fF. La configuration utilisée dans notre cas, figure 3.2, montre une distribution de la capacité sur deux bras. Chaque capacité aura donc pour valeur 79.3/2, soit environ 40 fF. Par transformation conforme, cette valeur est retrouvée pour une CID de quatre doigts ayant pour longueur, largeur et espace inter-doigts respectivement 9μm, 2μm et 1μm. Le substrat est du saphir épais de 500μm sur lequel un film mince de BST d'épaisseur 0.3μm est déposé (nous supposerons ϵ_r=300), l'épaisseur de métallisation étant de 0.5μm.

$$C_{max} = x\frac{Lg_{sect}}{Z_i v_i} \tag{3.10}$$

Tous les paramètres nécessaires à la synthèse du déphaseur sont donc exprimés en fonction de x et y. Après avoir défini la cellule élémentaire, nous allons nous intéresser à sa valeur de déphasage maximal.

3.1.2.3 Calcul du nombre de sections nécessaires pour un déphasage donné

Le déphasage maximal possible par cellule s'exprime suivant (3.11) :

$$\delta\phi = 2\pi f\frac{Lg_{sect}}{v_i}\left(\sqrt{1+x}\sqrt{1+xy}\right) \tag{3.11}$$

A la fréquence f de 30 GHz, le déphasage maximale possible pour une cellule sera de 0.187 radian, soit 10.71°/cellule. A f = 40 GHz, nous passons à 14.31°/cellule.

Le nombre de cellules requises pour un déphasage de 360° se calcule logiquement suivant (3.12) :

$$n = \frac{2\pi}{\delta\phi} \tag{3.12}$$

A la fréquence de 40 GHz, 25 cellules sont théoriquement nécessaires pour obtenir un déphasage de 360°.

3.1.3 Caractérisation expérimentale

Conformément à la synthèse résumée dans le paragraphe précédent, un déphaseur de 29 cellules a été fabriqué par K. Blary. Nous avons contribué à la caractérisation dont les résultats sont à présent considérés [79].

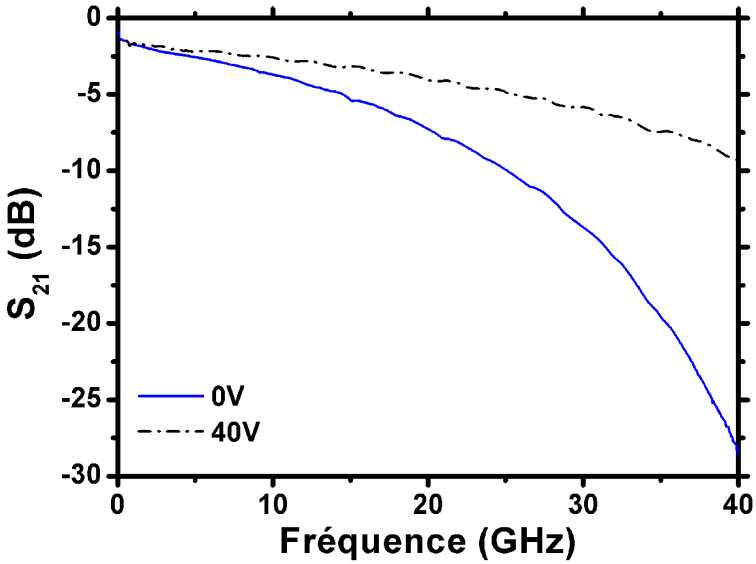

FIGURE 3.4 – Paramètre S_{21} du déphaseur mesuré sans tension de polarisation puis sous 40 Volts.

La figure 3.4 présente les paramètres S mesurés jusque 40 GHz avec et sans tension de polarisation. La fréquence de Bragg mesurée à 0 Volt paraît beaucoup plus basse que celle escomptée (environ 30 GHz contre les 50 GHz calculés). Lors de l'application d'une tension, un décalage vers les fréquences plus élevées de F_{bragg} est observé. L'équation (3.13) met en évidence ce phénomène. En effet, lors de l'application d'une tension, la permittivité du film diélectrique diminue, faisant diminuer logiquement la valeur de C_{var}. Il en résulte donc une augmentation de la fréquence de Bragg.

$$F_{bragg} = \frac{1}{\pi\sqrt{L_T\left(C_T + C_{var}\right)}} \tag{3.13}$$

avec L_T et C_T respectivement l'inductance et la capacité par cellule unité. C_{var} est la valeur de la capacité de la CID résultant de l'application de polarisation.

Le paramètre S_{11}, reflet de l'adaptation de la structure, est tracé sur la figure 3.5(a). L'adaptation à 0 Volt est bonne, S_{11} étant inférieur à -15dB sur toute la bande de fréquence. L'impédance de la ligne chargée reste donc voisine des 50Ω, comme le montre le tracé sur l'abaque de Smith en 3.5(b). Sous 40 Volts, le coefficient de réflexion montre une légère dégradation de l'adaptation. Les pertes plus importantes observées sans polarisation ne sont donc pas dues à une désadaptation, mais bien à une fréquence de Bragg plus basse.

La figure 3.6 trace la phase de la transmission avec et sans tension de polarisation. Une augmentation du déphasage différentiel avec la fréquence peut être observé. Un déphasage de 360° à 30 GHz est obtenu pour une tension de 40 Volts.

Les variations de la différence de phase sont reportées sur la figure 3.7. Comme remarqué précédemment, un déphasage de 360° est obtenu à 30 GHz sous 40 Volts. Seulement 17 Volts sont nécessaires à 40 GHz pour avoir le même déphasage. Le maximum obtenu est de 606° à 40 GHz

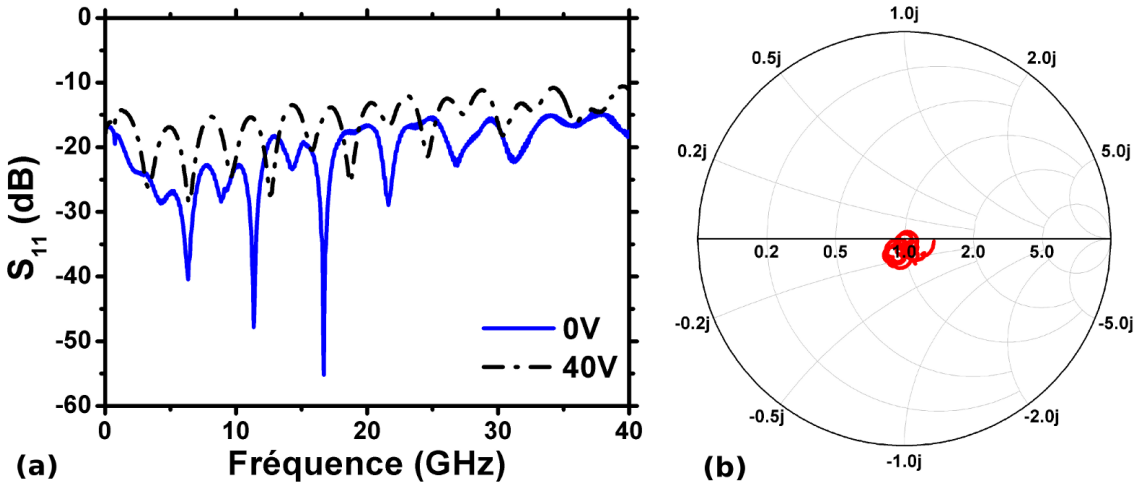

FIGURE 3.5 – (a) Paramètre S_{11} du déphaseur mesuré sans tension de polarisation puis sous 40 Volts (b) Tracé sur l'abaque de Smith du paramètre S_{11} à 0 Volt.

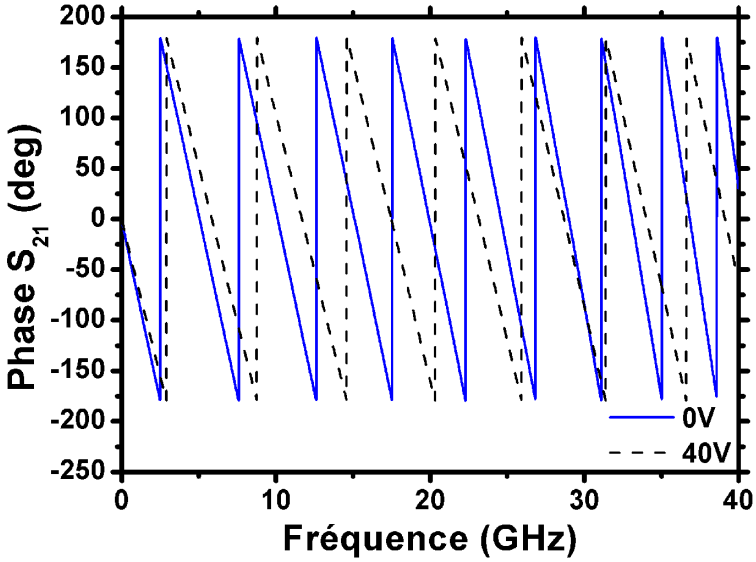

FIGURE 3.6 – Phase du paramètre S_{21} mesurée sans tension de polarisation puis sous 40 Volts.

sous 40 Volts. Ce résultat est au niveau de l'état de l'art [80]. La figure 3.8 représente les mêmes données mais à tension de polarisation fixe. Une évolution linéaire jusque environ 25 GHz peut être remarquée ; ce qui n'est plus le cas lorsque l'on s'approche de la fréquence de Bragg. La non-linéarité s'accentue lors de l'application d'une tension de polarisation. Or, nous avons vu que la fréquence de Bragg se décale vers les hautes fréquences sous polarisation. Ceci s'explique par le fait que les résultats de phases différentielles présentés sont calculés en prenant pour référence la phase du déphaseur à 0 Volt, ayant ainsi la fréquence de Bragg la plus basse.

Le facteur de mérite K du déphaseur, se calculant suivant l'équation (3.14), est tracé sur la

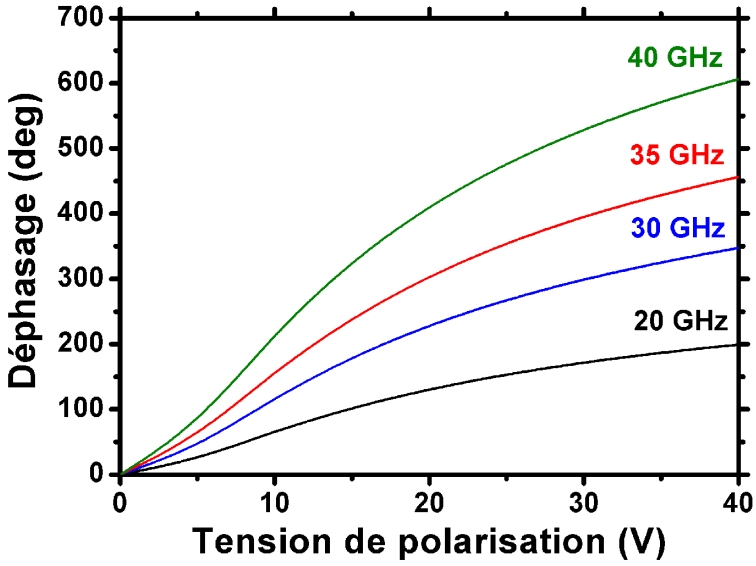

FIGURE 3.7 – Différence de phase en fonction de la tension de polarisation paramétrée par différentes valeurs de fréquences.

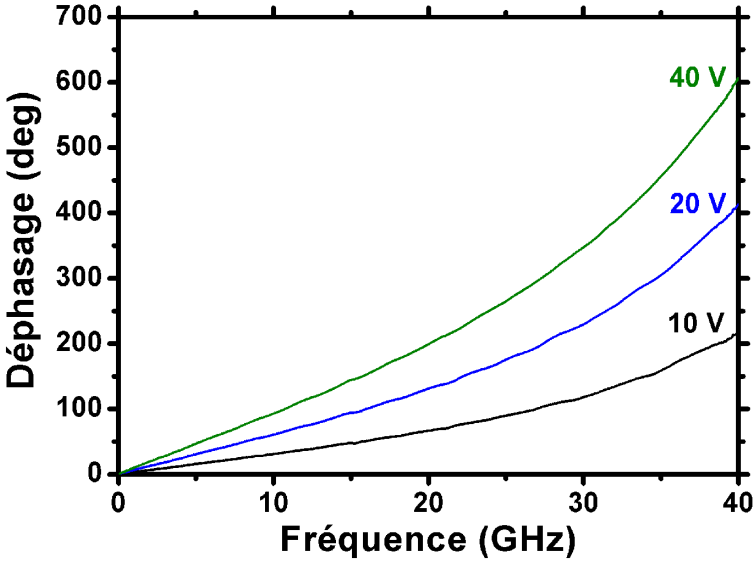

FIGURE 3.8 – Différence de phase en fonction de la fréquence paramétrée par différentes valeurs de tensions de polarisation.

figure 3.9.

$$K = \frac{\delta\phi}{S_{21_{(dB)}}} \tag{3.14}$$

Le facteur de mérite traduit donc les performances du dispositif en terme de déphasage en

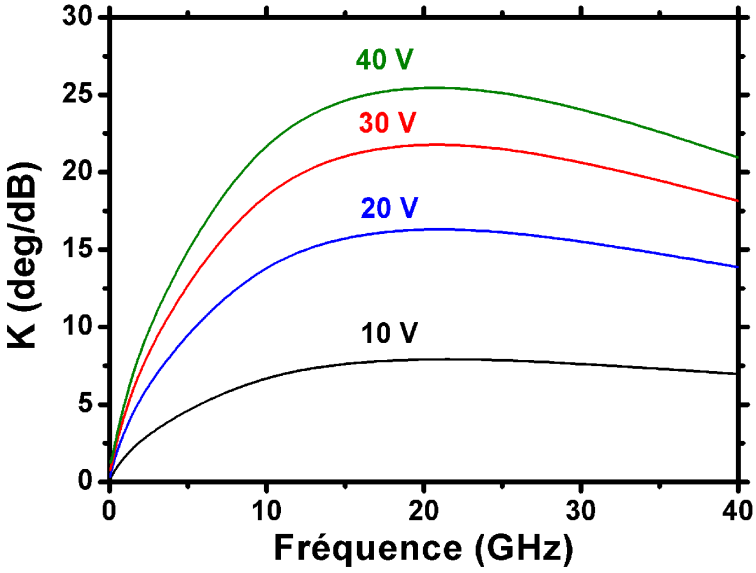

FIGURE 3.9 – Facteur de mérite en fonction de la fréquence pour différentes tensions de polarisation.

tenant compte des pertes. Il a été choisi de se placer dans le cas le moins favorable, c'est à dire en l'absence de polarisation où les pertes sont les plus importantes. Après une augmentation en basses fréquences, le facteur K diminue à partir d'environ 22 GHz ; le S_{21} commençant à chuter brutalement à cette fréquence en l'absence de polarisation. La meilleure valeur du facteur K obtenue est de 27°/dB à 20 GHz sous 40 Volts. Afin d'augmenter le facteur de mérite, une diminution des pertes d'insertion est envisagée en effectuant un épaississement métallique de la structure.

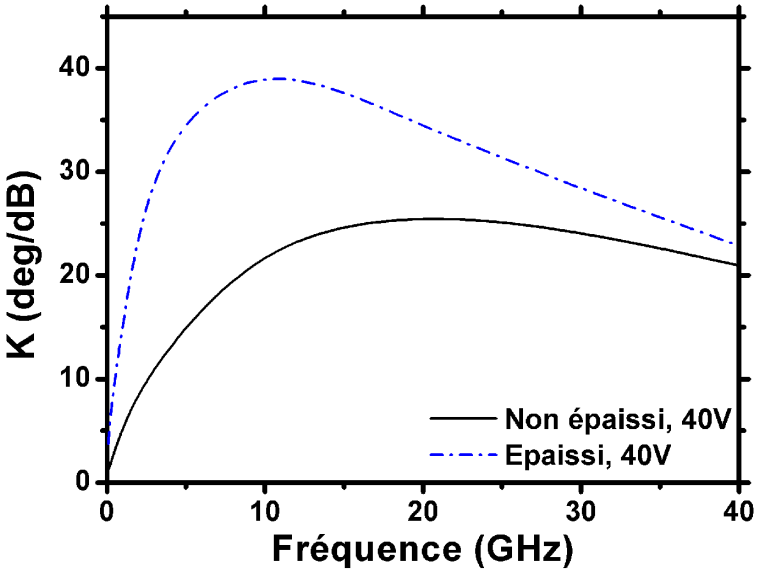

FIGURE 3.10 – Comparaison du facteur de mérite tracé à 40 Volts pour un déphaseur non épaissi et épaissi.

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \mu_0 F}} \tag{3.15}$$

avec la résistivité de l'or $\rho_{or} = 22 \times 10^{-9}$ Ω.m et la perméabilité du vide $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m.

En appliquant l'équation (3.15) à la fréquence F de 10 GHz, la profondeur de pénétration est de 747nm (l'épaisseur de métal étant de 500nm). Le déphaseur a donc été épaissi à 3μm, permettant de limiter les pertes métalliques en basses fréquences [81]. La figure 3.10 montre une amélioration du facteur de mérite sur toute la bande de fréquences, et notamment en basses fréquences où un maximum de 40°/dB est obtenu à 10 GHz. Dans la littérature, un des meilleurs résultats que l'on puisse trouver (avec une technologie en capacité plan) est de 80°/dB à 10 GHz [82].

3.2 Déphaseur à avance de phase

3.2.1 Schéma électrique équivalent d'un réseau homogène

En chargeant périodiquement une ligne de transmission par son réseau dual, figure 3.11, il est possible d'obtenir une transmission main gauche [51].

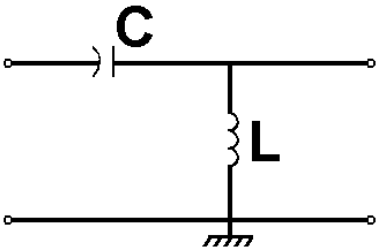

FIGURE 3.11 – Circuit équivalent d'un déphaseur à avance de phase sans perte.

Le réseau $C - L$ ainsi constitué aura, contrairement au réseau $L - C$ précédent, une réponse de type passe haut. La figure 3.12 représente une simulation effectuée sous le logiciel circuit Agilent *ADS*, montrant dans le cas d'un réseau purement dual une bande passante commençant à environ 40 GHz et s'étendant à l'infini. Dans ce cas, l'équation (3.16) donne l'impédance de la ligne Z_l. Plusieurs couples de valeurs $C - L$ donnent la même impédance, le choix se fera donc au niveau de l'apparition fréquentielle de la bande passante.

$$Z_l = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{3.16}$$

3.2.2 Schéma électrique équivalent d'un réseau composite

En réalité, il faut ajouter à ce circuit purement dual les éléments propres à la ligne de transmission, figure 3.13. Cela aura pour effet de créer une bande interdite entre les branches de dispersion à avance et retard de phase du dispositif. Il ne semble pas exister à l'état « naturel » de telles structures homogènes. Cependant, les circuits fabriqués peuvent être considérés comme homogènes

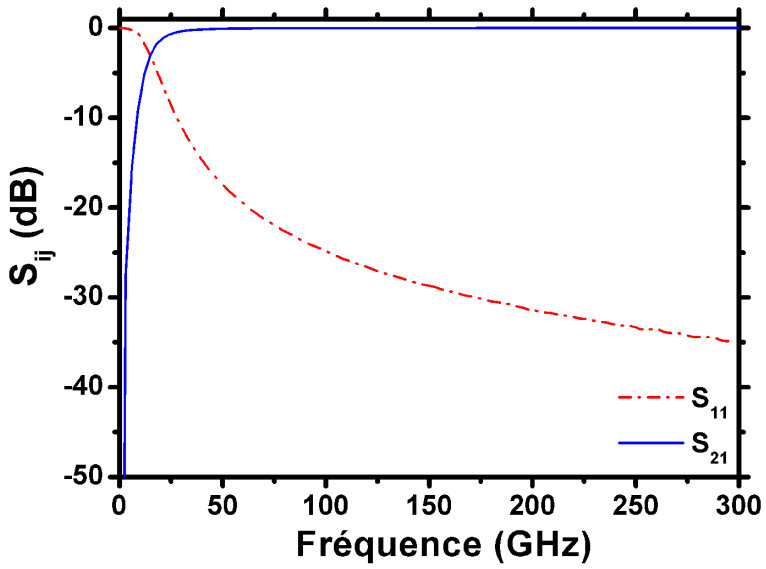

FIGURE 3.12 – Paramètres S simulés d'un réseau $C - L$ homogène (C=120fF et L=0.5nH).

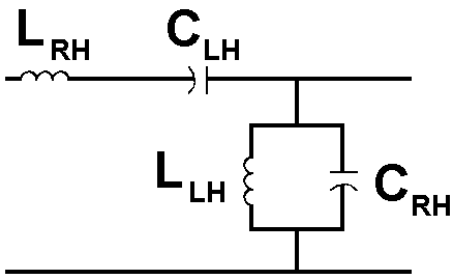

FIGURE 3.13 – Circuit équivalent d'un déphaseur à avance de phase composite. L_{RH} et C_{RH} sont l'inductance et la capacité distribuées de la ligne de transmission ; L_{LH} et C_{LH} constituent le réseau dual apportant les propriétés main gauche au circuit.

dans une certaine gamme de fréquences lorsque l'onde électromagnétique ne « voit » pas de discontinuité dans la structure, c'est à dire lorsque la structuration est petite devant la longueur d'onde guidée.

3.3 Déphaseur composite équilibré

3.3.1 Méthode de calcul du diagramme de dispersion et des paramètres effectifs

Le tracé du module des paramètres S_{ij} en fonction de la fréquence permet de conclure sur les bandes passantes et interdites ainsi que sur leurs niveaux de transmission. En revanche, il est impossible de connaître la dispersion du système avec ce seul tracé. C'est pourquoi, afin d'avoir les informations sur la nature des bandes de transmission (main gauche, main droite, évanescence)

une méthode d'extraction appelée « inversion des relations de Fresnel », dérivée de la méthode de Weir [83], est appliquée. La matrice S est convertie en matrice chaîne M pouvant elle-même être écrite en fonction de la constante de propagation γ, équation (3.17).

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathrm{ch}\,(\gamma a) & Z_c \mathrm{sh}\,(\gamma a) \\ \frac{1}{Z_c}\mathrm{sh}\,(\gamma a) & \mathrm{ch}\,(\gamma a) \end{bmatrix} \tag{3.17}$$

avec :

$$\begin{cases} A = \dfrac{(1+S_{11})(1-S_{22}) + S_{12}S_{21}}{2S_{21}} \\ B = \dfrac{(1+S_{11})(1+S_{22}) - S_{12}S_{21}}{2S_{21}} \\ C = \dfrac{(1-S_{11})(1-S_{22}) - S_{12}S_{21}}{2S_{21}} \\ D = \dfrac{(1-S_{11})(1+S_{22}) + S_{12}S_{21}}{2S_{21}} \end{cases} \tag{3.18}$$

où S_{ij} sont les paramètres S complexes.

Par identification des termes, il devient alors possible d'extraire la constante d'atténuation α et la constante de phase β selon les équations (3.19) et (3.20) :

$$\alpha.a = \ln\left|A \pm \sqrt{A^2-1}\right| \tag{3.19}$$

$$\beta.a = \angle\left(A \pm \sqrt{A^2-1}\right) + 2k\pi \quad , \quad k \in \mathbb{Z} \tag{3.20}$$

où a est la longueur de la cellule unitaire.

Le terme $A = \mathrm{ch}\,(\gamma a)$ présente plusieurs solutions lors du calcul du cosinus hyperbolique inverse. Comme nous travaillons avec des structures passives, la solution à choisir est celle donnant une atténuation α positive. L'impédance normalisée du système est obtenue simplement suivant (3.21) :

$$Z = \pm\sqrt{\frac{B}{C}} \tag{3.21}$$

L'information sur l'indice de réfraction de la structure s'obtient à partir de γ suivant (3.22) :

$$n = \frac{\gamma c}{j\omega} \tag{3.22}$$

Enfin, il est possible d'exprimer les paramètres effectifs du milieu de propagation en termes de permittivité effective ϵ_{eff} et de perméabilité effective μ_{eff} suivant (3.23) :

$$\epsilon_{eff} = \frac{n}{Z} \quad , \quad \mu_{eff} = nZ \tag{3.23}$$

3.3.2 Conception du circuit par simulation

3.3.2.1 Simulation par circuit équivalent

Le régime voulu étant de type composite équilibré, une absence de gap entre les branches de dispersion main gauche et main droite est recherchée. L'équation (3.24) traduit, pour un cas général non équilibré, la fréquence d'atténuation maximale dans le gap.

$$\omega_0 = \left(\sqrt[4]{L_{RH}C_{RH}L_{LH}C_{LH}}\right)^{-1} = \sqrt{\omega_1\omega_2} \tag{3.24}$$

avec $\omega_1 = \dfrac{1}{\sqrt{L_{RH}C_{LH}}}$ et $\omega_2 = \dfrac{1}{\sqrt{L_{LH}C_{RH}}}$.

Pour le cas composite équilibré, ω_1 et ω_2 sont égaux. La fréquence de transition entre les bandes de transmission main gauche et main droite se calcule donc selon (3.25) :

$$\omega_r = (L_{RH}C_{LH})^{-\frac{1}{2}} = (L_{LH}C_{RH})^{-\frac{1}{2}} \tag{3.25}$$

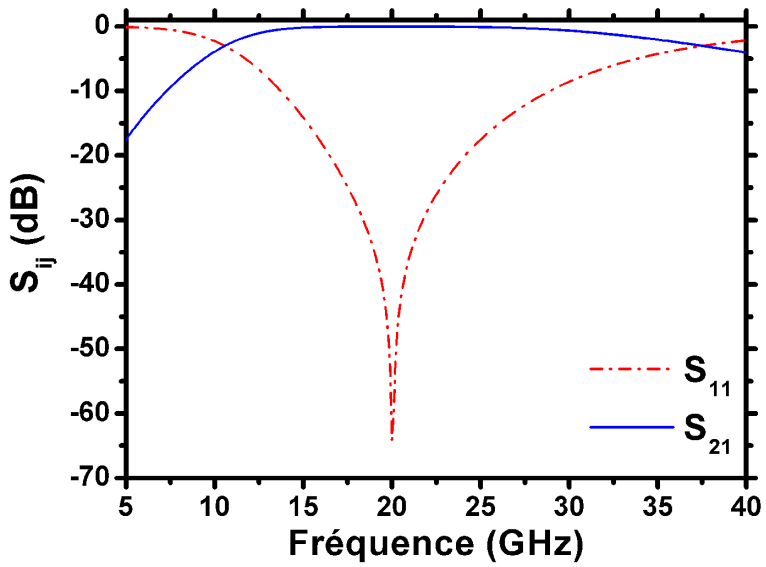

FIGURE 3.14 – Paramètres S d'une simulation circuit sous *ADS* avec $C_{LH} = 120fF$, $L_{RH} = 0.53nH$, $C_{RH} = 128fF$, $L_{LH} = 0.5nH$.

La figure 3.14 montre une simulation effectuée sous le logiciel circuit *ADS* d'un cas composite équilibré. Une plage de transmission sans bande interdite est bien observée. L'application numérique de l'équation (3.25) avec les valeurs choisies donne une fréquence de transition de 19.9 GHz. La figure 3.15(a) trace le diagramme de dispersion de la structure. La bande main gauche apparaît aux environs de 10 GHz et la fréquence de transition est en adéquation avec son calcul théorique. La constante d'atténuation α reste bien proche de zéro dans toute la bande passante. Il en va de même pour l'indice de réfraction représenté en figure 3.15(b) possédant une partie réelle négative de 10 GHz à 19.9 GHz puis positive de 20 GHz à 35 GHz. Les zones où la partie imaginaire de l'indice n'est pas égale à zéro représentent des bandes interdites.

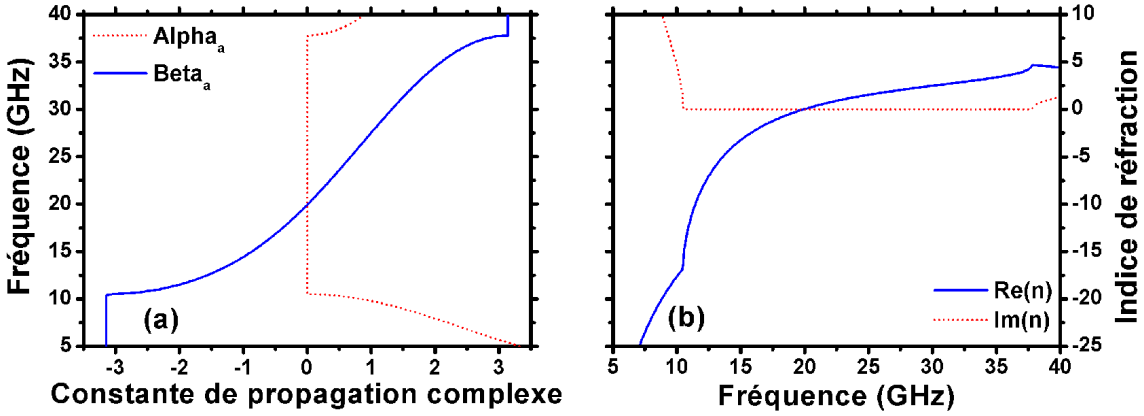

FIGURE 3.15 – (a) Diagramme de dispersion et (b) indice de réfraction du circuit simulé.

3.3.2.2 Simulation full-wave

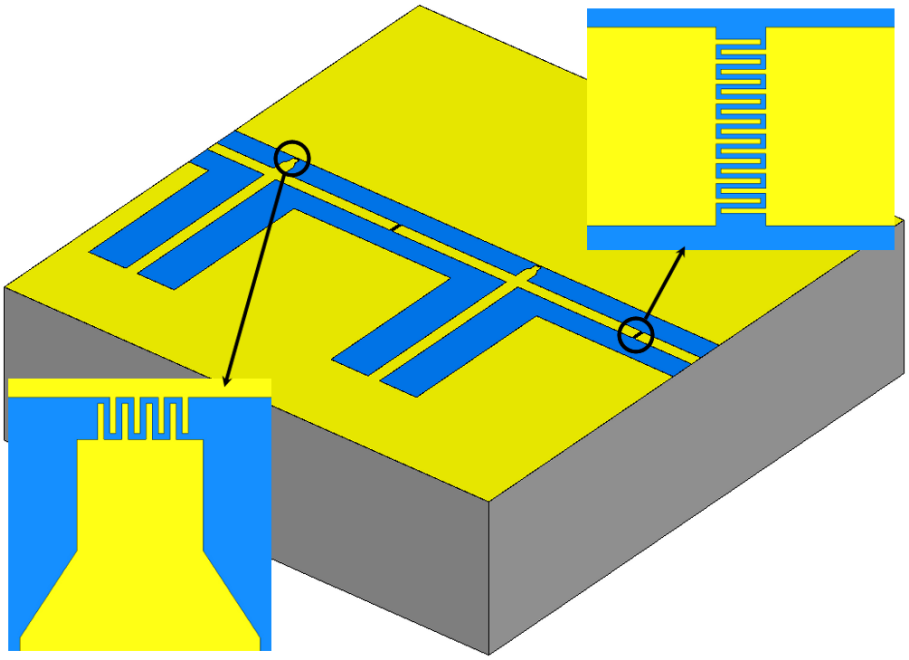

FIGURE 3.16 – Conception du circuit déphaseur de deux cellules sous Ansoft *HFSS*.

Un déphaseur de deux cellules unitaires est simulé sous *HFSS*. La figure 3.16 représente le design utilisé. Les capacités sont de type interdigitées et déterminées par transformation conforme sur un film de BST épais de 300nm, de constante diélectrique supposée à 300 et de tangente de perte 10^{-1} déposé sur un substrat de saphir épais de 500μm. La capacité série comporte 18 doigts et celle en shunt 8 doigts ; tous longs de 8μm, larges de 1μm avec un espace inter-doigts de 1μm. La ligne CPW a une largeur de ruban central $2s$ de 40μm et un espace ligne/masse g de 80μm. La valeur d'inductance L_{RH}, calculée suivant l'équation (3.26) [84], nous impose une longueur de

cellule unitaire de 850μm. Par transformation conforme, nous trouvons une capacité linéique C_l de 9.08×10^{-11} F/m. Pour une longueur de cellule unitaire de 850μm, cela donne une capacité distribuée de 77.1fF. Afin d'ajouter à cette valeur de capacité distribuée C_l la valeur capacitive manquante pour arriver à C_{RH} de 128fF (cf légende de la figure 3.14), une capacité CID localisée a été placée en shunt. Par la même occasion celle-ci sera donc accordable lors de l'application d'une tension de polarisation et compensera les variations de la capacité série C_{LH} afin de limiter le déséquilibre lors de la commande en tension. Le stub, apportant l'inductance en shunt L_{LH}, mesure 640μm.

$$L(nH/cm) = 2\left(\ln\frac{l}{w+t} + 1.19 + 0.22\frac{w+t}{l}\right) \tag{3.26}$$

La valeur obtenue doit être réduite d'environ 10% en hyperfréquences pour tenir compte de l'effet de peau. l est la longueur du ruban, w sa largeur et t son épaisseur.

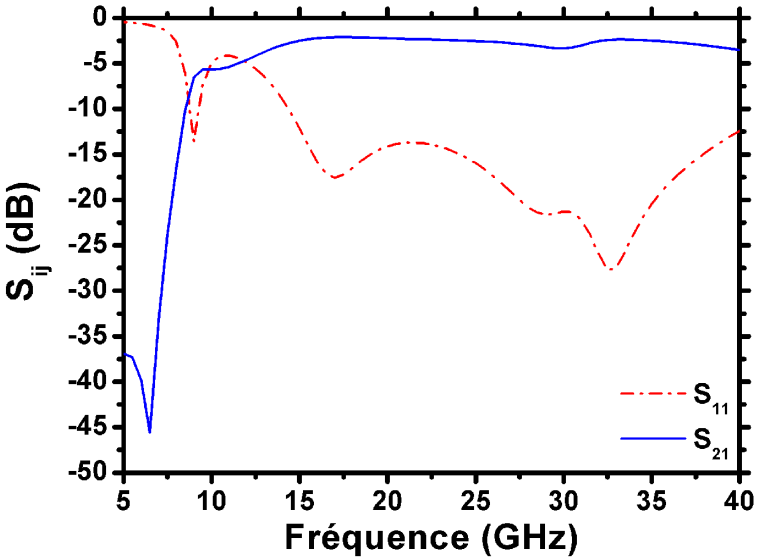

FIGURE 3.17 – Paramètres S d'un déphaseur comportant deux cellules unitaires simulé sous *HFSS*.

La figure 3.17 trace les paramètres S simulés. Comme pour la simulation circuit précédente, la bande passante apparaît aux alentours de 10 GHz, et il n'y a pas de bande interdite dans la gamme de fréquences. Avec l'hypothèse d'une tangente de pertes valant 0.1, les pertes d'insertion sont d'environ -2.3dB pour les deux cellules simulées. La figure 3.18 trace le diagramme de dispersion de la simulation. Le terme β commence à présenter une bande main gauche aux environs de 7 GHz. Cependant, à cette gamme de fréquences relativement basse correspond un terme de pertes α élevé. Aux alentours de 11 GHz, α devient proche de zéro et le β déroule toujours une bande gauchère. La fréquence de transition apparaît ici à 17 GHz, donc plus basse que le calcul circuit donnant environ 20 GHz. L'absence de bande interdite entre bande gauchère et droitière est toujours respecté.

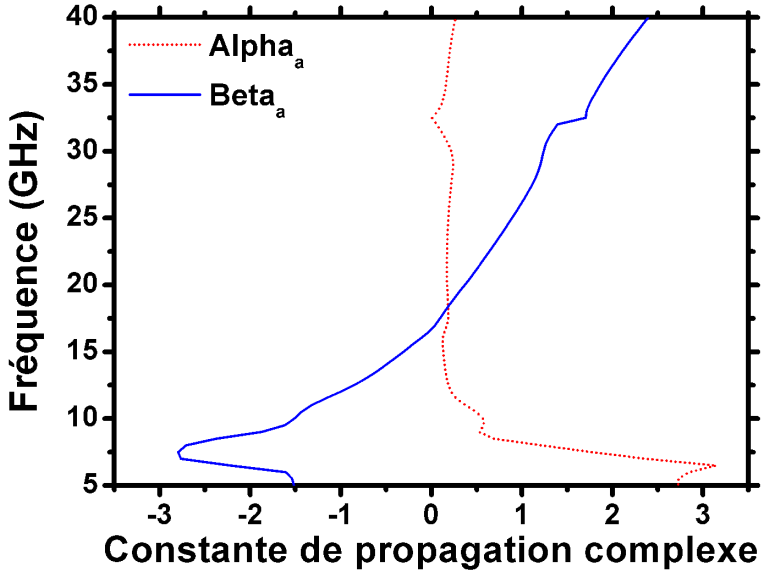

FIGURE 3.18 – Diagramme de dispersion d'un déphaseur comportant deux cellules unitaires simulé sous *HFSS*.

3.3.3 Caractérisation expérimentale

3.3.3.1 Mesure de paramètres S : comparaison théorie / expérience

Le dispositif expérimental a été fabriqué dans le cadre de la thèse d'Aurélien Marteau. La contribution apportée à ce travail se trouve au niveau des simulations full-wave, de la caractérisation et de son analyse notamment par la résolution du problème inverse. La caractérisation a été effectuée à l'analyseur vectoriel de réseaux Agilent E8361A jusque 40 GHz à l'aide de pointes Cascade [85]. La figure 3.19 montre les dispositifs fabriqués : des déphaseurs de 4 et 2 cellules unitaires ont été réalisés. Pour permettre de polariser la structure, la ligne de masse a été rendue discontinue. De cette manière, le stub L_{LH} sera utilisé pour amener le signal de polarisation. Cette tension sera distribuée à partir de deux plots métalliques parallèles à la structure coplanaire. La continuité électrique du plan de masse est réalisée au moyen de fils d'or thermocompressés et de capacités « chip » de 5 pF afin d'assurer le découplage entre le signal micro-ondes et la tension de polarisation continue.

Sur la figure 3.20(a) nous avons tracé les paramètres S mesurés et simulés d'un déphaseur comportant 2 cellules unitaires dans la direction de propagation. Une bonne concordance entre les deux courbes est remarquée, notamment sur le niveau de transmission du paramètre S_{21} validant l'hypothèse émise sur la tangente de pertes fixée en simulation à 10^{-1}, ainsi que sur la position en fréquences de la bande passante. Des pertes d'environ 1.3dB par cellule peuvent être relevées sur la courbe expérimentale. Le coefficient de réflexion traduit une bonne adaptation de la ligne grâce à un niveau moyen d'environ -15dB sur l'ensemble de la gamme de fréquences étudiée. En effet, la figure 3.20(b) montre une partie réelle d'impédance proche de 1 dans la bande de transmission. La figure 3.21(a) présente le résultat de la comparaison du diagramme de dispersion mesuré et simulé. L'accord est excellent. La fréquence de transition mesurée et simulée est identique à 17 GHz.

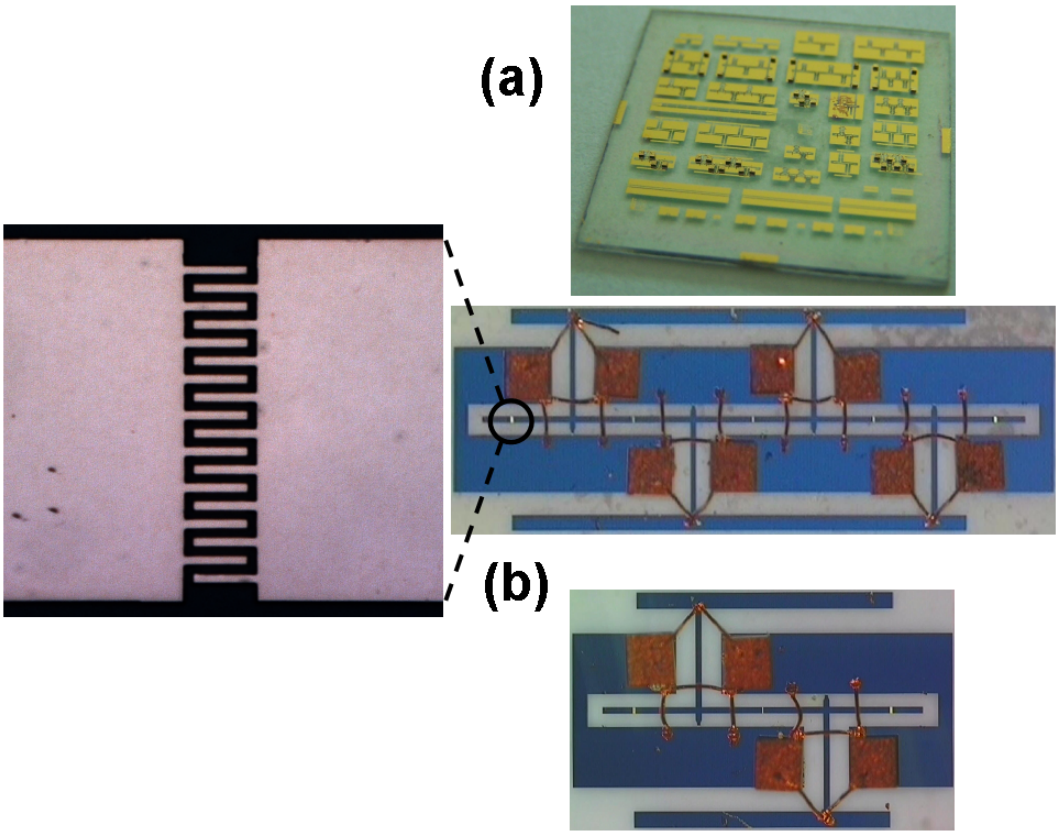

FIGURE 3.19 – (a) Vue globale du substrat de saphir avec l'ensemble des éléments réalisés (b) Vue au microscope optique d'un déphaseur de 4 et 2 cellules. Un agrandissement de la capacité série est réalisé.

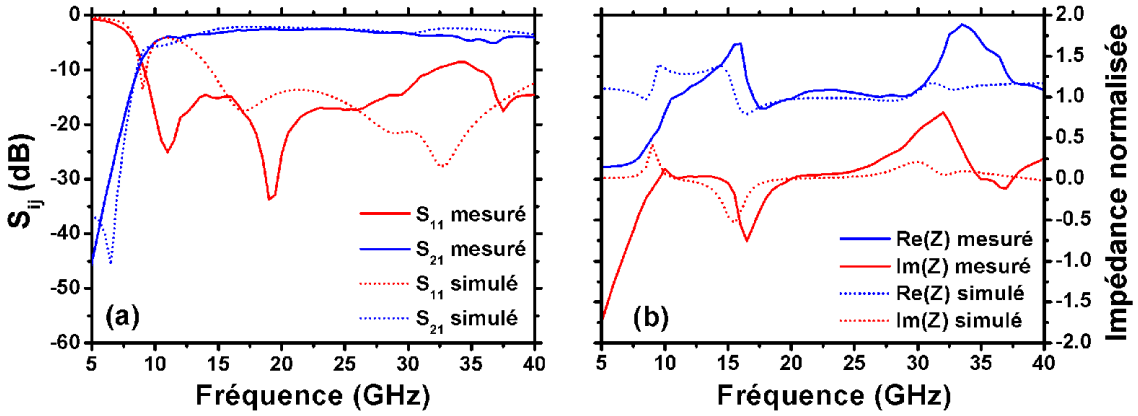

FIGURE 3.20 – (a) Paramètres S mesurés et simulés (b) impédance normalisée mesurée et simulée sur un déphaseur comportant deux cellules unitaires.

Aucune bande interdite entre les branches de dispersion gauchère et droitière n'est observée. Sur la figure 3.21(b) nous montrons l'évolution fréquentielle de l'indice de réfraction. La comparaison

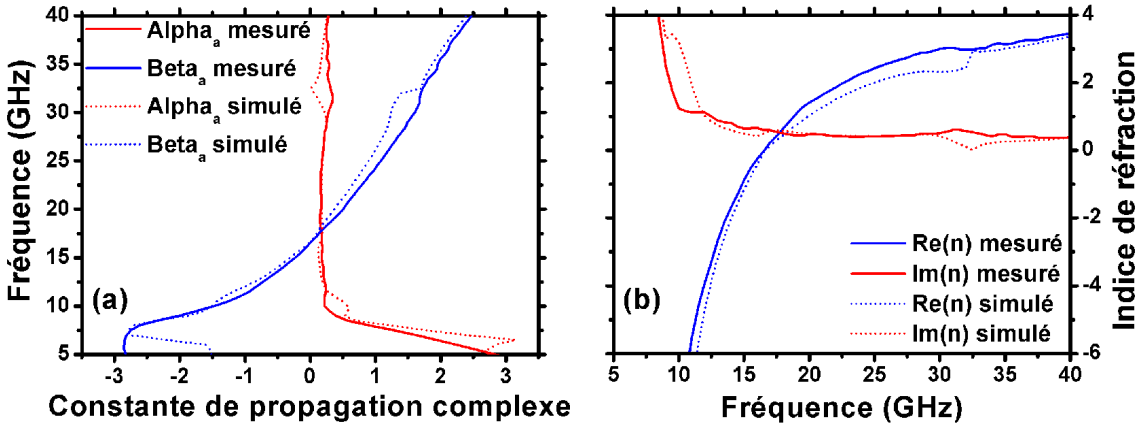

FIGURE 3.21 – (a) Diagramme de dispersion mesuré et simulé (b) indice de réfraction mesuré et simulé sur un déphaseur comportant deux cellules unitaires.

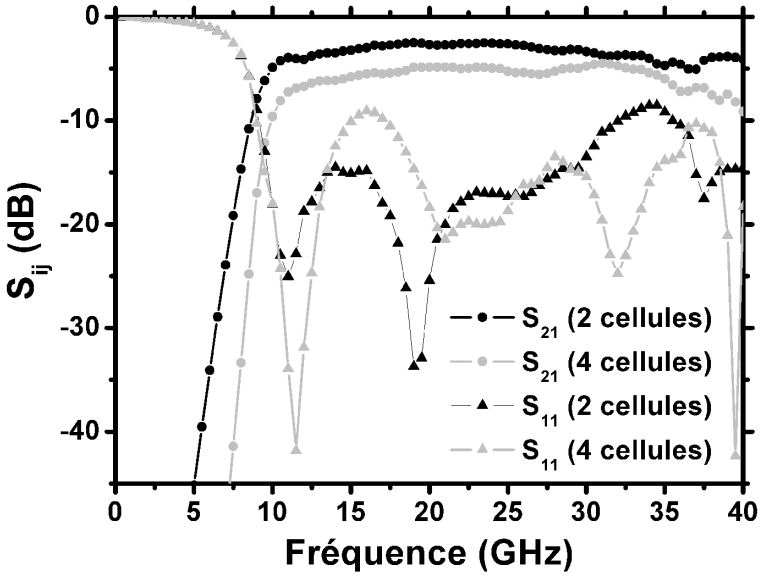

FIGURE 3.22 – Mesure des paramètres S de déphaseurs comprenant deux et quatre cellules unitaires.

mesure/simulation est bonne, montrant logiquement une valeur d'indice négative en bande main gauche. Enfin, la figure 3.22 montre la mesure de déphaseurs comprenant 2 et 4 cellules dans la direction de propagation. Logiquement, les pertes d'insertion augmentent pour la structure la plus longue.

3.3.3.2 Méthode de Bianco et Parodi

A partir des mesures de déphaseurs de longueurs différentes, donc possédant un nombre de cellules différent dans la direction de propagation, la méthode de Bianco et Parodi [86] permet de tracer le diagramme de dispersion selon l'équation (3.27).

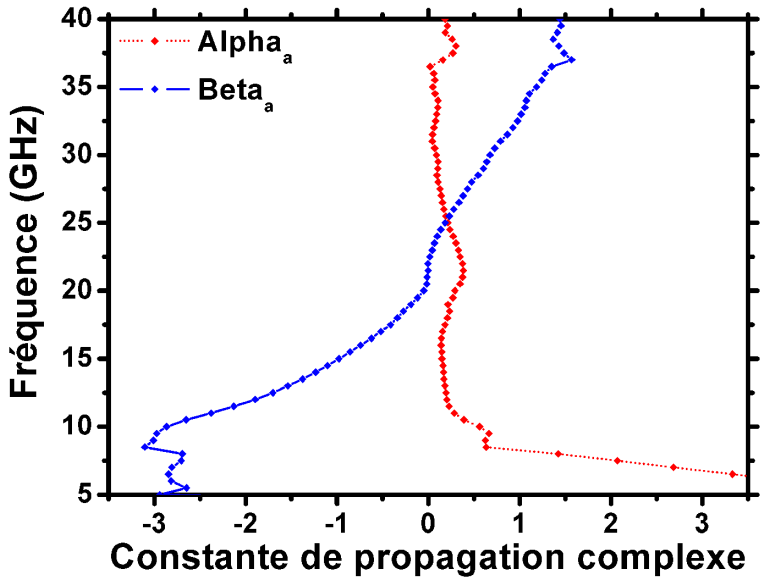

FIGURE 3.23 – Diagramme de dispersion tracé à partir des mesures d'un déphaseur comportant deux cellules unitaires, puis d'un autre en comportant quatre selon la méthode de Bianco et Parodi.

$$2\mathrm{ch}\,(\gamma\Delta l) = \frac{{S_{12}^1}^2 + {S_{12}^2}^2 + S_{11}^1 S_{22}^2 + S_{11}^2 S_{22}^1 - S_{11}^1 S_{22}^1 - S_{11}^2 S_{22}^2}{S_{12}^1 S_{12}^2} \tag{3.27}$$

avec Δl différence de longueur entre la grande et la petite structure, S_{ij}^1 et S_{ij}^2 respectivement les paramètres S complexes de la petite et de la grande structure, γ étant la constante de propagation complexe recherchée.

Pour les mesures d'un déphaseur comprenant 2 puis 4 cellules, la figure 3.23 trace le diagramme de dispersion alors obtenu. Une petite bande interdite apparaît de 20 GHz à 22 GHz : le terme β reste à zéro alors que le α augmente. Cette méthode sera préférée à celle du « delta phi » [87], qui fonctionne à la condition que $S_{11} \approx S_{22} \approx 0$. En d'autre termes, le domaine de validité de cette méthode est restreint : notamment dans le cas où les structures présentent une désadaptation non négligeable. Il y aura des difficultés à repérer les bandes interdites.

3.3.3.3 Mesures en tension

La courbe de commande de la phase est illustrée sur la figure 3.24. Le principe reste le même que pour le déphaseur main droit étudié précédemment : en appliquant une tension de polarisation, la constante diélectrique du film ferroélectrique diminue. Cela a pour conséquence d'augmenter la fréquence de résonance des éléments en série et en shunt modifiant alors la phase de la transmission. Par différence de phase, nous obtenons un déphasage de 17.5 degrés par cellule avec 30 Volts. La référence [88] présente un déphaseur ferroélectrique utilisant une technologie capacité plan, dont les résultats présentés en terme de décalage de phase sont en deçà du notre. La figure 3.25 montre l'évolution fréquentielle des paramètres S d'un déphaseur de deux cellules en prenant la tension comme paramètre. En début de bande main gauche, le paramètre S_{21} accuse une légère baisse sous

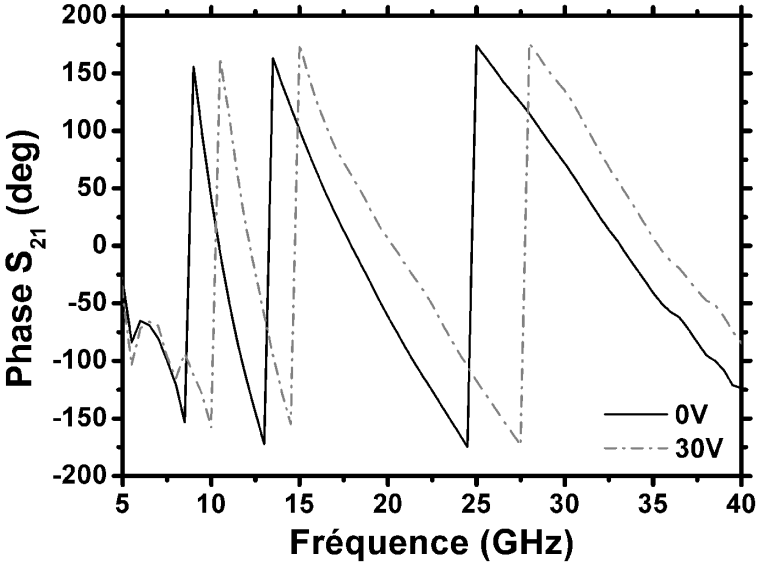

FIGURE 3.24 – Phase d'un circuit comportant quatre cellules élémentaires à 0V et 30V.

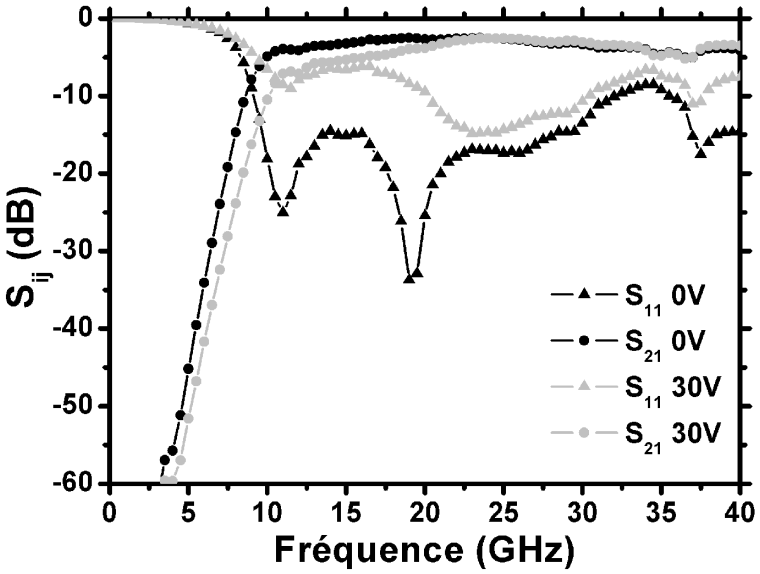

FIGURE 3.25 – Paramètres S d'un circuit comportant deux cellules élémentaires à 0V et 30V.

30 Volts comparativement à la mesure sans tension. Le S_{11} remontant aux mêmes fréquences, cela indique une désadaptation du circuit. Pour les fréquences supérieures, notamment en bande main droite, cet effet n'est pas observé.

La figure 3.26 montre l'évolution fréquentielle de l'impédance pour différentes tensions de polarisation. Nous voyons qu'en l'absence de polarisation, la ligne présente une légère désadaptation. Comme remarqué sur l'évolution des paramètres S (figure 3.25), l'application d'un champ continu fait augmenter très nettement l'impédance en début de bande main gauche. Le décalage du dia-

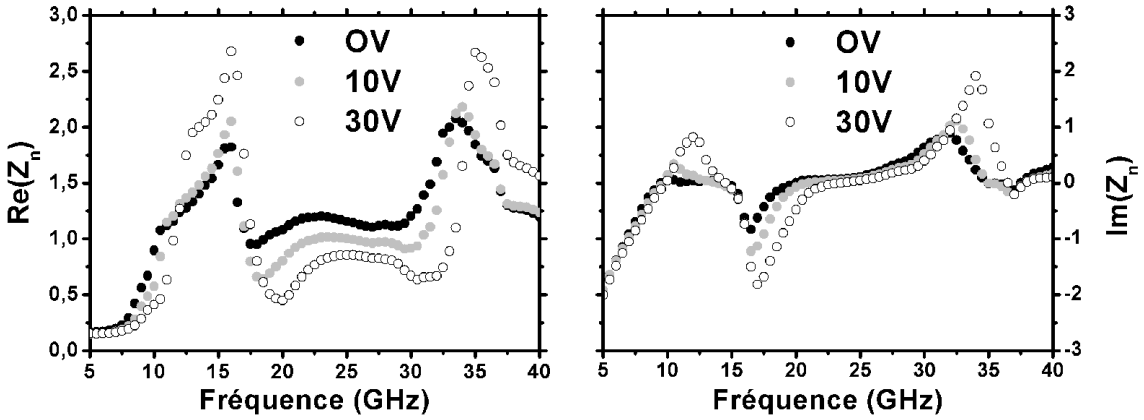

FIGURE 3.26 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance normalisée de la ligne à différentes tensions de polarisation.

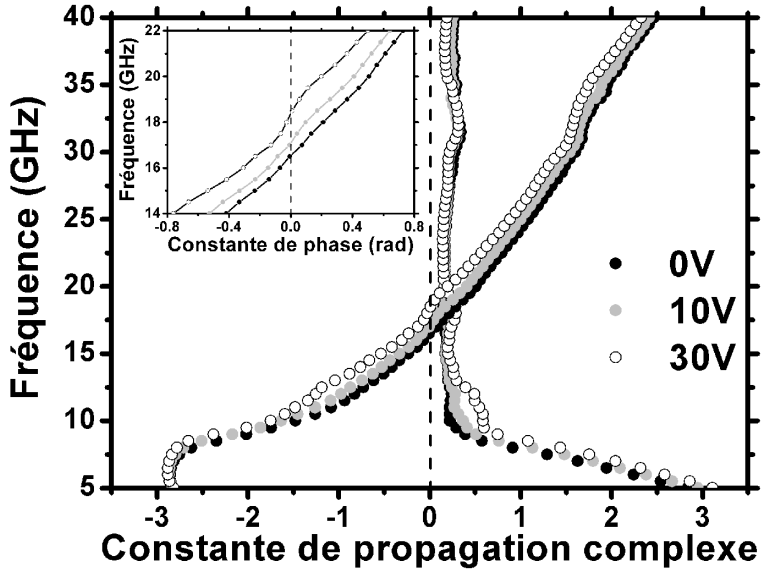

FIGURE 3.27 – Evolution fréquentielle de la constante de propagation complexe paramétrée par la tension pour un déphaseur comportant deux cellules. L'insert montre un zoom sur la constante de phase.

gramme de dispersion paramétré par la tension est tracé sur la figure 3.27. Un déplacement maximal de 2 GHz entre une absence de polarisation et l'application d'un champ continu de 30 Volts est obtenu. Comme évoqué précédemment, l'ajout de tension provoque un début d'ouverture de bande interdite, visible notamment par une augmentation de la constante d'atténuation α lorsque la constante de phase β passe par zéro. La figure 3.28 trace l'évolution de l'indice de réfraction. Comme pour la dispersion, le début d'ouverture de gap est visible avec application d'un champ continu.

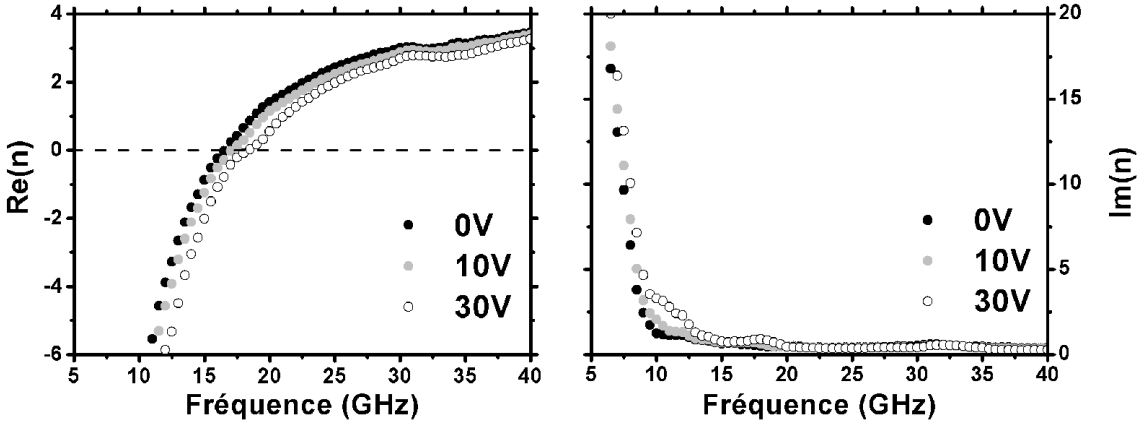

FIGURE 3.28 – Evolution fréquentielle de l'indice de réfraction paramétré par la tension pour un déphaseur comportant deux cellules.

3.3.3.4 Extraction des paramètres effectifs avec une commande en tension

Par analogie avec l'interaction d'une onde plane et d'un matériau volumique, l'interaction d'un mode TEM avec une structure unidimensionnelle peut être décrite par des paramètres constitutifs effectifs [89]. Les paramètres effectifs ϵ_{eff} et μ_{eff} ont été extraits à partir des mesures selon la méthode décrite au paragraphe 3.3.1. Dans notre cas, il apparaît essentiel de les calculer afin de pouvoir interpréter l'apparition d'une bande interdite lorsque la structure est polarisée.

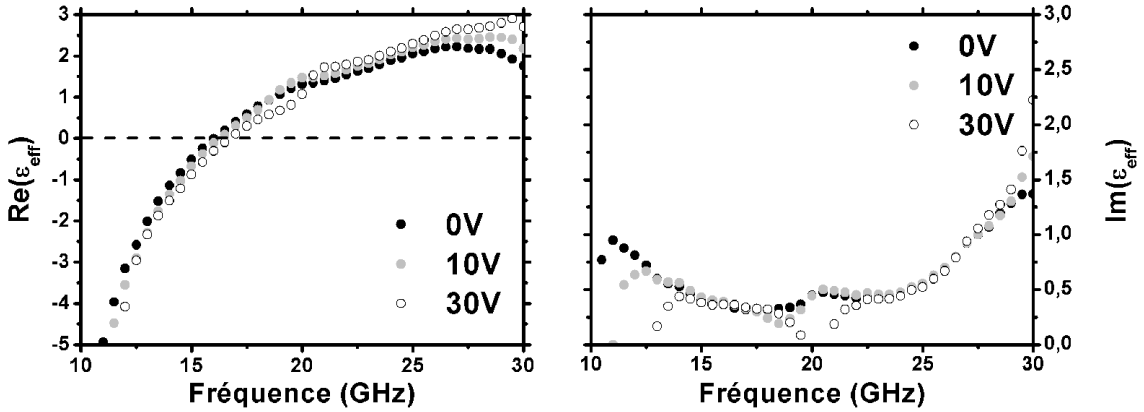

FIGURE 3.29 – Dispersion de la permittivité effective pour différentes tension, le déphaseur comportant deux cellules.

Les figures 3.29 et 3.30 tracent la dispersion des paramètres effectifs complexes pour différentes tension de polarisation. D'un point de vue physique, de par la répartition du champ électrique dans les lignes coplanaires, la permittivité négative est synthétisée par les inductances en shunt qui jouent le rôle d'un réseau de fils dans la situation de métamatériaux volumiques. La perméabilité négative est obtenue par les capacités série. La structure ne comportant pas d'éléments résonants, la dispersion de la perméabilité ne se fait pas suivant une courbe de type Lorentz : la bande main

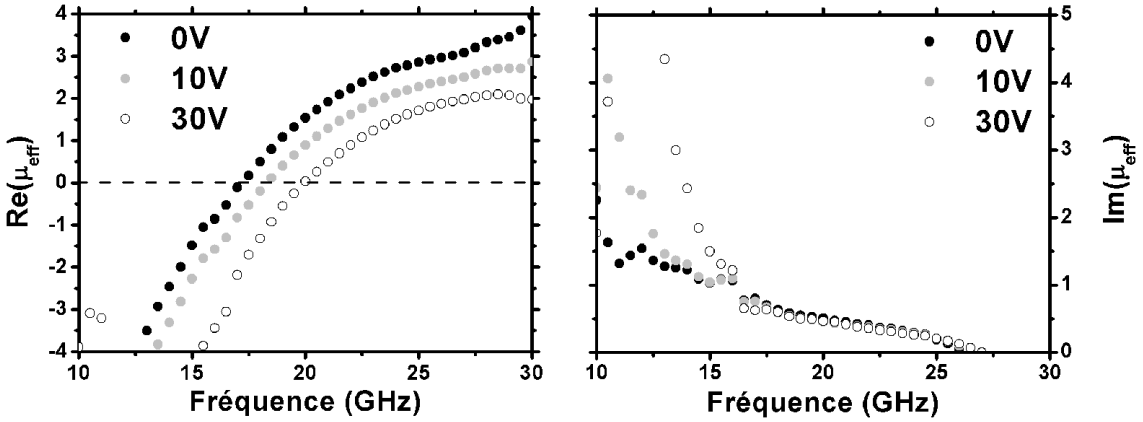

FIGURE 3.30 – Dispersion de la perméabilité effective pour différentes tension, le déphaseur comportant deux cellules.

gauche obtenue présente alors une largeur importante. Il peut être remarqué que la permittivité effective est moins sensible à la tension de commande que la perméabilité effective. En l'absence de tension, les fréquences plasmas électrique et magnétique complexes sont égales : la condition d'équilibre est respectée. Cette égalité n'est plus vraie lors de l'application d'une tension ; nous montrons ici la grande sensibilité de la condition d'équilibre. Concrètement, cela signifie que la variation de la capacité en shunt (C_{RH}) n'arrive plus à compenser celle en série (C_{LH}). Cela s'explique par le fait que C_{RH} est obtenu par la somme de deux capacités : la capacité distribuée de la ligne et la CID localisée. Lors de l'application d'un champ continu, la capacité linéique de la ligne ne varie pas en raison de la distance ligne / masse de 80μm. La capacité shunt quant à elle est bien accordable, mais sa valeur capacitive étant moindre que celle ramenée par la ligne, la détérioration de la condition d'équilibre s'explique bien.

Conclusion

Deux types de lignes de transmission accordables ont été réalisés. Tout d'abord, le fait de placer un élément inductif en série et une capacité en shunt conduit à une courbe de dispersion classique de type main droite. Les capacités mises en configuration shunt étant concrètement des varactors ferroélectriques, la polarisation de cette ligne affecte la constante de phase du circuit $L - C$. En plaçant un nombre important de cellules dans la direction de propagation, un déphasage différentiel de 360° a été obtenu à la fréquence de 30 GHz pour une tension de polarisation de 40 Volts. Le bénéfice d'un épaississement métallique sur les pertes d'insertion de la structure a également été montré, contribuant ainsi à améliorer le facteur de mérite en basses fréquences essentiellement.

Enfin, en chargeant la ligne par son réseau dual, nous avons réalisé un déphaseur composite équilibré. Il apparaît cependant que la zone à indice nul se montre très sensible à l'application d'une tension de polarisation. En effet, son augmentation rend la condition d'équilibre de plus en plus difficile à conserver : une légère bande interdite vient s'ouvrir entre les deux branches de dispersion. La perméabilité effective voit sa fréquence plasma évoluer avec l'augmentation de la tension de polarisation. Cette grandeur étant dépendante de la valeur de la capacité montée en série, nous avons vu que celle-ci peut-être aisément commandée en tension. En revanche, concernant la permittivité effective qui est le reflet de la capacité montée en shunt additionnée à la valeur capacitive linéique de la ligne, nous avons rencontré beaucoup plus de difficultés pour l'obtention d'une commande en tension ; cela est du à l'impossibilité de commander la capacité linéique de la ligne. Or, l'obtention d'un mode composite équilibré n'est vérifié qu'à la condition d'avoir des fréquences plasmas électriques et magnétiques complexes égales. Cette condition, satisfaite en l'absence de champ continu, devient plus difficile à remplir avec une commande en tension où la fréquence plasma de la perméabilité effective croît plus rapidement que celle de la permittivité effective.

CHAPITRE 4

ACCORDABILITÉ APPLIQUÉE À UN MÉTAMATÉRIAU TYPE FILTRE NOTCH

Une application de type filtre notch accordable à base de film mince ferroélectrique est abordée dans ce chapitre. Afin de minimiser les pertes diélectriques amenées par le film, nous avons procédé à une étape de gravure afin de ne laisser la couche ferroélectrique que sous les éléments d'accord.

La structure se compose d'une ligne microruban chargée par deux résonateurs à anneaux fendus. Leur gap consiste en deux capacités interdigitées sous lesquelles se trouve le film ferroélectrique gravé. Afin d'amener une tension de polarisation continue sur ces éléments d'accord, un circuit de polarisation est étudié et fabriqué.

La campagne de mesures effectuée confirme les résultats obtenus par simulation.

4.1 Etude théorique

4.1.1 Choix technologique : la ligne microruban

L'objectif visé ici est de coupler une ligne de transmission à une structure de type résonateur à anneau fendu (SRR). A sa fréquence de résonance, celui-ci va piéger l'énergie faisant alors apparaître une réjection dans le coefficient de transmission de la ligne. La réjection est accordée par la modification de la capacité du gap de l'anneau à l'aide d'un film mince ferroélectrique. Cette étude se fera dans la bande K_u (12-18 GHz). Des études similaires, réalisées à basses fréquences (3 GHz), montrent une accordabilité possible à base de diodes varactors [90, 91].

Pour des raisons pratiques, les anneaux et la ligne de transmission doivent se trouver sur un même plan. Cela permet en effet de pouvoir appliquer la tension de polarisation sans trop de difficultés. Afin de pouvoir exciter les anneaux, le champ magnétique doit les attaquer perpendiculairement. La plupart des lignes de transmission possèdent un champ magnétique s'enroulant autour du conducteur central. La technologie coplanaire peut être écartée en raison de la disposition des plans de masse à proximité de celui-ci. Notre choix se porte donc sur la ligne microruban.

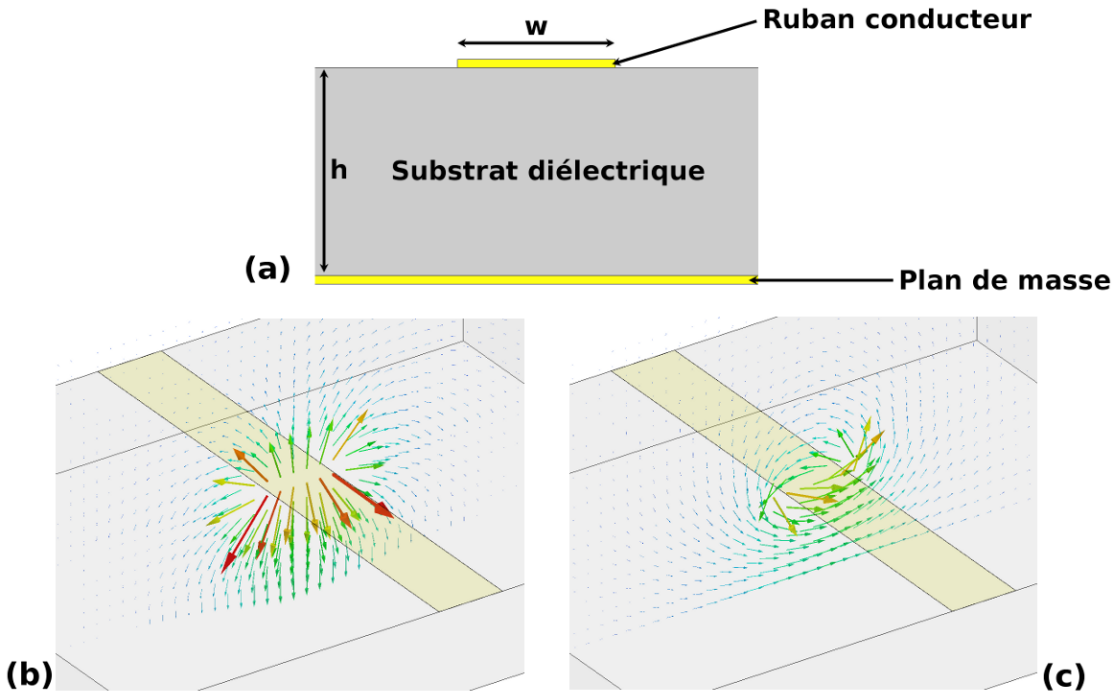

FIGURE 4.1 – (a) Schéma en coupe d'une ligne microruban. (b) Répartition du champ électrique et (c) du champ magnétique dans la ligne.

La figure 4.1(b)(c) illustre la répartition des champs de la ligne microruban. Le champ $\vec{H}$ s'enroule bien autour du conducteur central, permettant une excitation magnétique perpendiculaire au plan du substrat.

Les équations d'analyse et de synthèse de la ligne microruban ont été formulées par E. O.

Hammerstad en 1975 [92].

Formules d'analyse

$$\begin{cases} \epsilon_{eff} = \frac{1}{2}(\epsilon_r+1) + \frac{1}{2}(\epsilon_r-1)\left[\left(1+12\frac{h}{w}\right)^{-1/2} + 0.04\left(1-\frac{w}{h}\right)^2\right] & \text{si} \quad \frac{w}{h} \leq 1 \\ \epsilon_{eff} = \frac{1}{2}(\epsilon_r+1) + \frac{1}{2}(\epsilon_r-1)\left(1+12\frac{h}{w}\right)^{-1/2} & \text{si} \quad \frac{w}{h} > 1 \end{cases} \tag{4.1}$$

$$\begin{cases} Z_c = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_{eff}}}\ln\left(\frac{8h}{w}+\frac{w}{4h}\right) & \text{si} \quad \frac{w}{h} \leq 1 \\ Z_c = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_{eff}}}\left[\frac{w}{h}+1.393+0.667\ln\left(\frac{w}{h}+1.44\right)\right]^{-1} & \text{si} \quad \frac{w}{h} > 1 \end{cases} \tag{4.2}$$

avec $Z_0 = 120\pi\,\Omega$ (impédance du vide), ϵ_r permittivité relative du substrat, h et w respectivement hauteur du substrat et largeur de métallisation du ruban conducteur (figure 4.1(a)).

Formules de synthèse

$$\begin{cases} w = 4h\left[\frac{1}{2}\exp(A) - \exp(-A)\right]^{-1} & \text{si} \quad \frac{w}{h} \leq 2 \\ w = \frac{2h}{\pi}\left[B-1-\ln(2B-1)+\frac{\epsilon_r-1}{2\epsilon_r}\left\{\ln(B-1)+0.39-\frac{0.61}{\epsilon_r}\right\}\right] & \text{si} \quad \frac{w}{h} > 2 \end{cases} \tag{4.3}$$

avec :

$$\begin{cases} A = \pi\sqrt{2(\epsilon_r+1)}\left(\frac{Z_c}{Z_0}\right) + \frac{\epsilon_r-1}{\epsilon_r+1}\left(0.23+\frac{0.11}{\epsilon_r}\right) \\ B = \frac{\pi Z_0}{2\sqrt{\epsilon_r}Z_c} \end{cases} \tag{4.4}$$

Z_c impédance caractéristique de la ligne, voulue dans notre cas à 50Ω.

En considérant un substrat de saphir de permittivité relative $\epsilon_r = 9.4$ et de hauteur h=500 μm, la largeur du conducteur central w est calculée à 500 μm pour obtenir une impédance caractéristique Z_c valant 50Ω. La valeur de permittivité effective ϵ_{eff} vaut 6.3 dans ce cas.

Sur la figure 4.2(a) est représentée la structure ligne de transmission microruban avec les SRRs. Nous avons choisi de placer un anneau de chaque côté de la ligne afin d'obtenir une meilleure réjection. La représentation vectorielle du champ magnétique montre bien un enroulement autour des SRRs. La figure 4.2(b) indique que le gap de chaque anneau est divisé en deux parties, ceci afin d'éviter de créer un court circuit lors de l'application d'une tension de polarisation aux bornes des capacités. Nous pouvons également remarquer que le film mince ferroélectrique de BST n'est présent que sous les capacités, ceci afin de minimiser les pertes, notamment au niveau de la ligne de transmission.

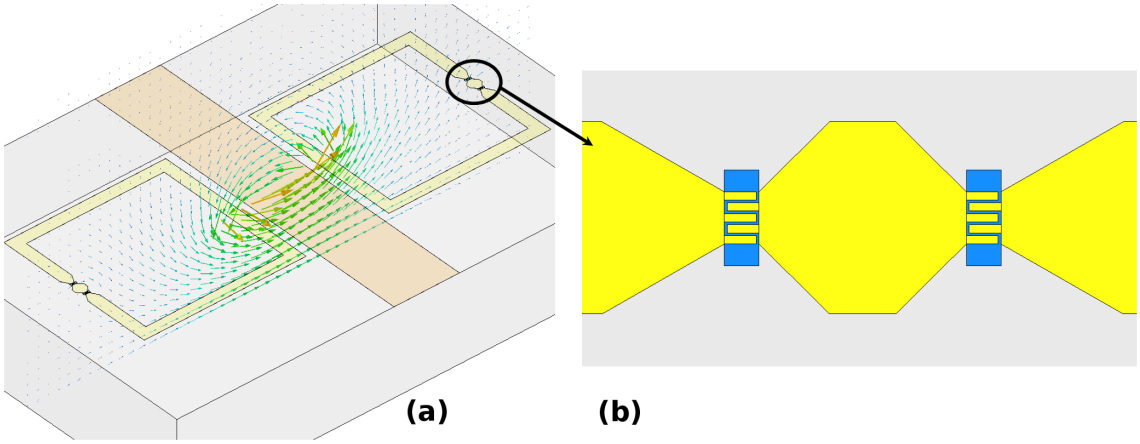

FIGURE 4.2 – (a) Excitation des anneaux par le champ magnétique de la ligne microruban. La distance de couplage entre la ligne et un anneau vaut 50 μm. Les côtés extérieur et intérieur de l'anneau mesurent respectivement 940 μm et 800 μm. (b) Vue agrandie des capacités interdigitées. Chaque CID comprend 5 doigts longs de 10.5 μm, larges de 3 μm et espacés de 1 μm. La partie bleue est le film mince (300 nm) ferroélectrique microstructuré, présent uniquement sous les CIDs.

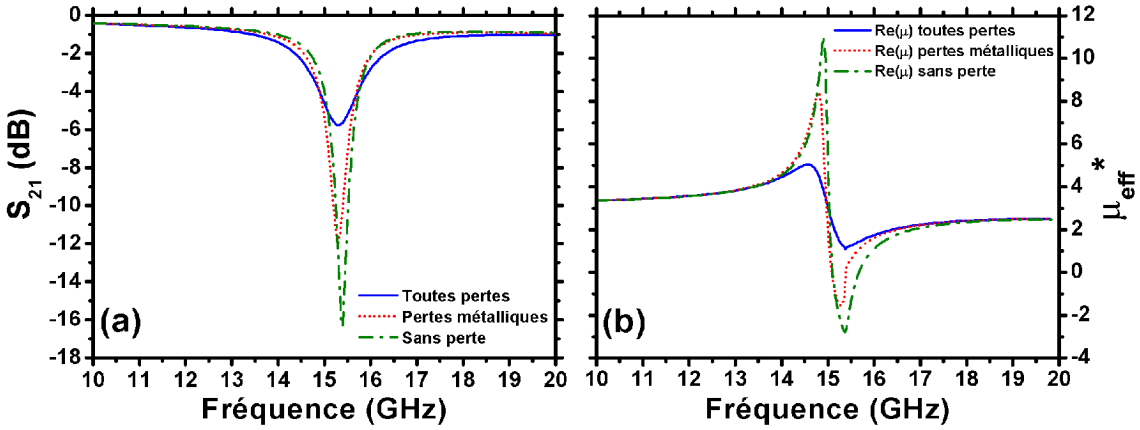

FIGURE 4.3 – (a) Paramètre S_{21} de la structure représentée sur la figure 4.2. La courbe « toutes pertes » signifie que la simulation inclut les pertes métalliques et diélectriques, la courbe « pertes métalliques » n'inclut que la conductivité finie de l'or (tanδ du BST=0) et la courbe « sans perte » n'inclut pas de pertes diélectriques et le métal est un conducteur parfait. (b) Tracé de la perméabilité effective pour ces trois cas, extraite à partir des simulations par inversion de Fresnel.

Sur la figure 4.3(a) sont tracés les paramètres S_{21} de la structure pour trois cas de figure : la structure réelle avec toutes ses pertes, annulation des pertes diélectriques puis sans aucune perte. Nous pouvons remarquer la grande influence des pertes diélectriques du film de BST (ici le calcul est effectué avec tanδ_{BST}=0.1) sur le niveau de réjection et son facteur de qualité. La perméabilité effective est tracée sur la figure 4.3(b). Nous retrouvons l'évolution classique de type Lorentz des structures résonantes à base de SRRs.

La carte des courants surfaciques des SRRs à leur fréquence de résonance est tracée figure 4.4.

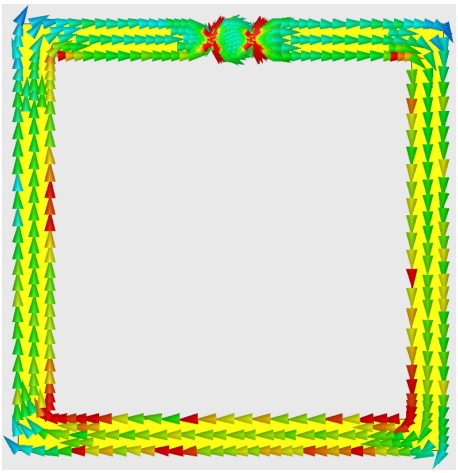

FIGURE 4.4 – Carte des courants surfaciques à la fréquence de résonance du SRR, soit 15.3 GHz.

Les courants tournent dans un même sens. Cette absence de « nœud » indique qu'il s'agit du mode de résonance fondamental.

Le substrat utilisé est du saphir mesurant $1 \times 1 \times 0.05\,cm^3$. Le film de $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ est déposé par voie sol-gel et mesure 0.3 μm d'épaisseur. Sa permittivité relative est supposée égale à 300 et sa tangente de pertes à 10^{-1}.

4.1.2 Intégration d'un circuit de polarisation

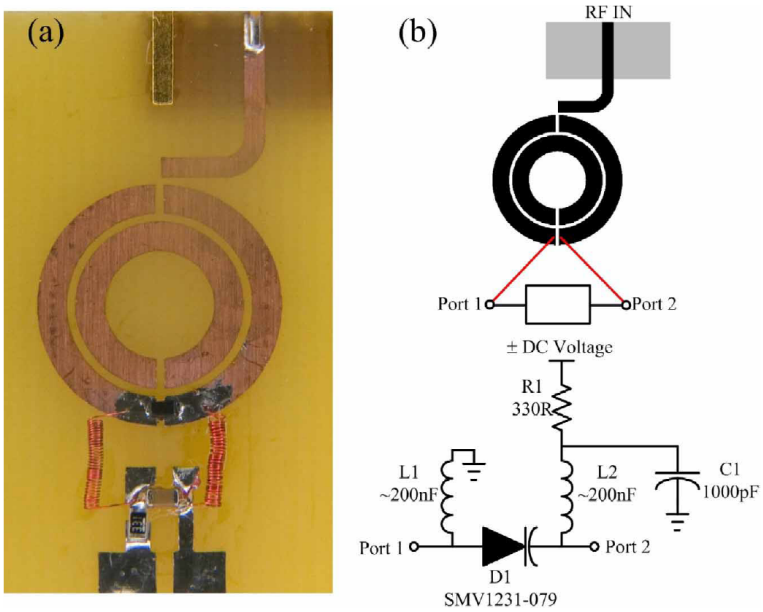

FIGURE 4.5 – Circuit de polarisation réalisé dans la référence [93] d'un prototype résonnant à 2.2 GHz.

Lors de la phase de caractérisation du prototype, il est nécessaire d'appliquer une tension de polarisation continue aux bornes des capacités afin de modifier la permittivité relative du film de BST, tout en prenant garde à ne pas perturber le fonctionnement de la structure à accorder. Un exemple de circuit de polarisation est donné figure 4.5 [93]. Ici, des inductances permettent le passage du courant continu et stoppent la partie alternative ($Z_L = j\omega L$). Ce prototype fonctionne en bande S (2-4 GHz). Dans notre cas, l'utilisation de composants localisés n'est pas envisageable en bande K_u.

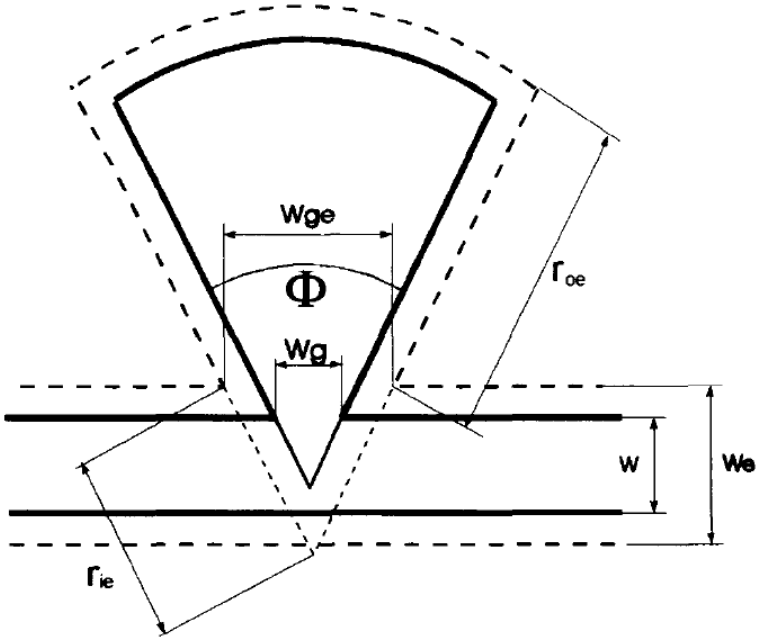

FIGURE 4.6 – Géométrie d'un stub placé en shunt. Le suffixe e indique une dimension effective [94].

La solution retenue est de connecter deux lignes d'accès sur chaque anneau. Celles-ci sont choisies de largeur fine (5μm) afin d'augmenter l'effet selfique. A une longueur valant $\lambda_g/4$, ces lignes sont chargées par un stub d'impédance d'entrée nulle [94, 95]. Ainsi, le signal alternatif est stoppé et le continu peut passer. Pour des raisons de manque de place sur le substrat, deux types de stubs sont mis en œuvre. Un stub radial (représenté figure 4.6), pour lequel l'angle Φ vaut 90° et un autre de type « demi-lune » pour lequel Φ vaut 180°.

La formule d'évolution fréquentielle de l'impédance d'entrée du stub est donnée par l'équation (4.5) [94] :

$$Z_{in} = -jZ_0\left(r_{ie}\right)\cot\left(kr_{ie}, kr_{oe}\right) \tag{4.5}$$

avec :

$$\cot\left(kr_{ie}, kr_{oe}\right) = \frac{N_0\left(kr_{ie}\right)J_1\left(kr_{oe}\right) - J_0\left(kr_{ie}\right)N_1\left(kr_{oe}\right)}{J_1\left(kr_{ie}\right)N_1\left(kr_{oe}\right) - N_1\left(kr_{ie}\right)J_1\left(kr_{oe}\right)} \tag{4.6}$$

$$Z_0\left(r_{ie}\right) = \frac{120\pi h}{r_{ie}\Phi\sqrt{\epsilon_r}} \tag{4.7}$$

où J_i et N_i sont respectivement les fonctions de Bessel et de Neumann (ou fonctions de Bessel de deuxième espèce) d'ordre i, k nombre d'onde valant $2\pi/\lambda$ et h l'épaisseur du substrat.

Pour des dimensions (en utilisant les notations de la figure 4.6) $W_g = 5\mu$m, $r_{oe} = 800\mu$m, $r_{ie} = W_g/\left(2 \times \sin\{\Phi/2\}\right)$ et $h = 500\mu$m, nous obtenons la courbe de dispersion tracée figure 4.7 pour deux angles Φ valant 90° et 180°.

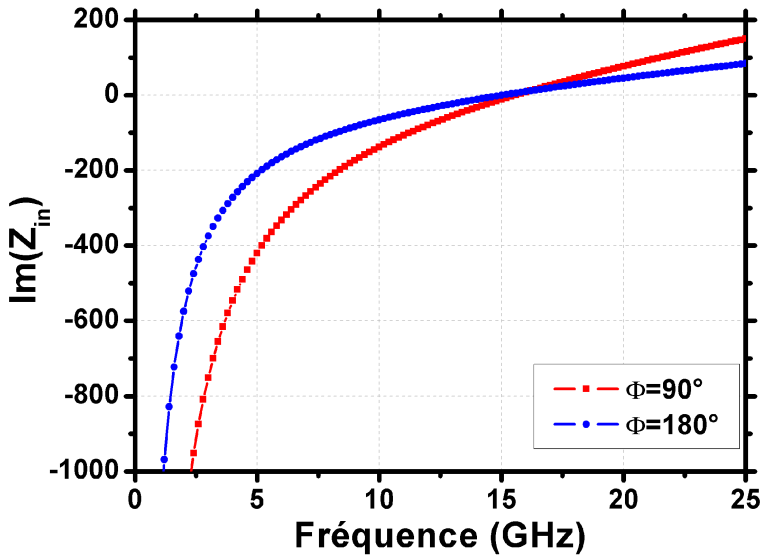

FIGURE 4.7 – Evolution fréquentielle de l'impédance d'entrée du stub calculée suivant l'équation (4.5) pour deux valeurs de Φ différentes.

A la fréquence de résonance de la structure, soit 15.3 GHz (figure 4.3(a)), l'impédance d'entrée des stubs est bien nulle. Notons tout de même leur caractère très dispersif. En effet, la polarisation par stub est généralement utilisée pour des composants faible bande (amplificateur, oscillateur) [96]. Une augmentation de leur plage de fonctionnement est obtenue avec une augmentation de Φ, conformément à l'équation (4.7).

4.1.3 Simulations électromagnétiques du dispositif complet

La figure 4.8 représente le circuit complet simulé sous *HFSS*. Les lignes d'accès connectées aux anneaux sont en $\lambda/4$ et mesurent 2.1 mm. Un stub ayant un angle Φ de 90° est connecté radialement à une ligne de polarisation et un deuxième avec Φ mesurant 180° est placé en bout de l'autre ligne. Ces stubs ayant une impédance d'entrée Z_i nulle à la fréquence de résonance des anneaux, le courant alternatif sera stoppé à leur niveau. Des lignes de longueurs arbitraires peuvent donc être placée après les stubs. Ces lignes se rapprochent du bord de l'échantillon et sont terminées par des plots métalliques mesurant 100×100 μm^2 pour permettre de souder les micro-fils servant à l'application de la polarisation continue.

Le résultat théorique du paramètre de transmission S_{21} est tracé figure 4.9(a). En basse fréquences, le comportement général se trouve perturbé. En effet, aux environs de 10 GHz, les stubs ne remplissent pas leur rôle (voir la dispersion d'impédance tracée figure 4.7) et le courant voit

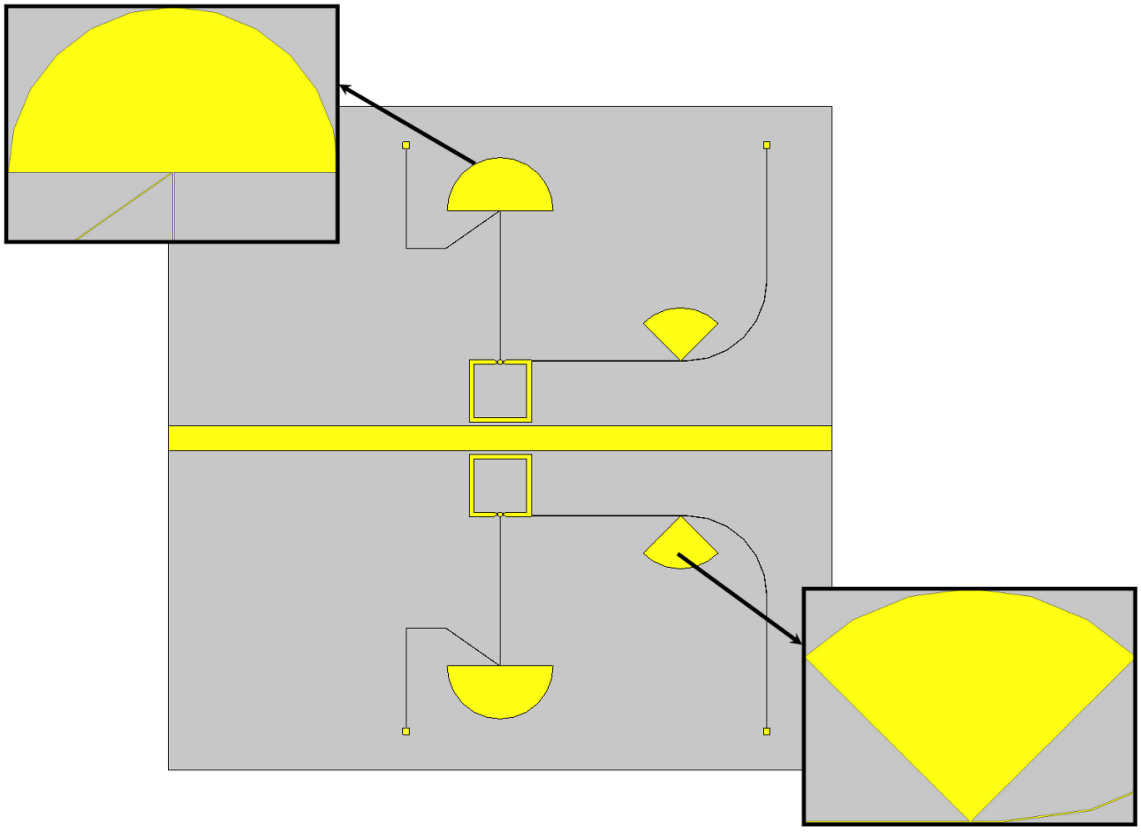

FIGURE 4.8 – Conception de la structure avec son circuit de polarisation simulée sous *HFSS*.

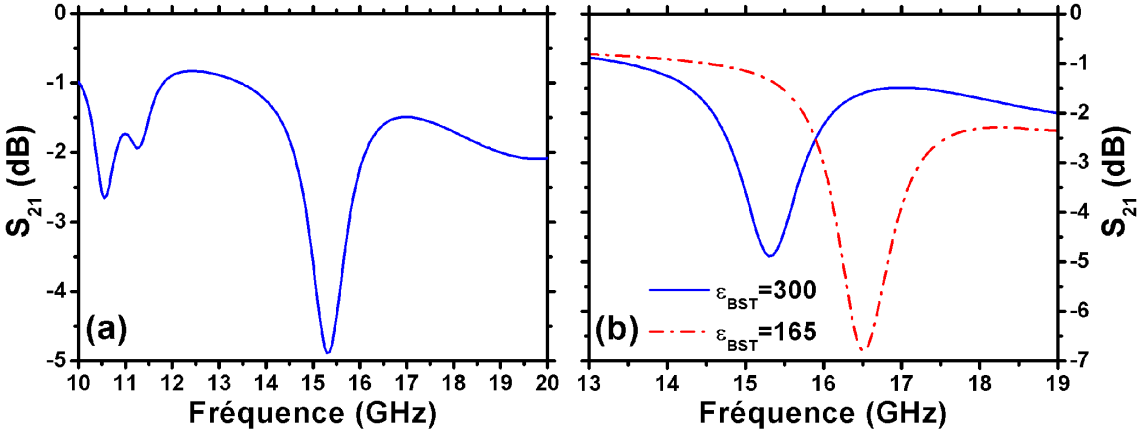

FIGURE 4.9 – (a) Paramètre S_{21} calculé avec le circuit de polarisation (figure 4.8) (b) Illustration de l'accordabilité obtenue en supposant une variation de 45% de la permittivité relative du BST.

donc la possibilité de se propager sur toute la longueur des lignes de polarisation. En revanche, à 15 GHz, la réjection due à la résonance des anneaux est bien conservée, sans perturbation. Le niveau de réjection ainsi que sa fréquence de résonance restent inchangés. Les stubs remplissent

bien leur rôle au voisinage des 15 GHz.

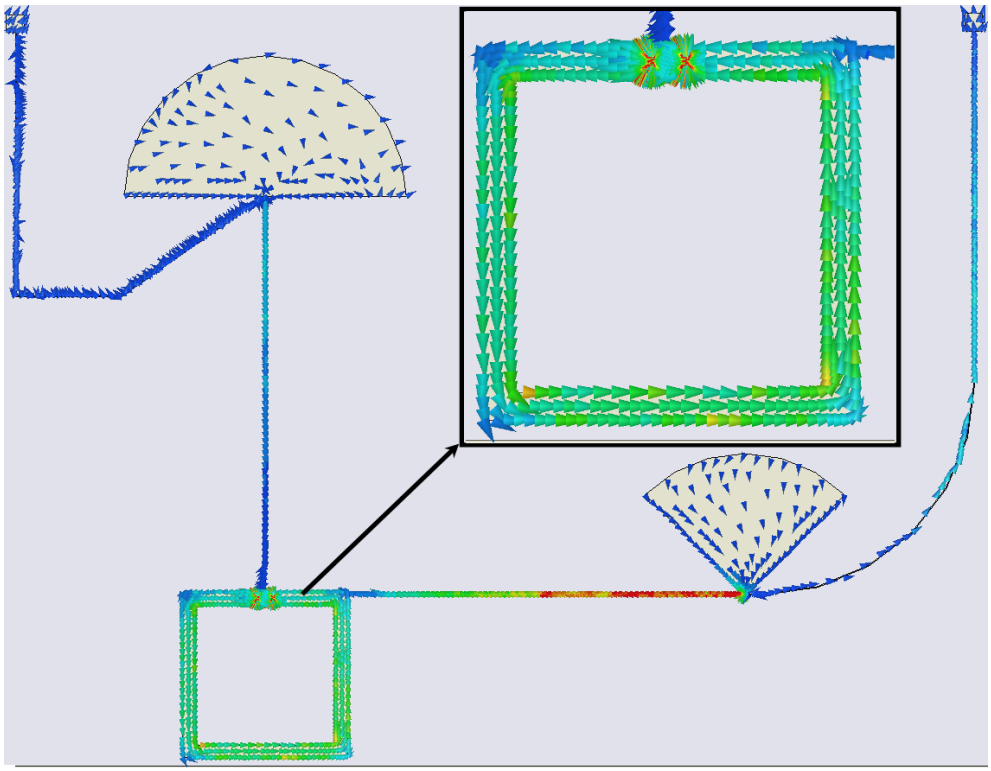

FIGURE 4.10 – Carte des courants surfaciques à 15.3 GHz du dispositif complet.

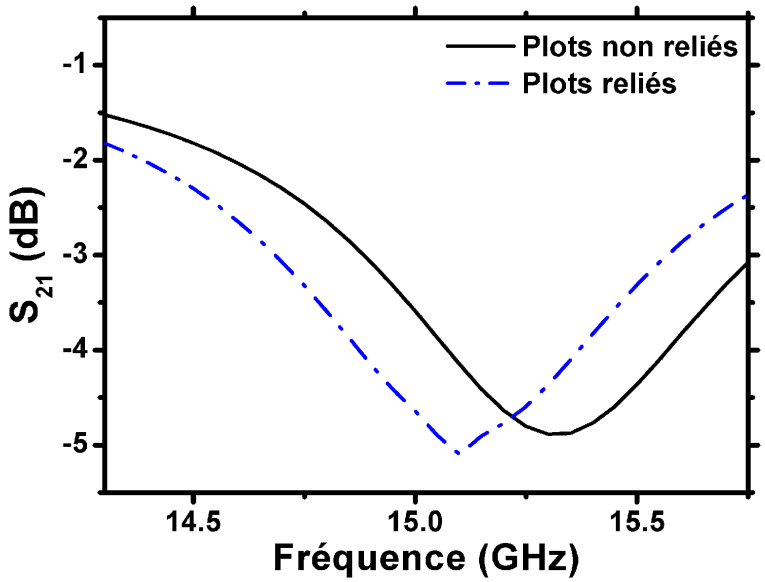

FIGURE 4.11 – Comparaison entre le paramètre S_{21} du dispositif classique ayant ses plots non reliés et celui du dispositif ayant ses « pads » connectés entre eux.

La figure 4.9(b) représente la variation de fréquence de résonance ΔF_r que l'on obtient en supposant un changement de permittivité relative de 45% du BST sous une tension de polarisation de 30 Volts. Le BST étant supposé à la permittivité ϵ_r de 300 à 0 Volt, cela donnerait une valeur ϵ_r de 165 sous 30 Volts. Dans ce cas, le décalage fréquentiel ΔF_r vaudrait 1.2 GHz.

La figure 4.10 représente la carte des courants surfaciques à la fréquence de 15.3 GHz. Le mode fondamental du SRR est bien conservé. Le courant est stoppé au niveau des accès de la polarisation continue : quasiment aucun courant ne remonte vers les plots de polarisation situés après les stubs. Les fortes concentrations de courant sur les lignes d'accès sont dues à une représentation de la grandeur considérée en Ampères par unité de surface.

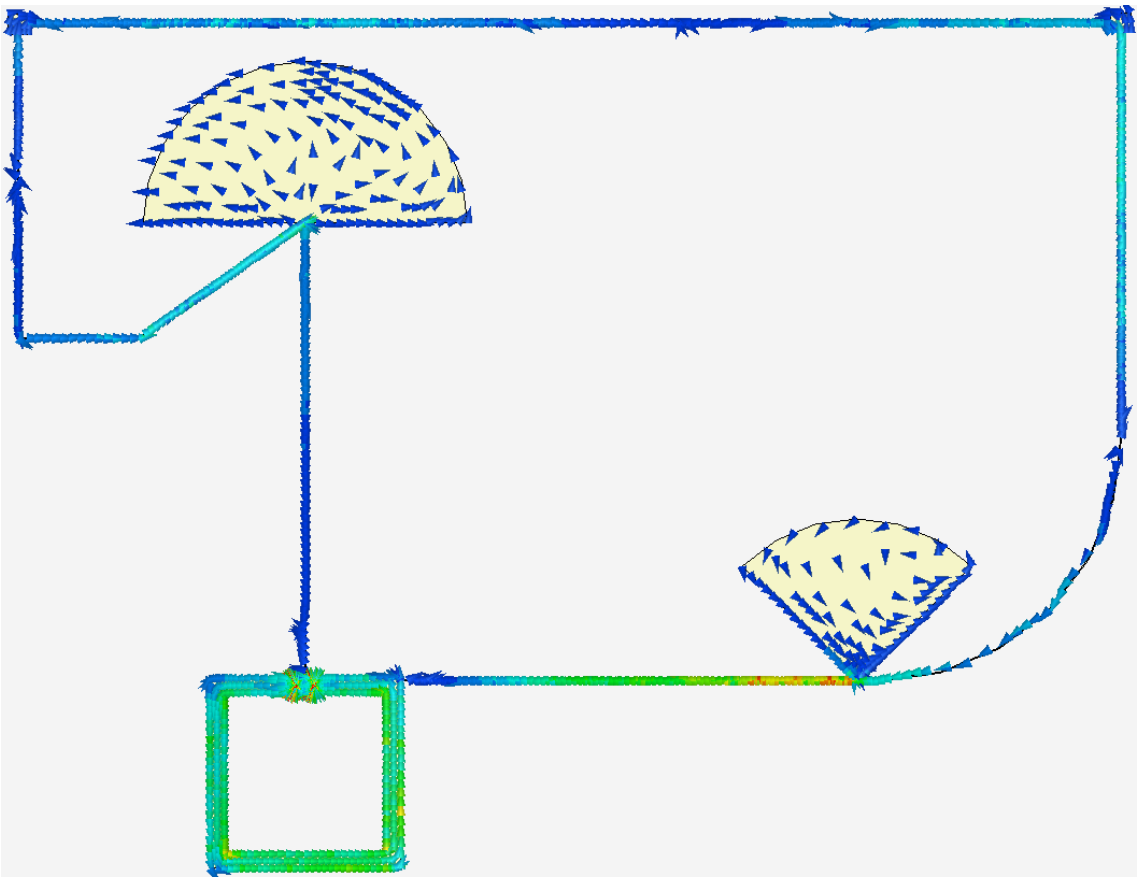

FIGURE 4.12 – Carte des courants surfaciques à 15.1 GHz du dispositif complet avec les motifs de polarisation reliés.

Afin de tester véritablement l'isolation des plots de polarisation vis à vis du signal fyperfréquences, une simulation a été effectuée en les connectant. Sur la figure 4.11 est tracée la comparaison entre « pads » reliés et non reliés. Nous observons que la réjection est toujours présente avec un niveau sensiblement identique. Seule une différence de 200 MHz peut être notée sur la fréquence de résonance.

La carte des courants surfaciques est reportée sur la figure 4.12. Seul un courant de très faible valeur traverse la connection entre les deux pads. Nous pouvons en conclure une bonne isolation

de la partie hyperfréquences grâce aux stubs.

4.2 Réalisation technologique

4.2.1 Gravure du BST

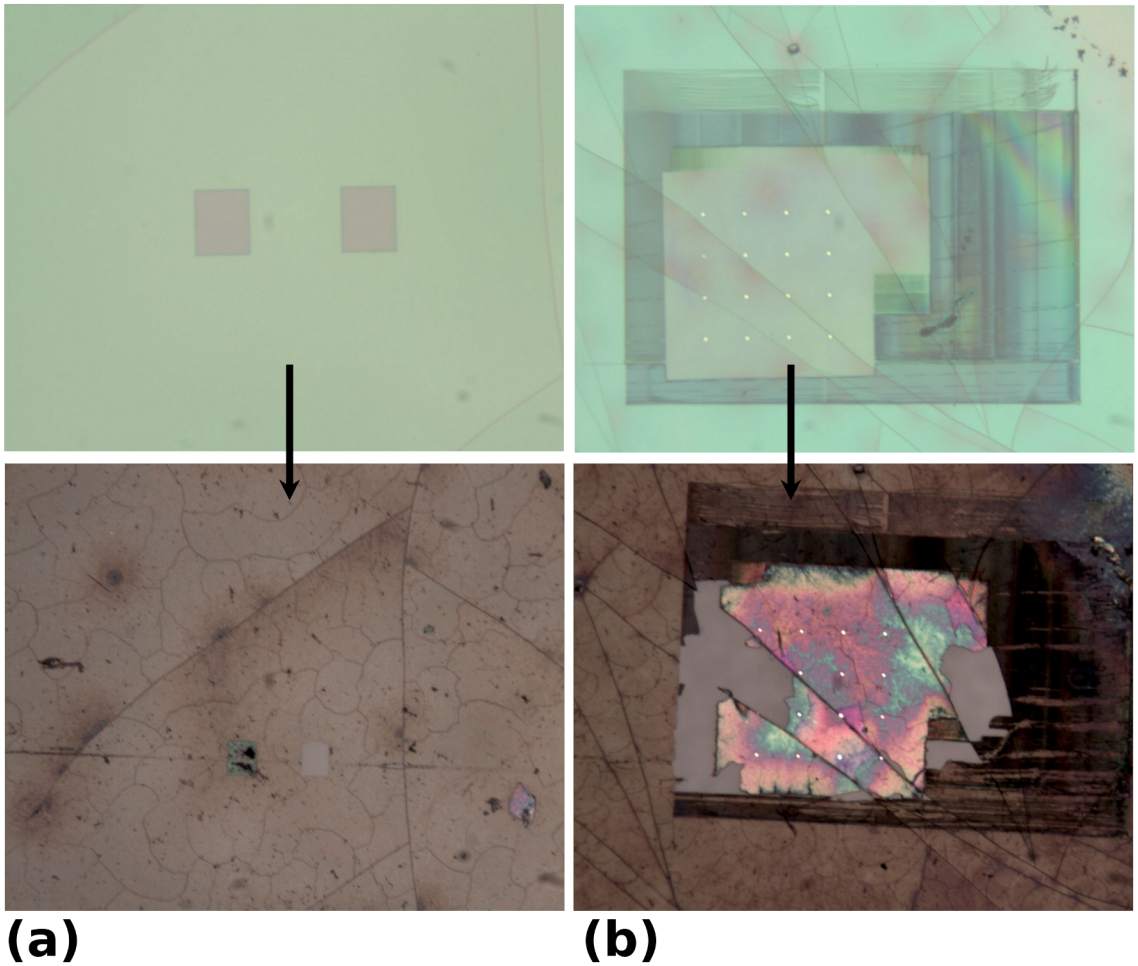

FIGURE 4.13 – (a) Réalisation des plots de BST et (b) conservation des marques d'alignement après une attaque à l'acide chlorhydrique.

Le dépôt du film mince de $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ s'effectuant par voie sol-gel, l'ensemble du substrat est donc recouvert. La première étape consiste alors à microstructurer le film ; c'est à dire graver le matériau pour n'en laisser qu'aux endroits où l'on exploite ses propriétés d'agilité, à savoir sous les CIDs. Compte tenu des dimensions inter-doigts des CIDs (1 μm), nous avons opté pour une réalisation au masqueur électronique. Seuls les endroits où seront définis des « plots » de BST ont été effectués par voie optique. La résine positive utilisée est de la *S1818* (vitesse : 3000 tours/minute, accélération : 3000 tours/minute/seconde, temps : 12s, recuit sur plaque à 110°C durant 1 minute) avec une épaisseur désirée de 2 μm. La révélation se fait classiquement au *MF319*

après une exposition aux UV de 5 secondes. Les premières attaques, de type chimiques, ont été conduites avec de l'acide chlorhydrique (HCl). La figure 4.13 montre le résultat obtenu après deux heures d'attaque avec de l'HCl non dilué à température ambiante. Nous remarquons que le film de BST ne se grave pas. Pire, la résine ne tient pas dans le temps comme le montre le décollement d'un plot de protection ou des marques d'alignement. Une solution d'attaque physique à été essayée en soumettant l'échantillon à un plasma de CHF_3/Ar (débit 30/20, puissance 250 Watts et pression 70 mTorr) [97]. Ici encore, le BST se grave difficilement et la résine protégeant les plots se trouve grillée, ce qui empêche de la retirer après attaque.

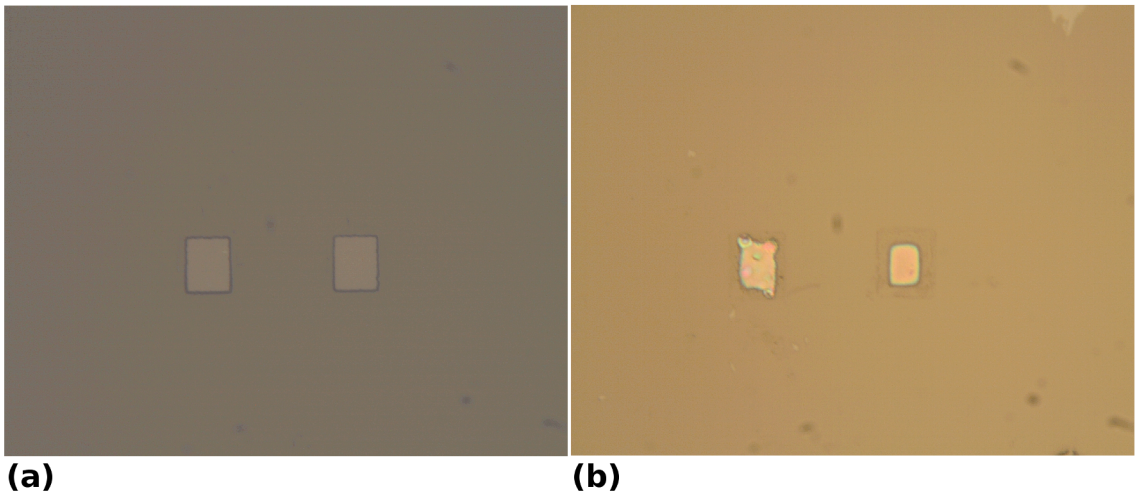

FIGURE 4.14 – (a) BST gravé avec succès suite à une attaque à l'acide fluorhydrique. (b) Sous gravure importante si l'échantillon est trempé trop longtemps dans la solution d'attaque.

La solution, trouvée avec l'aide de Xavier Mélique, ayant donnée des résultats satisfaisants est une attaque à l'acide fluorhydrique (HF). La figure 4.14(a) montre le bon déroulement de la gravure après une attaque à l'HF dilué (1 volume de HF pour 5 volumes d'eau). Le temps de gravure est généralement inférieur à la minute (la figure 4.14(b) illustre un problème de sous-gravure si l'état de la résine n'est pas contrôlée durant l'attaque). Il est à noter qu'un léger film résiduel persiste après l'attaque. Nous avions essayé dans un premier temps de le retirer au plasma CHF_3/Ar avec une exposition de courte durée (en rencontrant tout de même les problèmes précédemment évoqués). Nous nous sommes rendus compte par la suite que ce résidu peut être simplement retiré à l'acétone.

4.2.2 Finalisation du prototype

Le BST étant gravé, il est désormais possible de passer à l'écriture du dernier niveau : la ligne microruban, les anneaux fendus ainsi que le circuit de polarisation. Un dépôt de résine électronique bi-couche EL13% (vitesse : 3000 tours/minute, accélération : 1000 tours/minute/seconde, temps : 10s, recuit sur plaque à 80°C durant 1 minute puis à 190° au four durant 25 minutes, épaisseur de 650 nm) / PMMA 495K (vitesse : 2800 tours/minute, accélération : 1000 tours/minute/seconde, temps : 10s, recuit sur plaque à 80°C durant 1 minute puis à 190° au four durant 25 minutes, épaisseur de 65 nm) est effectué. Pour permettre l'évacuation des charges au masqueur électronique (le substrat

de saphir employé est isolant), un film de 50 Å de germanium est déposé sur la résine. Même avec cette précaution des problèmes apparaissent, et en particulier sur les fines lignes de polarisation. La figure 4.15 montre les déviations engendrées par une mauvaise évacuation des charges.

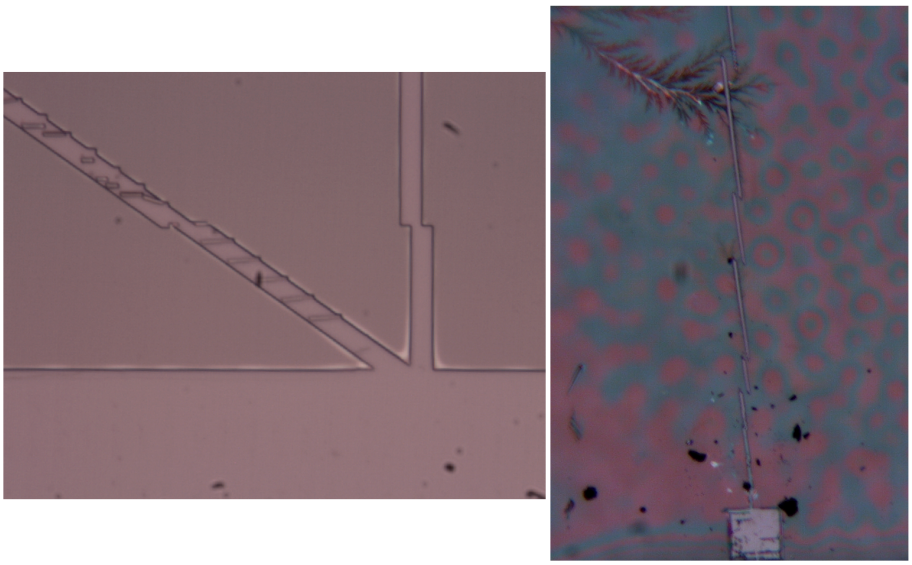

FIGURE 4.15 – Illustration des problèmes rencontrés lors de l'écriture au masqueur électronique dûs à une mauvaise évacuation des charges.

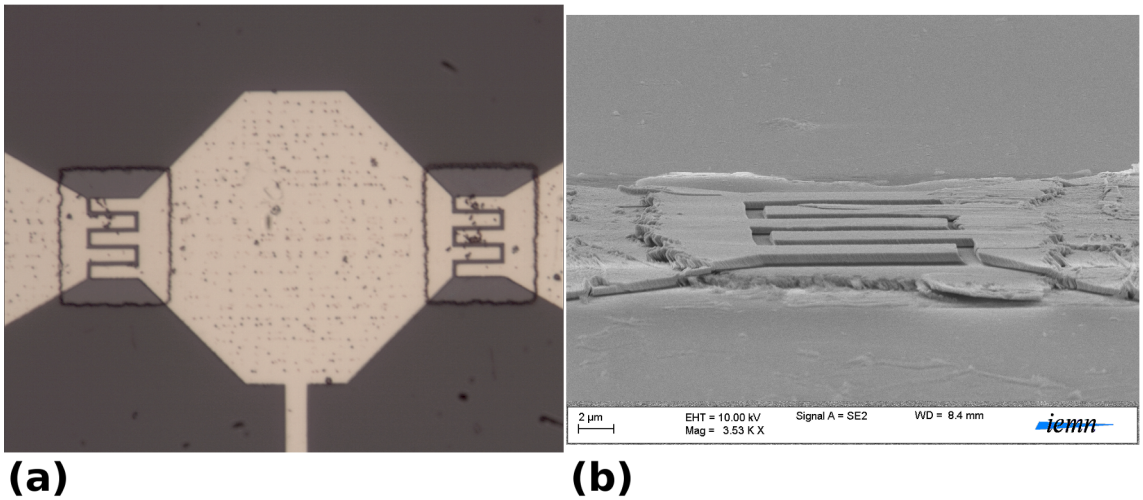

FIGURE 4.16 – (a) Cliché optique des CIDs (b) Cliché MEB illustrant la gravure abrupte du film de BST.

Le problème est résolu en séparant le dernier niveau en deux parties distinctes. Sur un niveau, nous plaçons les plus gros motifs (ligne microruban, stubs de polarisation et anneaux) et sur l'autre les plus fins (doigts des CIDs et lignes de polarisation). Ainsi, les charges accumulées lors de l'écriture des gros motifs ne perturbent plus l'écriture des plus fins. Cependant, des problèmes de

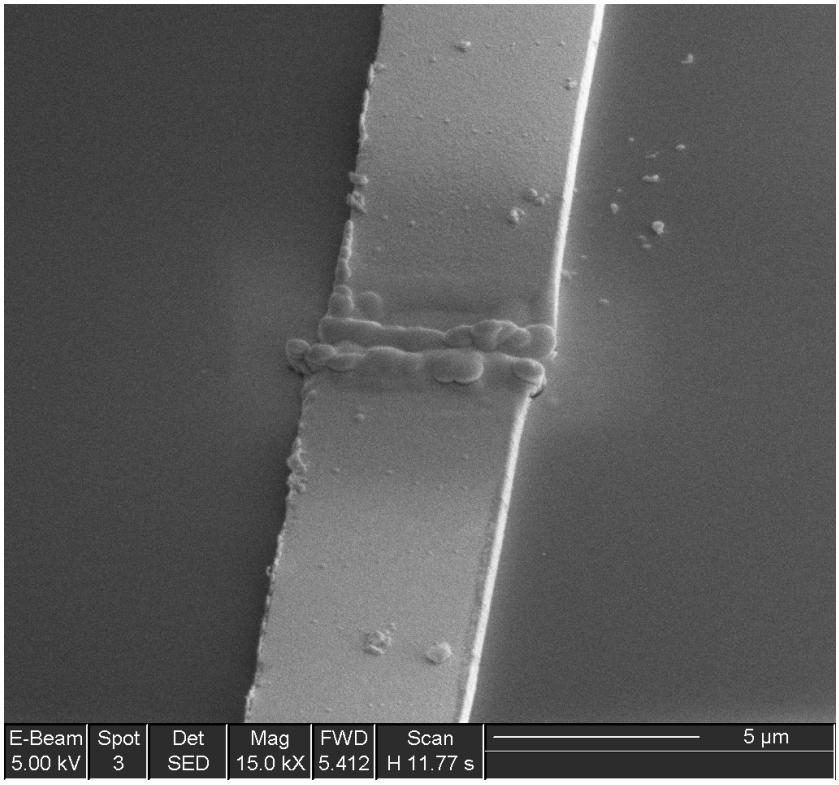

FIGURE 4.17 – Raccord des micro-coupures par des dépôts de platine sur les lignes de polarisation au FIB.

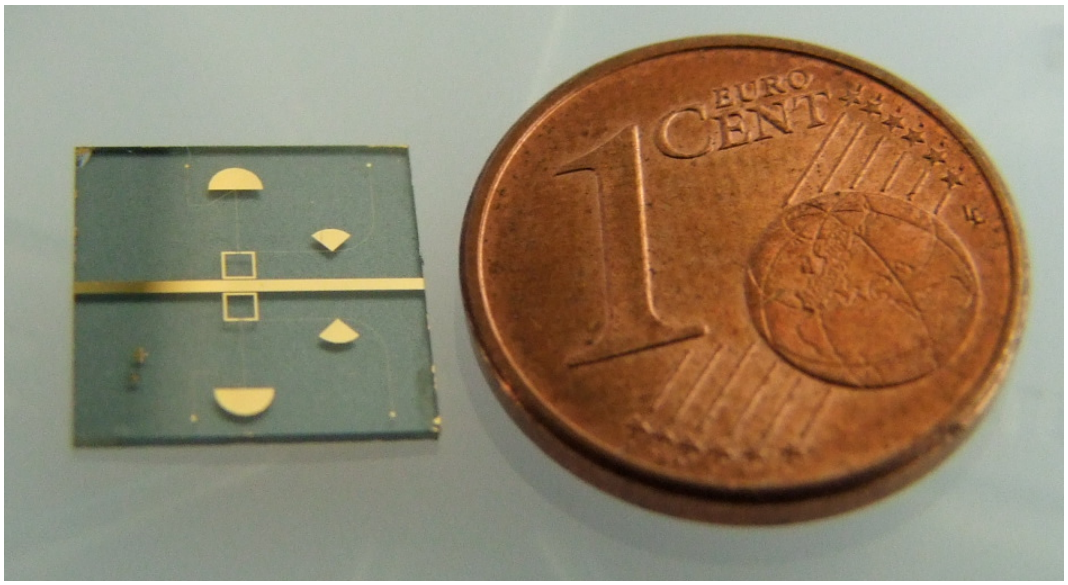

FIGURE 4.18 – Cliché photographique du prototype achevé.

raccord de champs lors de l'écriture au niveau des lignes de polarisation persistent. Ce défaut étant récurrent après plusieurs essais, nous avons décidé de passer à l'étape de métallisation (500 Å de chrome et 5000 Å d'or). Les photos de la figure 4.16(a)(b) montrent les CIDs après métallisation. Le cliché MEB nous renseigne sur la manière abrupte dont s'effectue la gravure du film de BST, la métallisation ayant du mal à franchir la « marche ».

Pour assurer la continuité électrique du signal de polarisation, les micro-coupures des lignes sont rectifiées par des dépôts de platine en utilisant le FIB (Focused Ion Beam) disponible à l'IEMN et mis en œvre par David Troadec. La figure 4.17 montre le cliché d'un dépôt.

La figure 4.18 représente quant à elle un cliché photographique de la structure complète.

4.3 Caractérisation hyperfréquence

4.3.1 Résultats expérimentaux

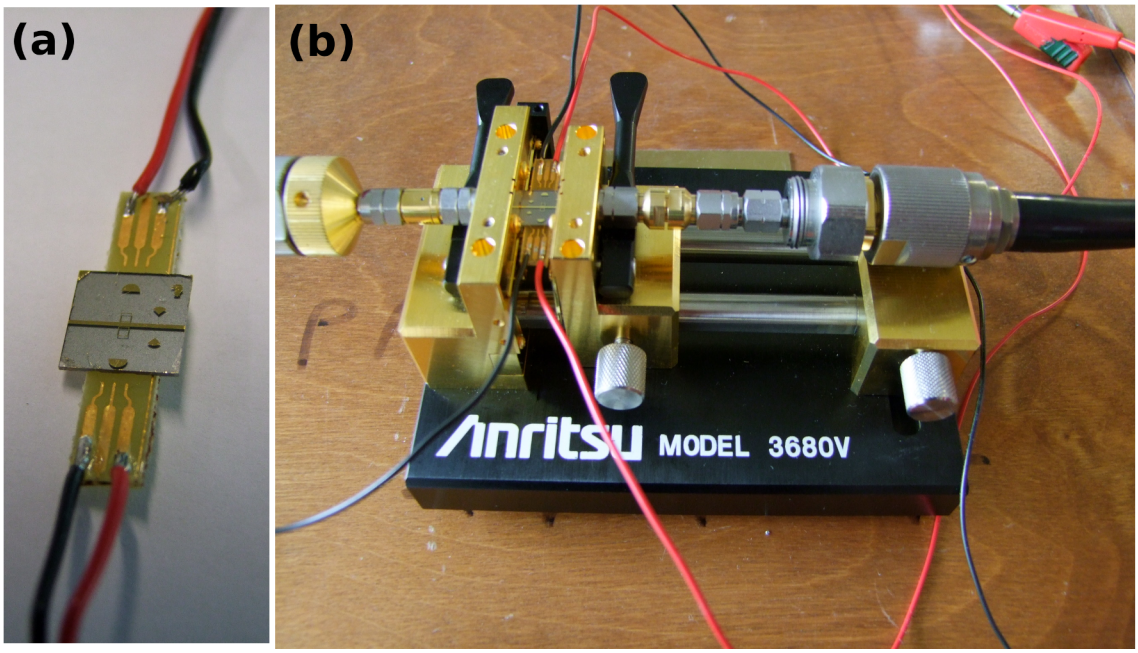

FIGURE 4.19 – (a) Prototype avec l'ensemble des connexions permettant le branchement sur une alimentation continue. (b) Illustration du montage caractérisé à l'aide d'une cellule de mesure microruban.

Afin de pouvoir effectuer la caractérisation du circuit sur substrat de saphir sous tension, il est nécessaire de raccorder les plots de polarisation à l'alimentation continue. Une étape supplémentaire de fabrication d'un porte substrat est donc requise. Dans ce but, un circuit imprimé classique sur époxy de 6 mm de large et 3 cm de long a été fabriqué. Sur ce dernier, des pistes métalliques se terminent par des plots élargis sur lesquels on soude les fils reliés à l'alimentation. La figure 4.19(a) illustre le montage final. L'échantillon de saphir contenant les motifs à caractériser est déposé sur le substrat d'époxy. La technologie étant de type microruban, le plan de masse inférieur isole les

circuits sur saphir et époxy. Des micro-fils d'or sont soudés, partant des plots de polarisation vers les pistes du circuit imprimé. Une illustration de l'échantillon sous test est donnée sur la figure 4.19(b).

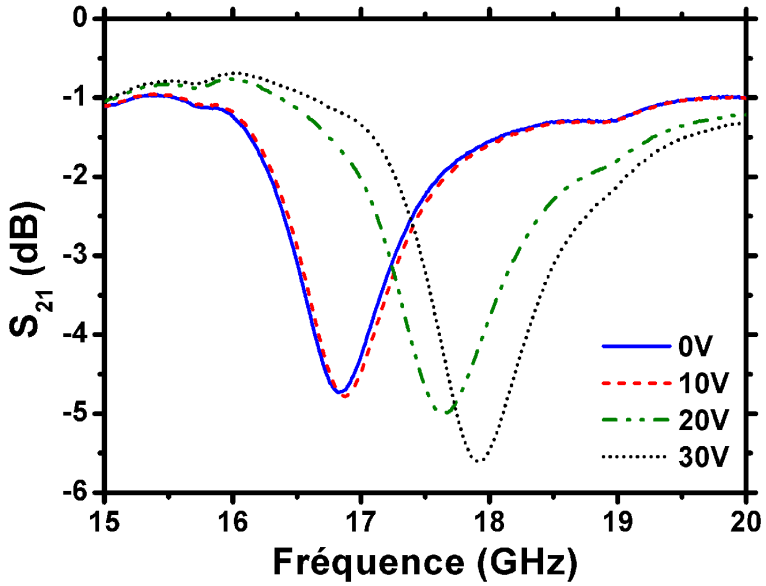

FIGURE 4.20 – Résultats expérimentaux du paramètre de transmission S_{21} en prenant la tension de polarisation comme paramètre.

Les résultats expérimentaux sont montrés sur la figure 4.20. Notons tout d'abord qu'en l'absence de polarisation, la réjection se trouve à la fréquence de 16.83 GHz. Ce décalage fréquentiel s'explique par une faible reproductibilité des dépôts de couches minces par méthode sol-gel, notamment par des variations d'épaisseur de couche ou de constante diélectrique. Dans le cas présent, la mesure de l'épaisseur du film à l'aide d'un profilomètre vaut 260nm. Un autre problème viendrait aussi d'une constante diélectrique plus faible que la valeur de 300 supposée lors des simulations. La valeur de l'angle de pertes, quant à elle, semble bien être aux alentours de 10^{-1}, comme l'atteste le niveau mesuré de la réjection. Lors de l'application d'une tension continue, le pic initialement à 16.83 GHz se décale vers les fréquences plus élevées de manière non linéaire. Par exemple, le décalage observé entre l'absence de polarisation et une tension de 10 Volts ne vaut que 50 MHz. En effet, nous avons vu dans le chapitre 2 que les courbes de type C(V) ne présentent pas un fort contraste de permittivité pour ces faibles valeurs de tension. En revanche, lors de l'application d'une tension de 30 Volts, le pic de résonance se décale à la fréquence de 17.94 GHz ($\Delta f = 1.1$ GHz), soit une agilité en fréquences de 6.5%. Ces résultats ont fait l'objet d'une communication orale en conférence internationale [98].

Concernant les caractéristiques du film mince de BST, de nouvelles simulations ont été lancées en prenant en compte l'épaisseur réelle du film, soit 260nm. La figure 4.21 indique un bon accord entre mesures et simulations pour une valeur de ϵ'_{BST} valant 200 en absence de tension. La permittivité réelle attendue étant de 300, nous pouvons noter ici un écart important avec la valeur obtenue. Sous une tension de 30 Volts, ϵ'_{BST} vaut 90. L'accordabilité du film de BST dans ce cas est de 55%, ce qui est supérieur aux valeurs déjà mesurées précédemment. La valeur de tanδ de

la couche mince prise en compte pour ces simulations est de 0.18, ce qui est également nettement supérieur à la valeur attendue.

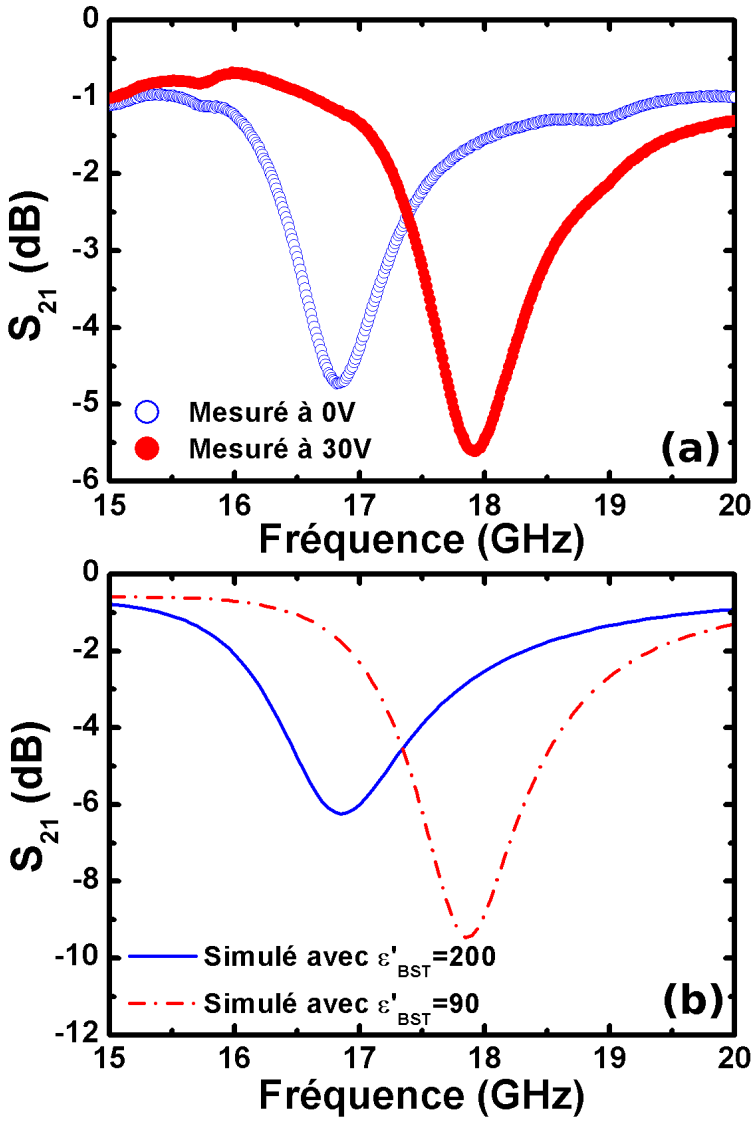

FIGURE 4.21 – Extraction de la permittivité du film par une bonne concordance entre (a) mesures et (b) simulations. En absence de tension, ϵ'_{BST}=200 et sous 30 Volts ϵ'_{BST}=90. Une valeur de tanδ valant 0.18 est entrée pour ces simulations.

Ce niveau élevé de pertes entraîne, outre un fort amoindrissement du niveau de réjection, une impossibilité de passer dans les valeurs négatives de perméabilté effective. Sur la figure 4.22(a)-(b) sont tracées les parties réelles et imaginaires de la structure comportant toutes ses pertes pour 0 Volt et 30 Volts. La partie réelle présente bien une allure de type Lorentz, caractéristique de ces résonateurs, mais reste dans les parties positives. Lors de l'application d'une tension, la fréquence plasma magnétique se décale vers les fréquences croissantes, avec une amélioration de l'amplitude du Lorentz. Cela est dû au meilleur niveau de réjection du paramètre S_{21} sous 30 Volts. Si l'on ne

prend en compte que les pertes métalliques (tanδ_{BST}=0), il est alors possible de passer dans les valeurs négatives de perméabilité effective comme l'illustre la figure 4.22(c)-(d).

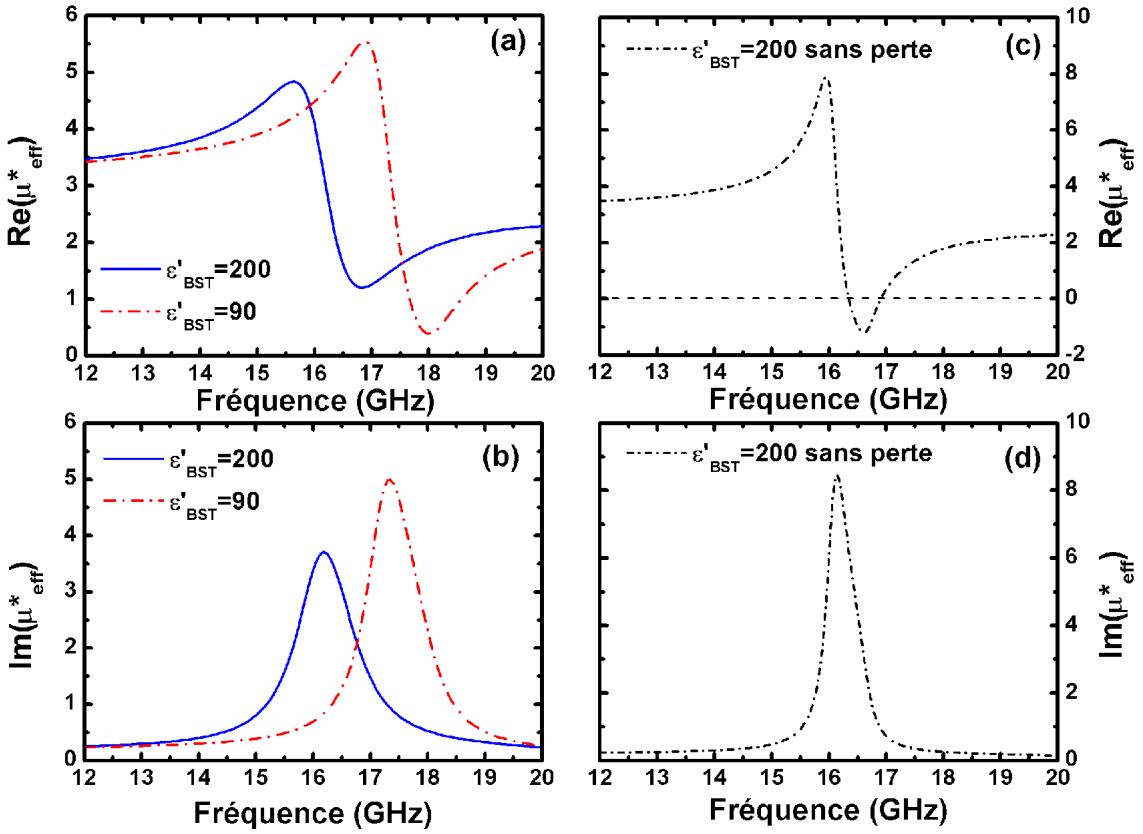

FIGURE 4.22 – (a)-(b) Respectivement parties réelles et imaginaires de la perméabilité complexe de la structure comportant un film de BST avec ses pertes réelles, dans le cas correspondant à une absence de polarisation (traits pleins bleus) et une polarisation de 30 Volts (pointillés rouges). (c)-(d) Respectivement parties réelle et imaginaire de la perméabilité complexe de la structure comportant un film de BST sans perte et sans tension de polarisation.

D'un point de vue physique, ce démonstrateur a permis de mettre en évidence la possibilité de contrôler un dipôle magnétique par un dipôle électrique. En effet, la figure 4.23(a) assimile le comportement d'un SRR isolé à un dipôle magnétique, comme le montre la répartition des lignes de champ $\vec{H}$ à sa fréquence de résonance. Cette répartition spatiale des lignes de champ magnétique rappelle celle d'un aimant permanent. Une même représentation, mais cette fois avec l'anneau couplé à la ligne de transmission, est donnée figure 4.23(b). Un comportement similaire est identifié, avec une grande concentration de champ magnétique au niveau de la zone de couplage ligne microruban / anneau. Le dipôle électrique quant à lui peut être identifié comme étant le film mince de BST que l'on vient polariser par l'application d'une tension continue.

Il vient d'être publié récemment [99] un filtre basé sur le même principe d'accordabilité par couche mince ferroélectrique de BST en bande S (3 GHz). Leur niveau de réjection est comparable au notre. Une agilité de 12.5% est obtenue en appliquant une tension de 140 Volts.

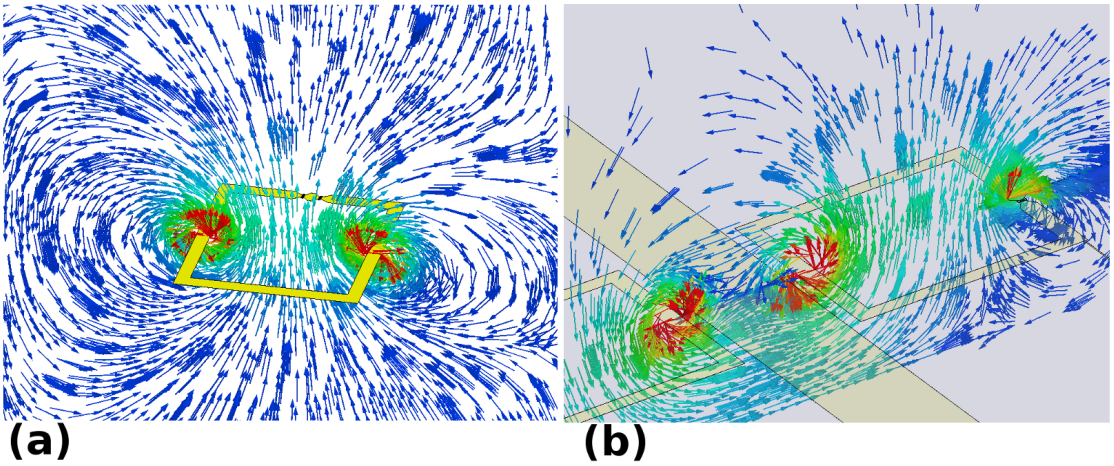

FIGURE 4.23 – (a) Illustration du dipôle magnétique par la représentation vectorielle du champ magnétique dans un plan normal à un SRR isolé. (b) Même représentation que précédemment mais en incluant le couplage par la ligne de transmission.

Conclusion

Un filtre « notch » à base de métamatériaux a été réalisé et caractérisé dans ce chapitre. Les étapes de conception ont montré qu'un couplage magnétique entre une ligne microruban et des anneaux fendus introduit une réjection à la résonance des SRR. Nous avons cherché à accorder en tension cette réjection.

D'un point de vue réalisation, pour minimiser les pertes diélectriques, il a été décidé de microstructurer le film de BST afin que celui-ci ne subsiste que sous les éléments accordables. Une attaque à l'acide fluorhydrique permet de graver la couche mince. L'étape de métallisation des motifs présentant des micro-coupures sur les lignes de polarisation, des dépôts localisés de platine ont été effectués au FIB pour assurer la continuité électrique.

Les mesures ont montrées que la fonction d'agilité est bien mise en évidence avec un décalage fréquentiel de la réjection, entre une absence de polarisation et une tension de 30 Volts, valant 1.1 GHz soit un facteur d'accordabilité de 6.5%.

CHAPITRE 5

DISPOSITIFS DE ROUTAGE PAR RÉFRACTION NÉGATIVE

Dans ce chapitre, un métamatériau à indice de réfraction négatif est conçu et caractérisé. Celui-ci est fabriqué à partir de réseaux plans dont l'inclusion élémentaire à la forme d'une lettre Ω*. La conception, effectuée par simulation full-wave sous HFSS, montre une dispersion main gauche en bande* X *puis une main droite en bande* K_u *; le tracé du diagramme de dispersion mettant en évidence un état composite équilibré. Les dispositifs à caractériser sont insérés dans un guide biplaque pour une excitation en onde plane. Un prototype de type slab est mesuré en transmission, tandis qu'un autre taillé en forme de prisme permet de mettre en évidence les effets de sélection angulaire.*

5.1 Principe de fonctionnement des réseaux Oméga

5.1.1 Omégas isolés ou interconnectés dans la direction transverse

La particule Oméga peut être vue comme la mise sur un même plan d'un réseau de fils et de boucles de courant [100]. En polarisant la structure avec un champ électrique parallèle aux bras du Ω et un champ magnétique normal au plan du substrat, on obtient un effet de permittivité et de perméabilité négatives classiquement obtenues à partir de réseaux de fils et de boucles de courants 5.1.

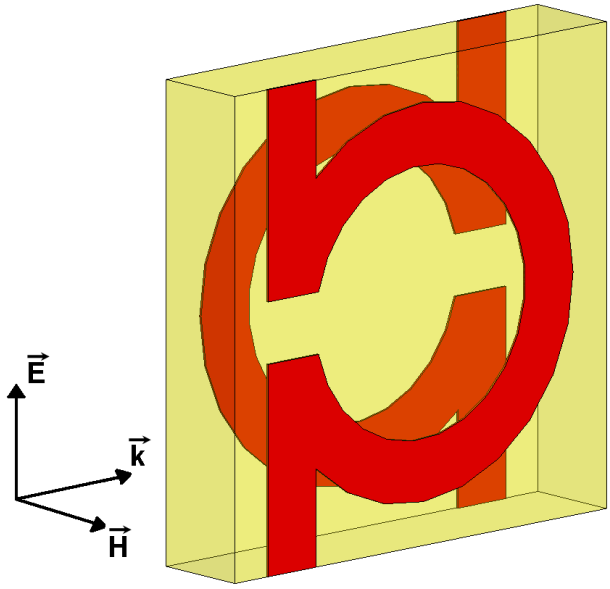

FIGURE 5.1 – Représentation d'une cellule unité main gauche à base de lettres Oméga et sa polarisation associée.

La disposition « tête-bêche » des deux motifs limite l'effet de bianisotropie [101]. L'équation (5.1) montre, par exemple dans le premier cas, qu'un champ électrique peut donner une réponse magnétique lorsque le tenseur de bianisotropie $\bar{\bar{\zeta}}$ n'est pas nul. Pour la lettre Ω, le champ $\overrightarrow{E}$ étant parallèle aux bras, une différence de potentiel peut se créer aux bords des gaps des deux « particules » et ainsi créer un courant dans chacune d'elles. Les courants circulant dans des sens opposés annulent la réponse magnéto-électrique.

$$\begin{cases} \vec{B} = \bar{\bar{\mu}}\vec{H} + \bar{\bar{\zeta}}\vec{E} \\ \vec{D} = \bar{\bar{\epsilon}}\vec{E} + \bar{\bar{\xi}}\vec{H} \end{cases} \tag{5.1}$$

avec $\overrightarrow{B}$ induction magnétique et $\overrightarrow{D}$ déplacement électrique. $\bar{\bar{\mu}}$ et $\bar{\bar{\epsilon}}$ sont les tenseurs de permittivité et de perméabilité, $\bar{\bar{\zeta}}$ et $\bar{\bar{\xi}}$ sont les tenseurs de bianosotropie.

Il a été démontré que l'interconnexion des motifs dans la direction transverse à la direction de propagation permet d'obtenir une large bande de propagation main gauche [102]. Afin de mieux comprendre le phénomène, une approche sous forme de circuit équivalent est illustrée sur la figure

5.2. Le Oméga, connu également sous le terme « inductance boucle » dans le domaine du Circuit Intégré Monolithique Hyperfréquence (MMIC) [103], peut ainsi être décomposé en une somme de trois inductances (deux bras plus la boucle). Le couplage « broad-side » des deux particules, de type capacitif, est distribué sur les deux capacités placées à la jonction des deux bras et des boucles. Ce schéma équivalent n'est pas sans rappeler celui d'une ligne de transmission composite main gauche / main droite abordé dans le chapitre 3. L'interconnexion des motifs Ω peut être assimilée à la mise en shunt des éléments selfiques dans une structure main gauche guidée.

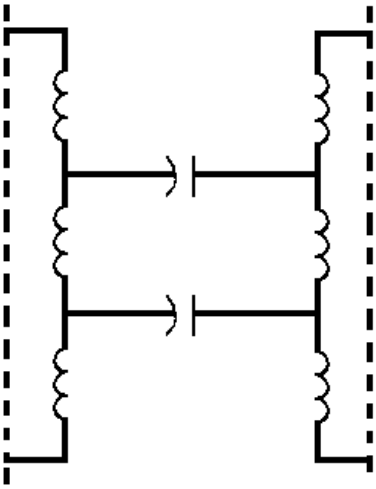

FIGURE 5.2 – Circuit équivalent décrivant la cellule unité à base de lettres Oméga couplées.

Des études ont été menées sur l'obtention d'un métamatériau 3D à base d'élements Ω [104, 105]. Afin d'obtenir le caractère isotrope, les inclusions élémentaires ont été déconnectées entre elles et placées sur un cadre de symétrie cubique. L'effet de lentille est bien observé, au prix d'une bande passante étroite et d'un niveau de transmission assez bas.

5.2 Conception d'un réseau composite équilibré

5.2.1 Simulation du diagramme de dispersion

La cellule élémentaire du réseau Ω a été simulée à l'aide du logiciel *HFSS*. La figure 5.3 montre la modélisation de la cellule ainsi que les conditions aux limites appliquées. Afin de créer les effets de périodicité, des conditions de type « conducteur électrique parfait » (Perfect Electric Conductor : PEC) sont appliquées dans la direction transverse de propagation. Celles-ci se comportant comme des miroirs électriques, il en résultera un réseau infini de particules Ω interconnectées. Des conditions de type « conducteur magnétique parfait » (Perfect Magnetic Conductor : PMC) sont définies suivant l'orientation du champ magnétique. $P1$ et $P2$ sont les ports d'excitation de la structure.

La figure 5.4 résume les dimensions intervenant dans la conception de la cellule. Afin de fabriquer un prototype à un coût raisonnable, le choix s'est porté sur une technologie « Printed Circuit

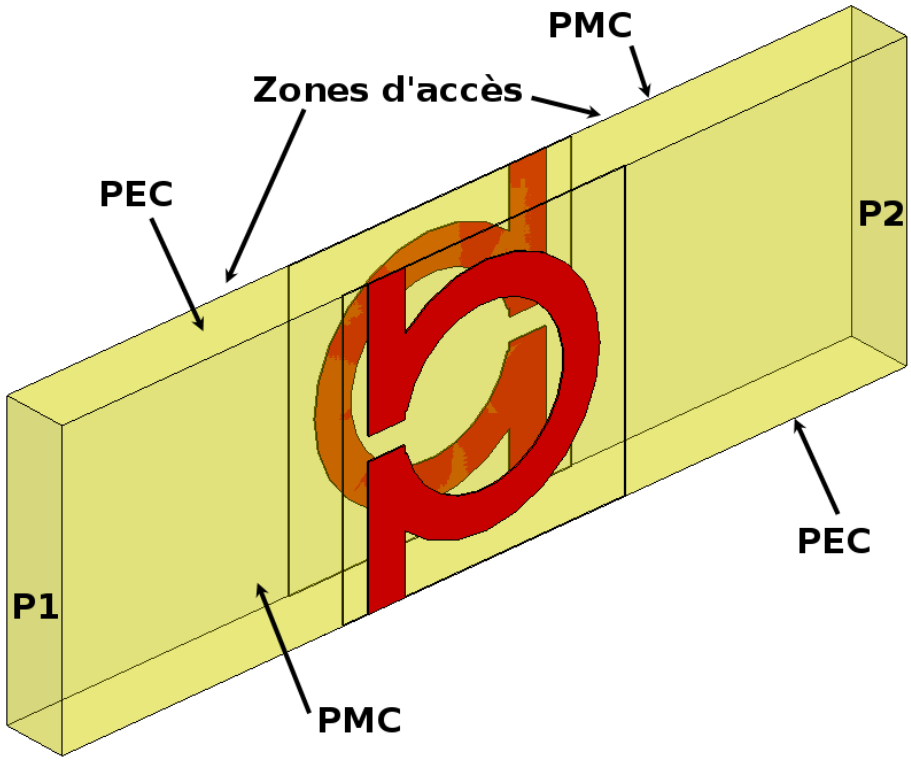

FIGURE 5.3 – Cellule élémentaire simulée sous *HFSS* avec ses conditions aux limites.

Board » (PCB). Le métal utilisé sera donc du cuivre et le substrat de l'époxy dont les caractéristiques diélectriques sont une permittivité réelle ϵ' de 4 et une valeur de tanδ de 2×10^{-2}. La largeur des métallisations w tout comme la largeur du gap g valent 0.5 mm. Le rayon interne de la boucle R est de 1.1 mm. Le substrat mesure 0.8 mm d'épaisseur et les métallisations en font 35 μm. La hauteur, ainsi que la longueur L de la cellule, mesurent 3.9 mm. Des distances d'accès a, choisies ici arbitrairement égales à L, sont placées de part et d'autre de la cellule afin de pouvoir exciter la structure à l'aide d'une onde plane.

Les paramètres S de la structure simulée sont tracés sur la figure 5.5. Sur la figure 5.6(a), les variations fréquentielles de la constante de propagation γ sont reportées. La constante de phase β est négative dans la gamme de fréquences 8-12.8 GHz, indiquant un antiparallélisme entre le vecteur d'onde et le vecteur de Poynting : la propagation est main gauche. De 12.8 à 18 GHz, la propagation est droitière. La dispersion est composite équilibrée : la jonction des deux branches se fait sans bande interdite et le point d'indice nul se situe à 12.8 GHz, visible sur la figure 5.6(b).

La condition d'équilibre possède une grande sensibilité aux variations de l'épaisseur du substrat, régissant le couplage capacitif entre les deux particules Ω. Ainsi, la figure 5.7 montre les variations fréquentielles de la constante de propagation complexe et de l'indice d'une structure possédant une épaisseur de substrat d valant 1mm (au lieu de 0.8mm précédemment). Une bande interdite de plus de 1 GHz apparaît entre les deux branches de dispersion, cassant ainsi le caractère composite équilibré du dispositif.

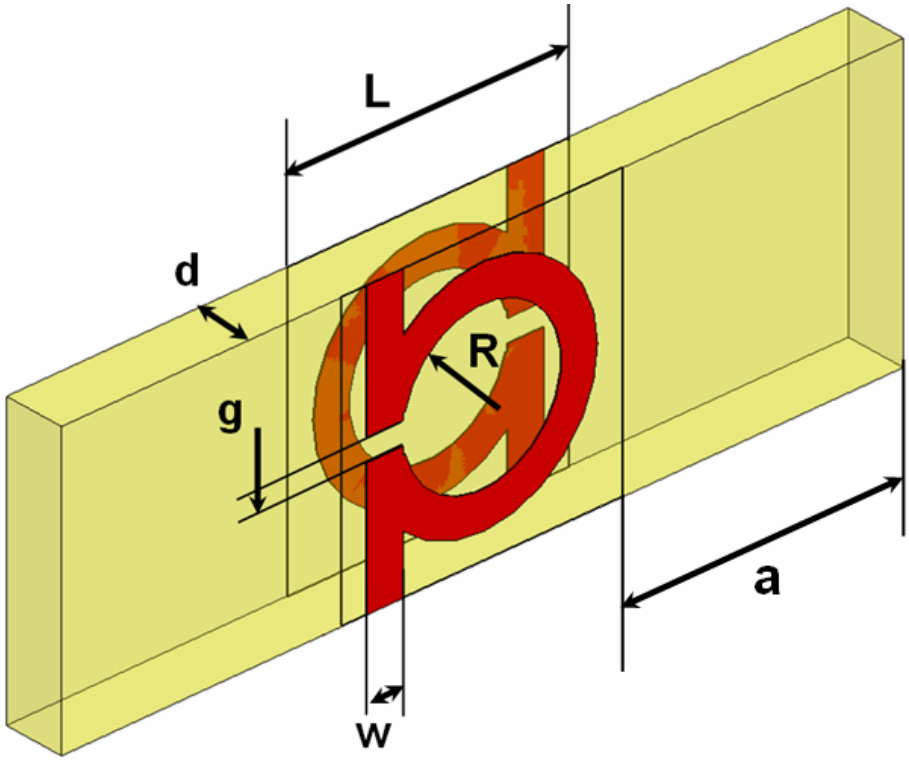

FIGURE 5.4 – Dimensionnement de la structure simulée.

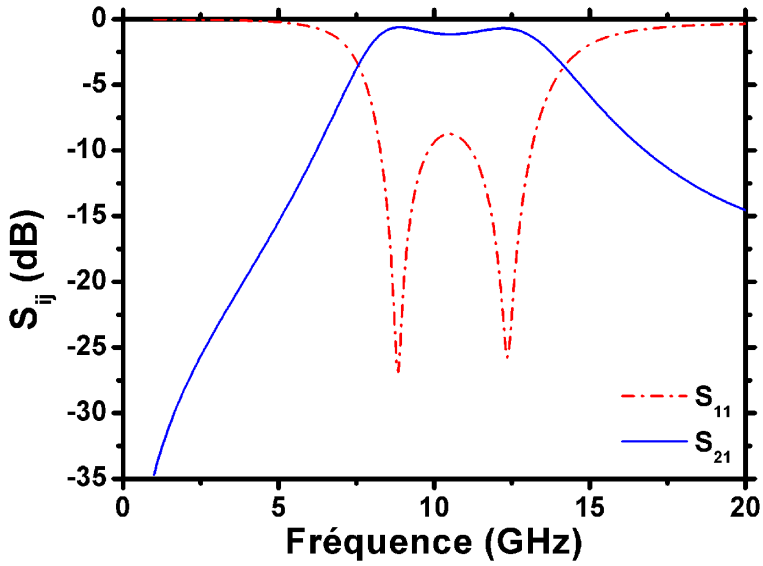

FIGURE 5.5 – Paramètres S de la cellule unitaire simulée.

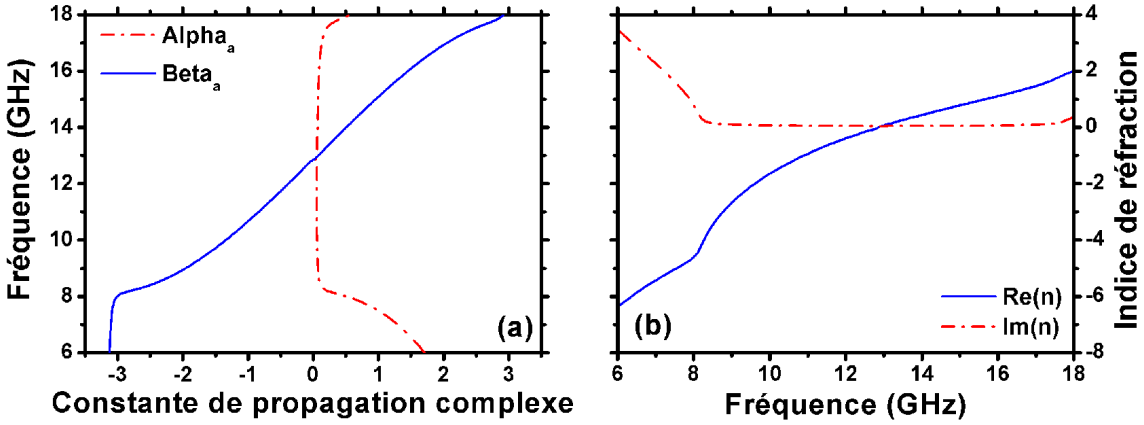

FIGURE 5.6 – (a) Diagramme de dispersion et (b) indice de réfraction de la structure simulée.

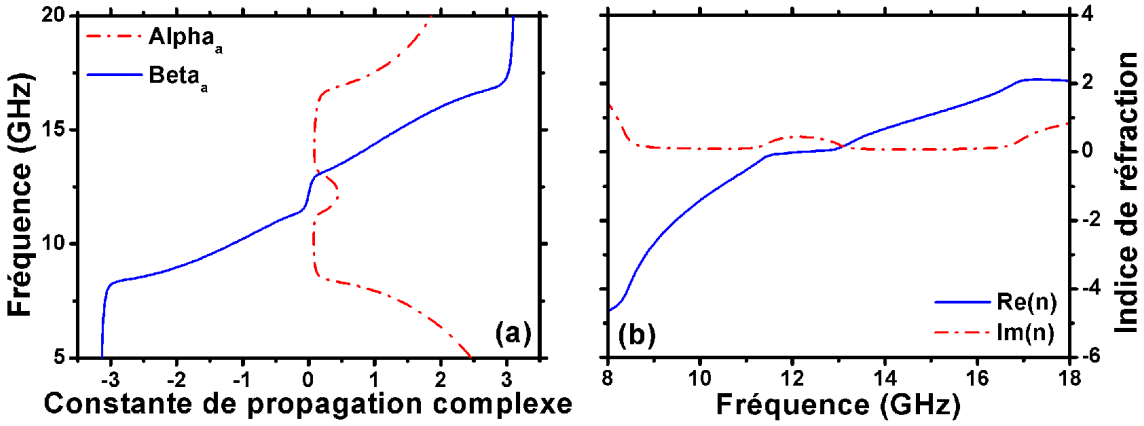

FIGURE 5.7 – (a) Diagramme de dispersion et (b) indice de réfraction d'une structure possédant une épaisseur de substrat de 1mm.

5.2.2 Extraction des paramètres effectifs

L'extraction des paramètres effectifs se fait à l'aide de la méthode d'inversion des relations de Fresnel. Leurs évolutions fréquentielles sont tracées sur la figure 5.8. La dépendance fréquentielle de la permittivité peut être décrite par un modèle de Drude, avec toutefois la superposition d'une résonance aux alentours de 8 GHz mais restant dans les valeurs négatives. La perméabilité effective présente un pic négatif à la fréquence de résonance, s'accompagnant d'un pic de la partie imaginaire. Les fréquences plasma électrique F_{pe} et magnétique F_{pm} sont égales, et coupent l'axe des abscisses à la fréquence de 12.8 GHz.

Les variations fréquentielles de l'impédance sont reportées sur la figure 5.9. Il apparaît que l'adaptation parfaite de la structure dans une large gamme de fréquences est difficile ; un seul point fréquentiel (8.3 GHz) présente une partie réelle d'impédance normalisée égale à 1. Deux résonances peuvent être distinguées : la première en début de bande main gauche et la seconde en début de bande main droite.

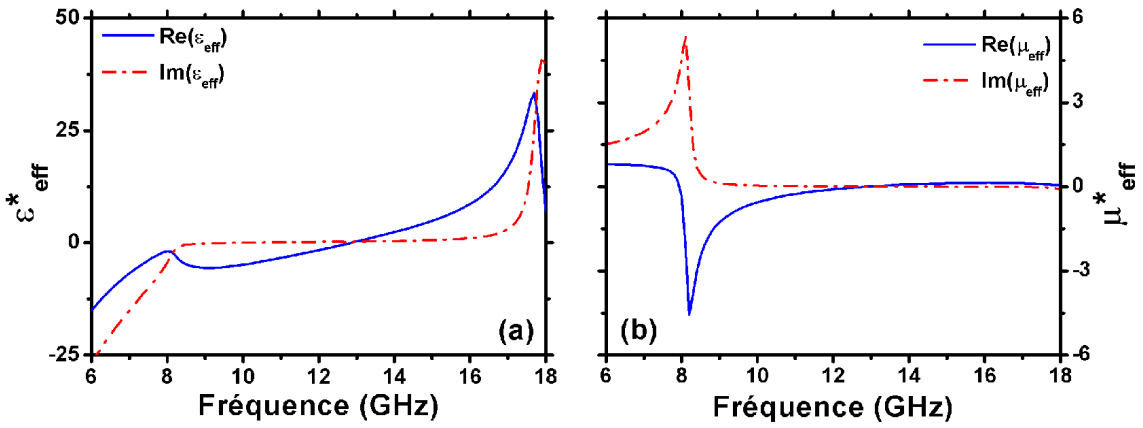

FIGURE 5.8 – (a) Permittivité effective et (b) perméabilité effective de la structure composite équilibrée simulée.

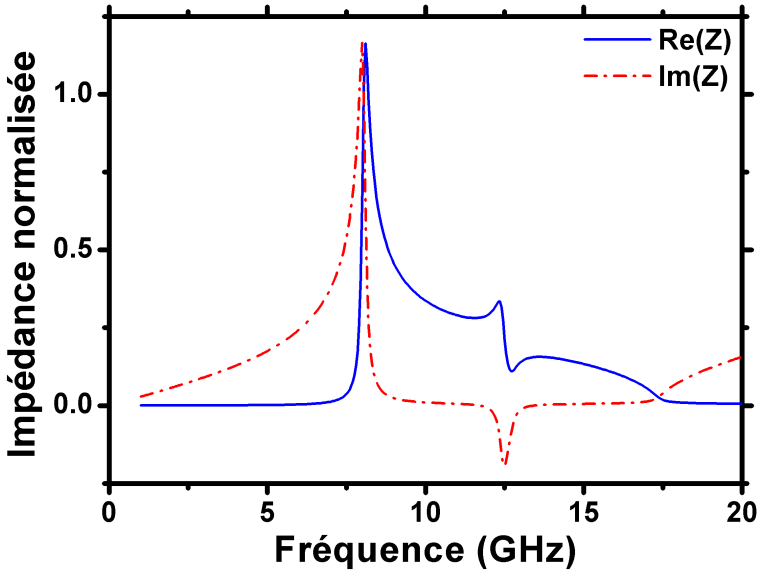

FIGURE 5.9 – Impédance normalisée (Z/Z_{air}) de la structure simulée en fonction de la fréquence.

5.2.3 Synthèse à l'aide de formules analytiques

En considérant les dimensions géométriques de la figure 5.4, il est possible d'approximer la fréquence angulaire de résonance magnétique ω_0 de la boucle de courant du Ω par l'équation (5.2) :

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{5.2}$$

avec L inductance de la boucle de courant et C la capacité totale apportée par le couplage « broadside » des particules Ω.

En utilisant un modèle de capacité plan, la capacité totale C peut être décrite selon (5.3) :

$$C = \frac{1}{2}C_g = \frac{1}{2}\frac{\epsilon_0\epsilon_r w}{d}\left(\pi\frac{2R+w}{2} - \frac{g}{2}\right) \tag{5.3}$$

où C_g est la capacité entre 2 demi-anneaux circulaires des boucles de courant, ϵ_0 et ϵ_r respectivement la permittivité effective du vide et du substrat. Les effets de bord ne sont pas pris en compte dans cette formule.

L'inductance L de la structure est donnée par (5.4) :

$$L = \frac{\mu_0\pi R^2}{d} \tag{5.4}$$

La relation entre la fréquence plasma magnétique ω_{pm} et la fréquence de résonance ω_0 est exprimée par (5.5) [8] :

$$\omega_{pm} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \frac{\pi R^2}{S}}} \tag{5.5}$$

où S est la surface de la cellule unité.

La fréquence plasma électrique peut être décrite par la formule (5.6) introduite par J. Pendry [106] :

$${\omega_{pe}}^2 = \frac{2\pi c^2}{L^2 \times \ln\left(\frac{L}{r}\right)\epsilon_r} \tag{5.6}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et r le rayon du fil métallique.

La fréquence plasma électrique ω_{pe} augmente donc avec le rayon du fil r. Dans notre cas, la section du fil est rectangulaire alors que le modèle original de Pendry la considérait circulaire. La tendance reste cependant inchangée [107], ω_{pe} augmentant avec la largeur de métallisation w. Par conséquent, le fait de réduire la dimension w fait augmenter ω_{pm} et diminuer ω_{pe}, permettant ainsi de satisfaire la condition d'équilibre.

L'application numérique en utilisant les dimensions de la structure composite équilibrée simulée donne une capacité C de 44.17 fF, une inductance L de 5.97 nH et une fréquence de résonance F_0 de 9.8 GHz. Les fréquences plasmas magnétique et électrique valent respectivement 11.31 GHz et 10.7 GHz. Les ordres de grandeurs sont corrects, avec cependant un écart plus important concernant F_{pe}. Cela peut s'expliquer par la différence géométrique du réseau de fils utilisé entre le modèle et la simulation.

5.2.4 Accordabilité de la structure

Comme il a été vu dans le chapitre 3, la grande difficulté d'accorder une structure composite équilibrée est de conserver l'égalité $F_{pe} = F_{pm}$. Concrètement, l'agilité peut être introduite en faisant varier la capacité C de l'équation (5.3) en introduisant soit des variations géométriques de la structure ou par un changement de la permittivité du substrat ϵ_r [108]. Selon les équations (5.5) et (5.6), un changement de ϵ_r induira un décalage de F_{pm} et F_{pe} dont les évolutions suivent l'inverse

de la racine carré de la permittivité du substrat. Evoluant donc tous deux en $1/\sqrt{\epsilon_r}$; la condition d'équilibre est indépendante de la permittivité du substrat. Une vérification est faite à l'aide de simulations, montrant bien une conservation du caractère composite équilibré sur la figure 5.10. D'un point de vue pratique, le changement de permittivité de la couche intermédiaire entre les deux anneaux ne peut être réalisé à partir de films minces ferroélectriques. En effet, la capacité dominante étant celle ramenée par les deux boucles en regard, contrôler celle du gap g de chaque particule n'apportera aucune variation conséquente. De même, déposer un film ferroélectrique sur toute la surface du substrat et appliquer une tension (en dehors du fait que le champ continu devra être démesurément élevé), n'affectera en rien la dispersion de la structure au vue des dimensions mises en jeu (environ 0.3μm pour le film mince contre 0.8mm d'épaisseur de substrat). En revanche, un contrôle est possible en modifiant par l'application d'un champ magnétique extérieur l'orientation des molécules d'un cristal liquide infiltré dans le substrat [109].

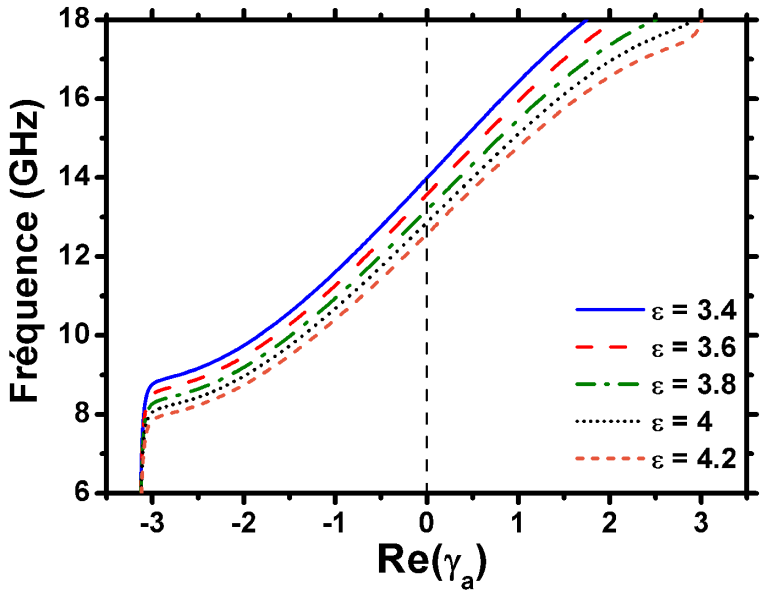

FIGURE 5.10 – Dépendance fréquentielle de la constante de phase en prenant la permittivité du substrat comme paramètre.

5.2.5 Simulation d'un réseau taillé en prisme

La loi de Snell-Descartes décrit le comportement d'une onde à l'interface de deux milieux : suivant l'angle de réfraction obtenu par l'énergie à la sortie du dispositif, il est possible de remonter à la valeur d'indice du matériau. Ce phénomène est mis en évidence à l'aide de simulations *HFSS*, celles-ci ayant été effectuées dans le cadre de la thèse de Fuli Zhang.

La figure 5.11 représente la conception du prisme sous *HFSS*. La cellule unité comportant deux particules Ω étudiée précédemment est ici dupliquée plusieurs fois afin d'obtenir un prisme « massif ». L'onde d'excitation est envoyée sous incidence normale par rapport à la première interface du prisme. Les conditions aux limites sont de type PEC dans la direction transverse de propagation afin de créer, comme vu auparavant, un miroir électrique permettant l'interconnexion des motifs.

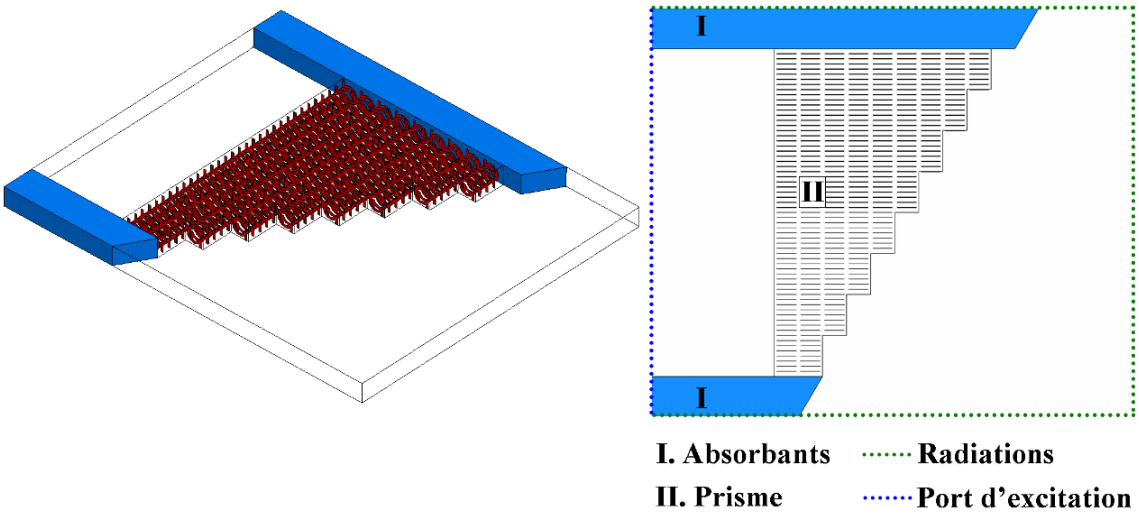

FIGURE 5.11 – Conception du prototype en prisme sous *HFSS* ainsi que les conditions aux limites appliquées.

Afin d'exciter la structure à l'aide d'une onde plane, deux volumes de matériaux absorbants (en bleu sur la figure) sont insérés. En simulation, ce matériau est synthétisé en entrant des valeurs de tangentes de pertes diélectrique et magnétique élevées (valant 5 dans le cas présent).

La figure 5.12(a) représente l'amplitude du champ électrique à la fréquence de 10 GHz. La simulation d'une cellule unitaire, dont le diagramme de dispersion a été donné figure 5.6(a), permet de conclure à une propagation main gauche de 8 à 12.8 GHz. Conformément à cette simulation, le prisme réfracte l'onde négativement à sa seconde interface. Ceci montre sans ambiguïté que le métamatériau peut être homogénéisé sous la forme d'un milieu doublement négatif. A la fréquence de 12.8 GHz, c'est à dire au point de jonction entre les deux branches de dispersion gauche et droite, l'indice est nul. La figure 5.12(a) illustre donc une onde réfractée suivant la normale à la seconde interface du prisme. Pour finir, l'amplitude du champ électrique à la fréquence de 15 GHz est tracée dans l'insert (c) de la même figure. Conformément à la prédiction de la dispersion d'une cellule unitaire, l'angle de réfraction de l'onde montre ici un milieu doublement positif.

La forte désadaptation du milieu est également mise en évidence par ces simulations ; particularité prédite au préalable par le tracé de l'impédance normalisée pour une cellule unitaire (figure 5.9). Il est visible sur le tracé des cartes en amplitude de la figure 5.12 que le champ électrique rencontre certaines difficultés à pénétrer à l'intérieur du prisme. La forte réflexion à l'interface d'entrée du dispositif en est l'illustration. Le niveau de l'onde réfractée est donc fortement atténué. La bande main droite possédant un niveau d'adaptation moins favorable que la bande main gauche, l'amplitude du champ électrique à la fréquence de 15 GHz est par conséquent plus faible qu'à 10 ou 12.8 GHz.

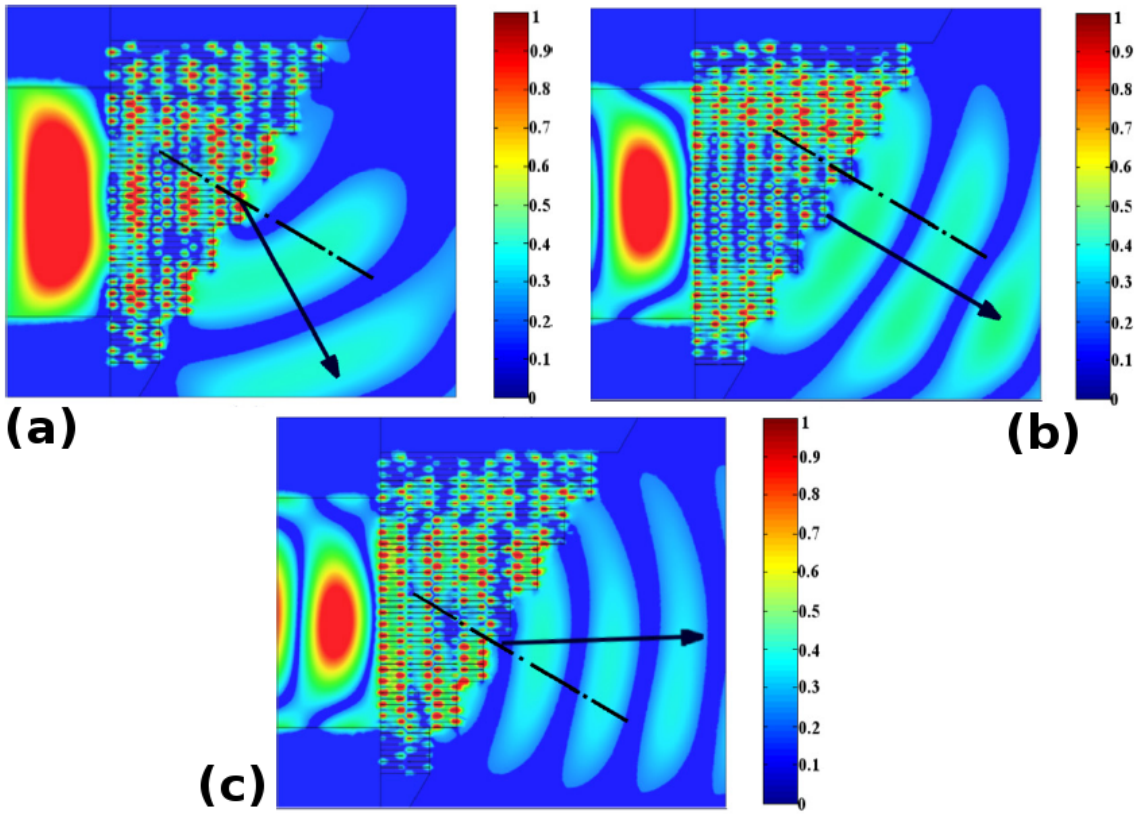

FIGURE 5.12 – Simulation du prototype en prisme sous *HFSS*. Les cartes de champ présentées représentent l'amplitude du champ électrique (a) à 10 GHz (b) à 12.8 GHz (c) et à 15 GHz.

5.3 Fabrication d'un prototype

5.3.1 Inconvénients liés au choix du substrat

La solution technologique retenue est de type « Printed Circuit Board » (PCB). Dans une optique de minimisation des coûts, notre choix s'est porté sur un substrat de type FR4 Epoxy. Ce type de matériau convenant tout à fait aux applications habituelles basses fréquences de l'électronique, il en est autrement pour les micro-ondes. Rappelons les caractéristiques diélectriques de l'époxy : une permittivité réelle ϵ_r de 4.0 et une tangente de pertes tanδ de 2×10^{-2}. La figure 5.13 illustre la différence en terme de niveau de transmission entre un substrat FR4 Epoxy et un substrat Rogers TMM4 (ϵ_r=4.5 et tanδ= 2×10^{-3}). Le paramètre S_{21} avec le substrat TMM4 se révèle bien meilleur que le FR4, ce à quoi l'on pouvait s'attendre étant donné le facteur 10 entre leurs tangentes de pertes respectives. Le décalage en fréquences de la bande passante s'explique par la différence de valeurs entre les deux permittivités réelles. A titre d'exemple, un prototype à base de particules Ω fabriqué via une technologie BCB (benzocyclobutène) et caractérisé en bande millimétrique montre un faible niveau de pertes (moins de 0.5 dB/cellule) [110].

De plus, les motifs Ω doivent être alignés afin de reproduire le couplage capacitif « broad-side » décrit en simulation. Cela requiert donc une étape d'alignement. Celle-ci ne pouvant être faite de

manière optique (les substrats ne sont pas transparents), une méthode originale est présentée dans la partie suivante.

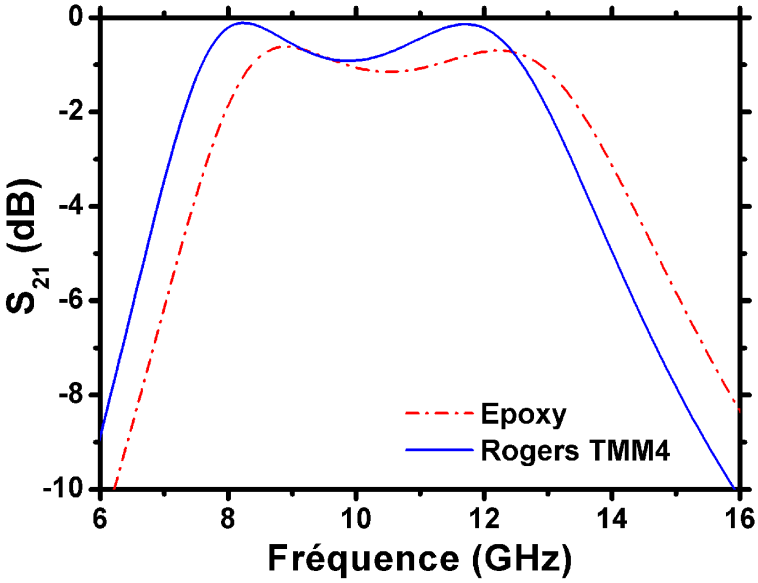

FIGURE 5.13 – Simulation d'une comparaison entre deux substrats : le trait plein représente le paramètre S_{21} obtenu avec un substrat Rogers TMM4 alors que le trait haché est obtenu avec un substrat FR4 Epopxy.

5.3.2 Réalisation technologique de type PCB

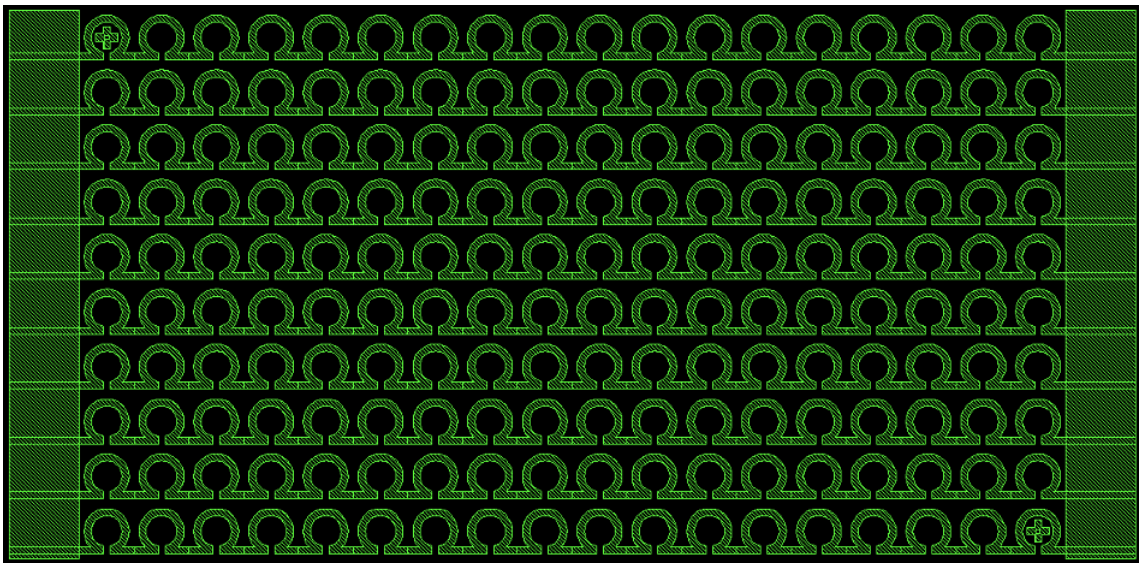

FIGURE 5.14 – Conception du masque sous le logiciel *WaveMaker*.

Un masque comportant 10 cellules élémentaires dans la direction de propagation et 18 dans la direction tranverse est réalisé sous le logiciel *WaveMaker*, figure 5.14. Deux points essentiels sont à souligner : le premier concerne la présence de larges bandes métalliques dans la direction transverse afin de garantir un couplage correct des motifs avec les plaques métalliques supérieure et inférieure de guide de caractérisation reproduisant l'effet d'interconnexion des bras. Deuxièmement, on peut noter la présence de repères de perçage (croix) afin de procéder à un alignement mécanique des motifs.

Après attaque chimique selon les techniques classiques employées en technologie des circuits imprimées, la plaque d'epoxy de $200 \times 300\ mm^2$ sur laquelle sont gravées 12 « plaquettes » comportant 10×18 particules Ω sont découpées. Après perçage des deux trous d'alignement sur chaque plaquette, deux tiges de PVC traversent le parallélépipède épais de 120 plaquettes afin de garantir le positionnement relatif correct de chaque substrat comme le montre le cliché 5.15.

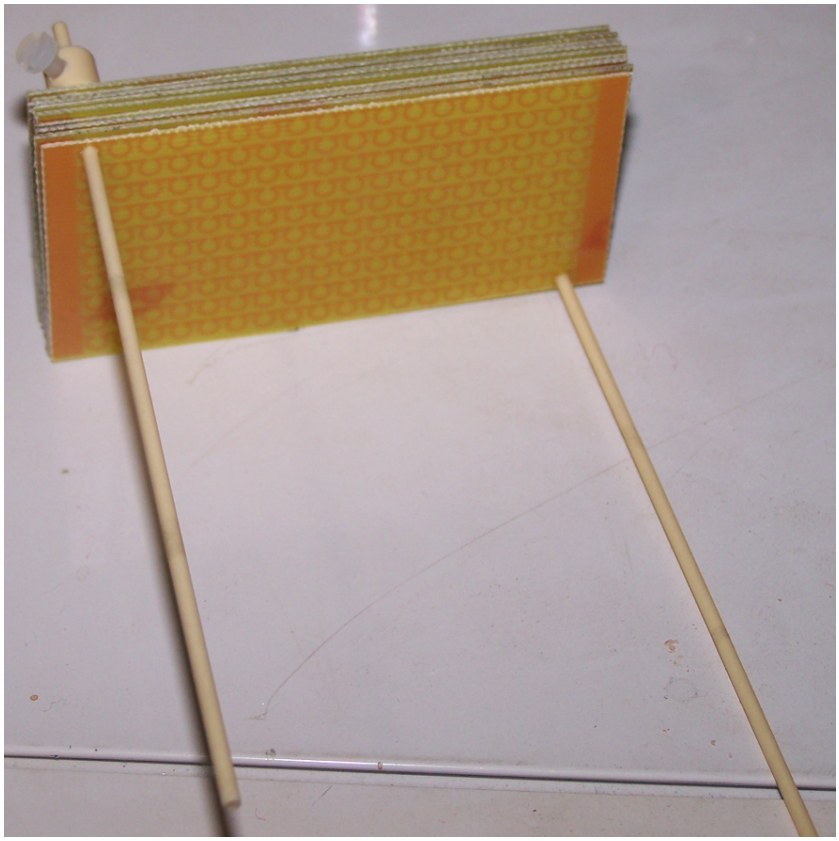

FIGURE 5.15 – Alignement des substrats du prototype à l'aide de deux tiges de PVC.

Une fois la totalité des substrats positionnés, les plaquettes sont égalisées à l'aide d'une opération de fraisage dans la direction transverse. En effet, une non-égalité entraînerait un mauvais contact entre le prototype et le guide bi-plaque de caractérisation, compromettant alors le bénéfice apporté par l'effet d'interconnexion des bras. La réalisation finale est montrée sur le cliché 5.16. Ce dispositif sert à effectuer une caractérisation en transmission. Afin de procéder à une expérience de réfraction, un prototype taillé en prisme a été conçu suivant les mêmes techniques (cliché 5.17).

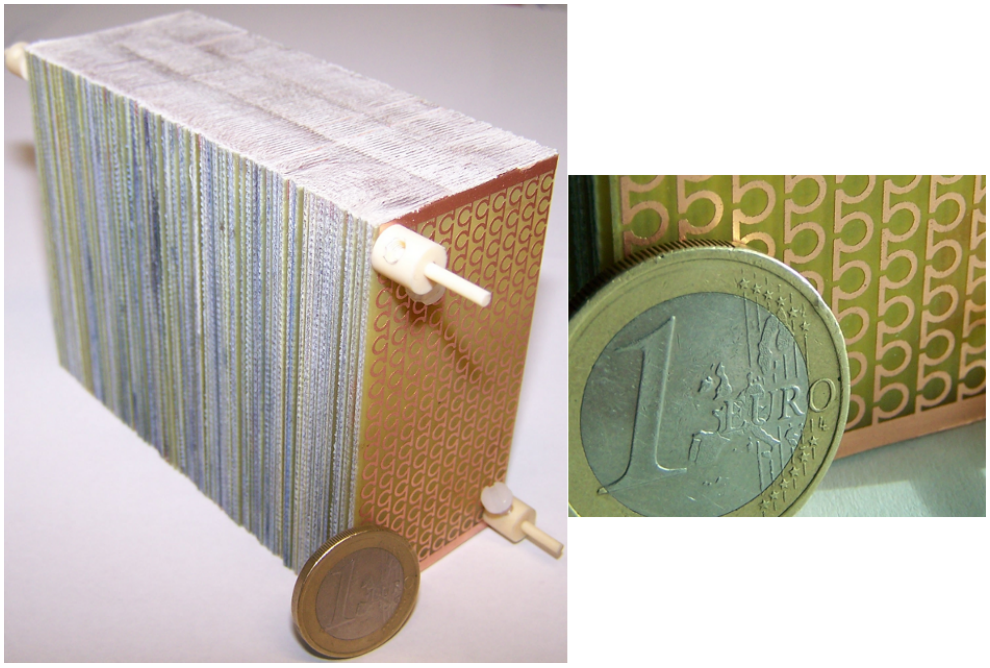

FIGURE 5.16 – Réalisation finale du prototype parallélépipédique (slab).

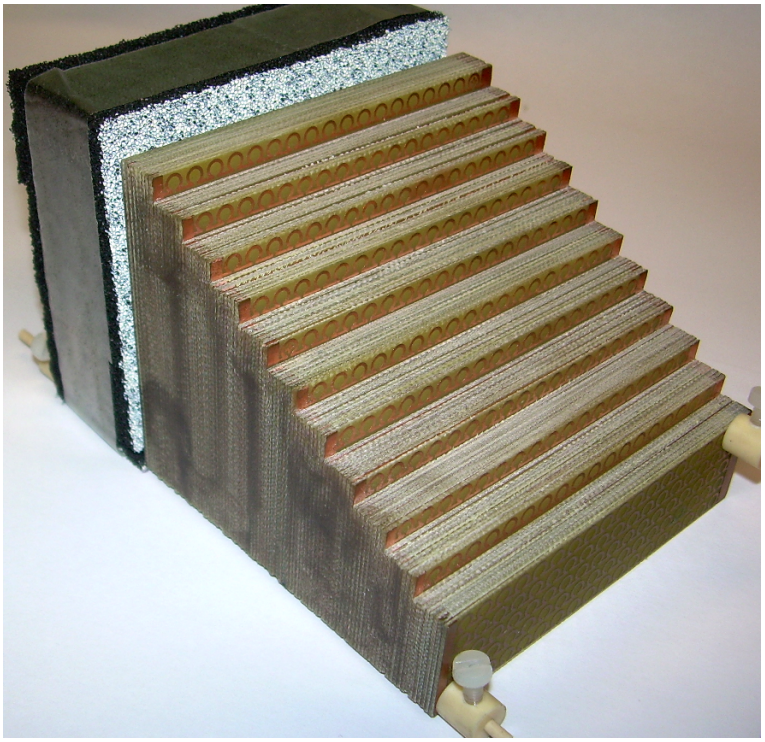

FIGURE 5.17 – Réalisation finale du prototype en prisme.

5.4 Technique de caractérisation en quasi espace libre

5.4.1 Propriétés des guides métalliques bi-plaque

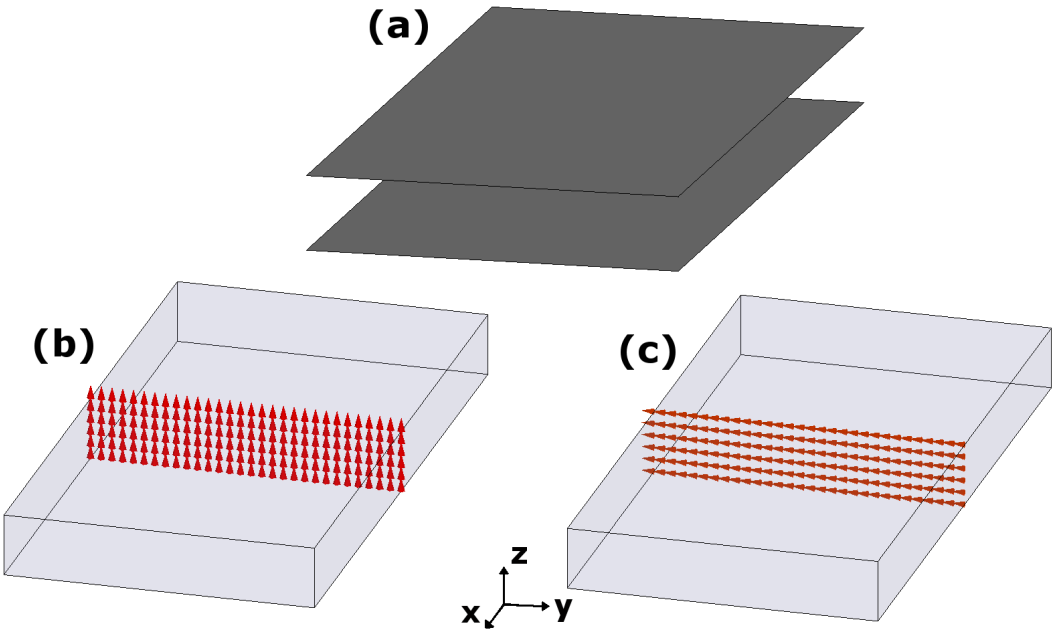

FIGURE 5.18 – (a) Configuration d'un guide bi-plaque métallique (b) orientation du champ électrique (c) orientation du champ magnétique.

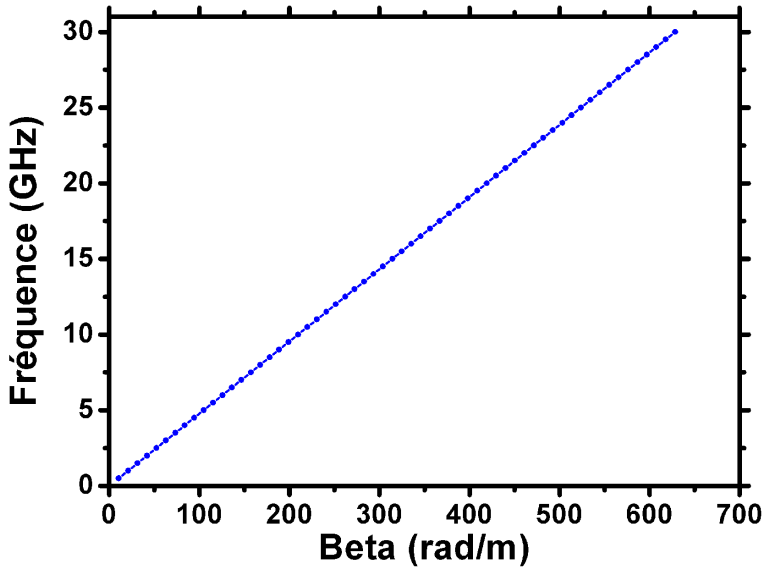

FIGURE 5.19 – Simulation de la dispersion de la constante de phase d'un guide bi-plaque.

Un guide métallique est un dispositif de guidage de l'onde électromagnétique en semi-espace

libre. Les deux plaques métalliques (figure 5.18(a)) empêchent la divergence de l'onde en sortie du cornet suivant l'axe z et permettent d'orienter le champ électrique de manière rectiligne entre elles. La figure 5.18(b) montre la disposition des lignes de champ $\overrightarrow{E}$ dans le dispositif, tandis que l'insert (c) montre les lignes de champ $\overrightarrow{H}$. La propagation de l'onde s'effectue suivant l'axe x. En plaçant les bras de la particule Ω suivant l'axe z et les boucles normales à l'axe y, les conditions de polarisation décrites figure 5.1 sont respectées.

A l'inverse d'un guide d'onde métallique, il n'existe pas de fréquence de coupure basse dans un guide bi-plaque et le mode se propage de façon TEM. Afin d'illustrer ces propos, la courbe 5.19 présente la dispersion de la constante de phase β.

Ce type de dispositif expérimental est largement employé pour la caractérisation de métamatériaux (en transmission et en réfraction) [111, 112].

5.4.2 Création d'une onde quasi plane à profil gaussien

La première étape pour la réalisation des mesures est la création d'une onde plane. En effet, celle-ci apparaît comme étant l'excitation idéale pour la caractérisation des propriétés gauchères des métamatériaux. Concrètement, des antennes cornets sont placées à l'entrée du guide bi-plaque. Des plaques absorbantes lisses permettent d'éliminer les réflexions parasites mais également de simuler l'injection par un front d'onde quasi-plan.

Les clichés de la figure 5.20 montrent le banc de caractérisation. En configuration fermée, les deux plaques métalliques sont maintenues à une distance de 7.5 cm à l'aide de rondins de PVC. Une antenne cornet sert à l'émission, tandis qu'une autre est utilisée pour la détection en champ lointain. Sur le cliché du guide ouvert, les plaques d'absorbant (Eccosorb AN-75) sont visibles. Le diamètre des plaques métalliques d'aluminium est de un mètre.

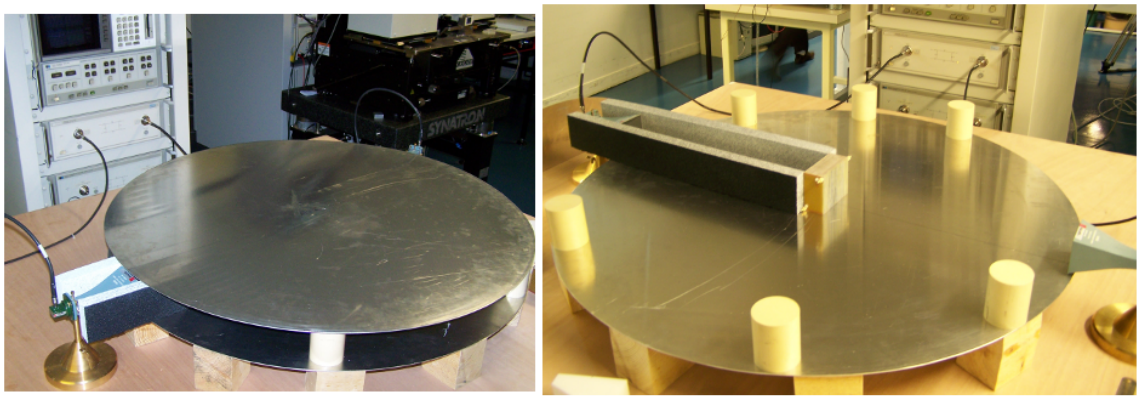

FIGURE 5.20 – Photos illustrant les techniques de caractérisation en guide bi-plaque.

5.4.3 Dispositif de mesure d'intensité angulaire

Afin de détecter la position angulaire du maximum d'intensité lors des mesures du prototype taillé en prisme, un rail de déplacement pour l'antenne de réception a été conçu. Visible sur la

figure 5.21, celui-ci est gradué tous les degrés afin de procéder à une lecture fine de l'angle.

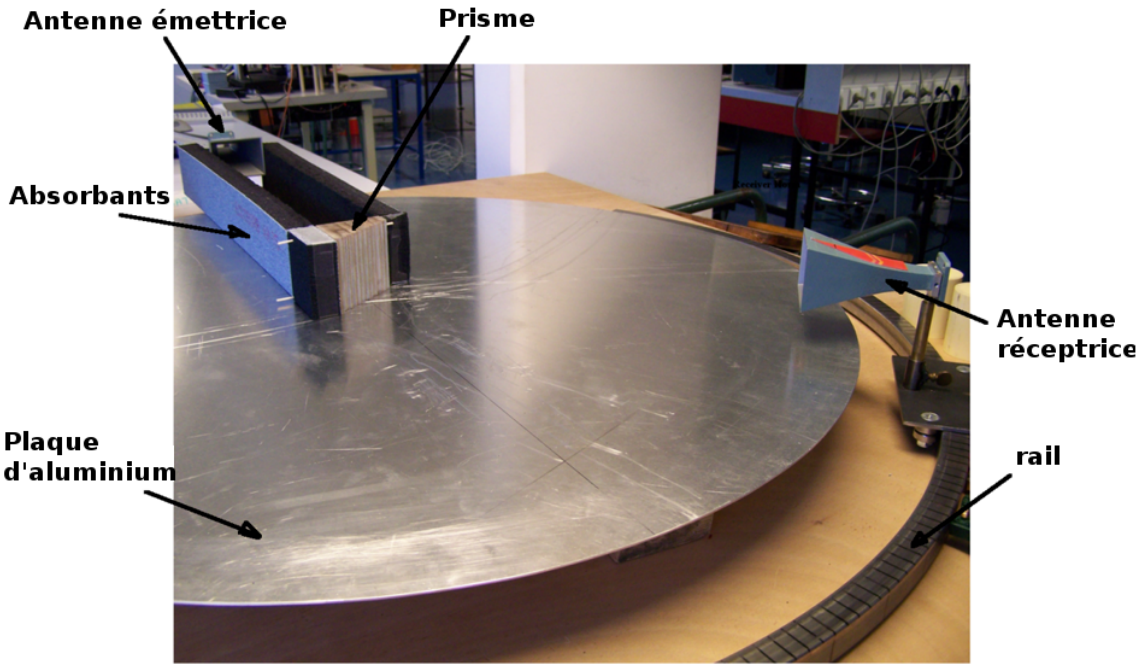

FIGURE 5.21 – Dispositif de caractérisation angulaire. Le cornet de réception est monté sur un rail gradué.

5.5 Résultats de mesure en bande X et Ku

5.5.1 Spectre de transmission

Le prototype de type slab est caractérisé à l'analyseur de réseau HP 87107A [113, 114]. Afin de couvrir l'ensemble des bandes de transmission du prototype, la gamme de mesure s'étend de la bande X (8-12 GHz) à la bande K_u (12-18 GHz). L'excitation se faisant à l'aide d'antennes cornets connectées à une transition guide d'onde/coaxiale, la mesure est effectuée en deux parties afin de couvrir l'ensemble du spectre désiré. Deux jeux de cornets sont utilisés : Nadar 640 pour la bande X et Nadar 639 pour la bande K_u.

La figure 5.22 illustre la mesure du paramètre S_{21} du prototype parallélépipédique comportant 10 cellules dans la direction de propagation. Ce résultat est comparé à la simulation avec un bon accord observé. La mesure ne présente pas de bande interdite apparente, confirmant l'analyse préliminaire de la dispersion d'une cellule unitaire. Un léger décalage fréquentiel dans l'apparition de la bande passante peut toutefois être remarqué. Ce phénomène peut être attribué à une constante diélectrique inférieure à la valeur de 4 du substrat FR4 entrée en simulation.

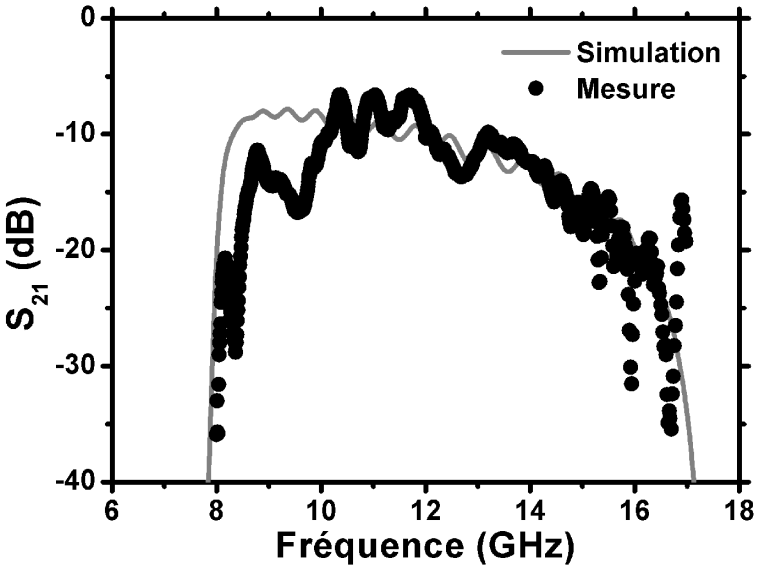

FIGURE 5.22 – Mesure en transmission du prototype en slab. La mesure est comparée au résultat obtenu en simulation.

5.5.2 Spectre de réfraction

A partir des mesures effectuées sur le prototype de type prisme, les informations sur la sélection angulaire sont extraites. Sur la figure 5.23 est tracée l'intensité normalisée de l'onde réfractée en fonction de la position angulaire de l'antenne cornet placée en réception, pour trois fréquences caractéristiques correspondant à un indice négatif, nul puis positif. A la fréquence de 11.1 GHz, l'angle de réfraction vaut -38° indiquant donc une propagation main gauche dans le prisme. Celui-ci vaut 0° à la fréquence de 13.6 GHz ; l'indice du prisme est donc nul. La propagation devient main droite à la fréquence de 15 GHz où l'angle réfracté mesuré vaut 13°.

Sur la figure 5.24 sont reportées les valeurs de la partie réelle de l'indice déduites des mesures de l'angle de réfraction θ en appliquant la loi de Snell-Descartes. L'évolution de la courbe mesurée suit la tendance de celle simulée avec un ϵ_r du substrat valant 4. Cependant, les deux courbes présentent un décalage fréquentiel. A titre d'exemple, le point particulier d'indice nul se trouvant à 12.8 GHz en simulation passe à 13.6 GHz en mesure. Un bon accord est obtenu entre mesure et simulation avec un ϵ_r de 3.6 entré sous *HFSS*. Les valeurs de permittivité de l'époxy sont rarement répertoriées au-delà du gigahertz car ce matériau est classiquement réservé aux applications basses fréquences. Toutefois, en se référant aux études publiées montrant une décroissance de ϵ_r avec les fréquences croissantes, une permittivité relative de 3.6 autour de 10 GHz est envisageable [115].

La vitesse de groupe peut être également obtenue à partir des variations de la partie réelle de l'indice $\Re\mathrm{e}\,(n)$ suivant l'équation (5.7) [116] :

$$v_g = \frac{c}{\Re\mathrm{e}\,(n) + \omega \dfrac{\partial \Re\mathrm{e}\,(n)}{\partial \omega}} \tag{5.7}$$

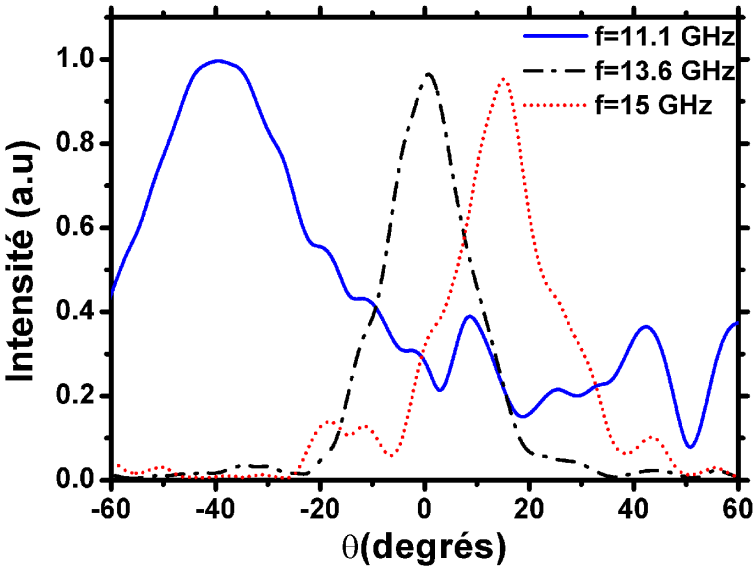

FIGURE 5.23 – Intensité normalisée de l'onde réfractée en fonction de la position angulaire du cornet de réception.

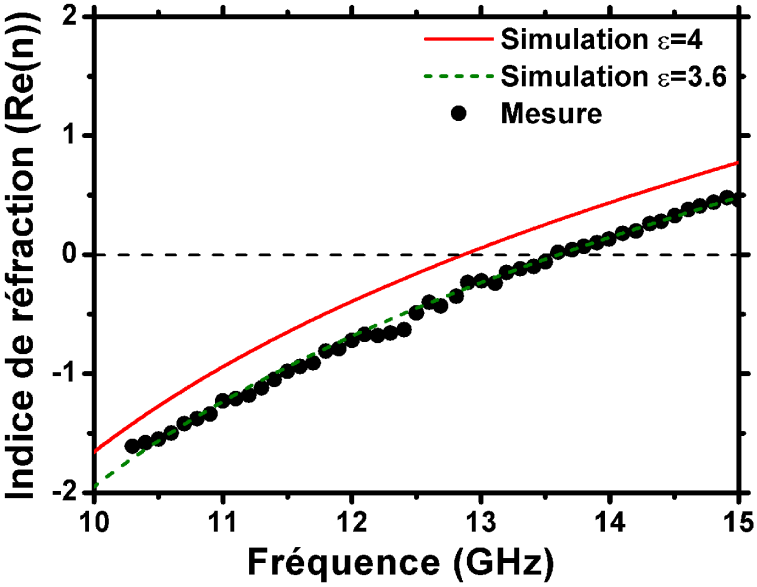

FIGURE 5.24 – Indice extrait à l'aide des mesures du prototype en prisme. Deux résultats de simulation ayant comme paramètre la permittivité relative du substrat FR4 sont également présentés.

Les variations de la vitesse de groupe en fonction de la fréquence sont tracées sur la figure 5.25. Celle-ci décroît continuellement avec les fréquences croissantes, indiquant le caractère hautement dispersif de la structure. A la fréquence de transition entre les bandes gauchère et droitière, soit 13.6 GHz, la vitesse de groupe vaut $4.8 \times 10^7\ m.s^{-1}$, montrant que l'énergie peut-être transmise à travers la structure permettant alors l'utilisation du point à $n = 0$.

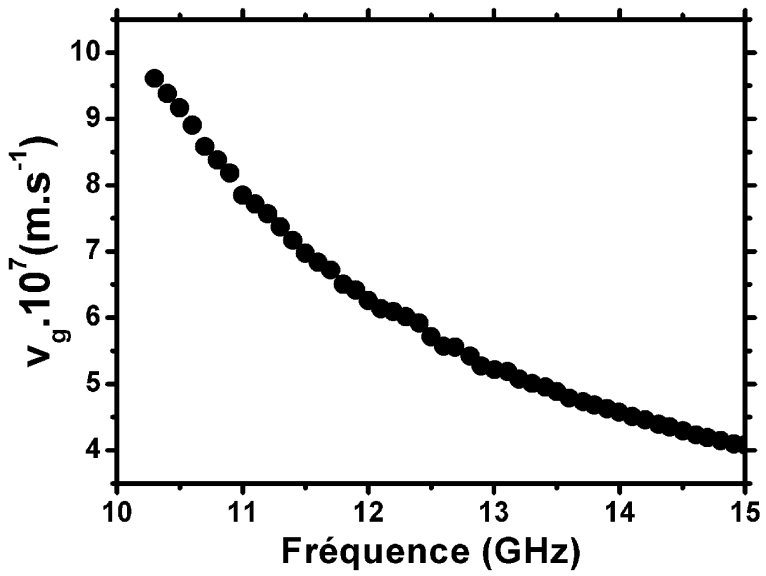

FIGURE 5.25 – Variations fréquentielles de la vitesse de groupe.

5.6 Application liée au point particulier d'indice nul

5.6.1 Conception d'une antenne dipôle résonnant à la fréquence d'indice nul

Outre le fait que la longueur d'onde guidée est infinie, la particularité d'un milieu possédant un indice nul est la collimation du faisceau à son interface de sortie. Nous allons donc essayer de mettre en évidence cette propriété en insérant un élément rayonnant dans le réseau Ω étudié précédemment.

Une antenne dipôle résonant à la fréquence d'indice nul de la cellule élémentaire à base de motifs Ω est conçue. L'onde est guidée jusqu'à l'élément rayonnant par une ligne à fente [117]. Dans la pratique, l'adaptation d'une telle ligne à 50Ω est assez difficile et celle-ci est très dispersive. La figure 5.26 montre la géométrie de l'antenne simulée. Dans le but d'une réalisation technologique, les dimensions incluent le fait qu'un connecteur SMA doit être soudé pour exciter la ligne de transmission.

L'antenne est gravée sur un substrat FR4 recouvert d'un film de cuivre. Lors de l'insertion de l'antenne dans le prototype parallélépipédique étudié au paragraphe 5.5.1, celle-ci se trouvera donc stackée entre deux plaques d'époxy. La figure 5.27(b) montre le coefficient de réflexion de l'antenne. Celle-ci résonne à la fréquence de 12.8 GHz, correspondant au point d'indice nul de la cellule élémentaire Ω simulée (figure 5.6(b)). Son diagramme de rayonnement, représentant dans le plan spatial XYZ un tore de section circulaire, indique un gain maximal de 2.52 dBi dans le plan E.

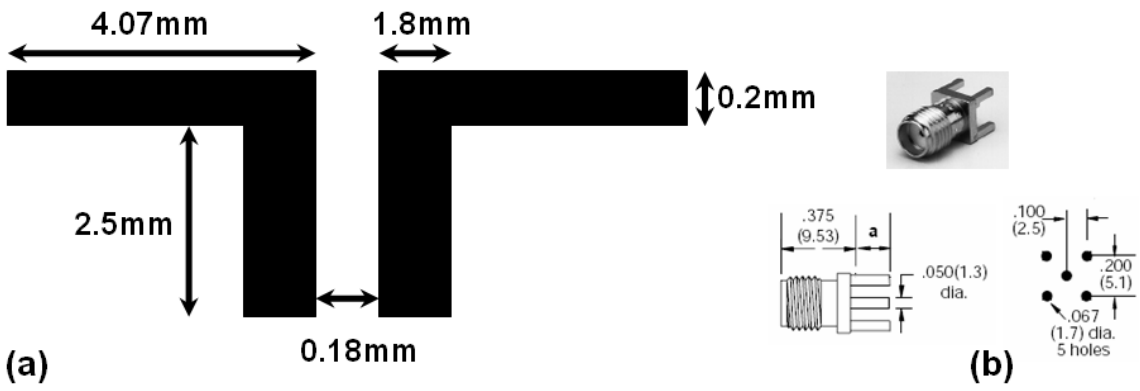

FIGURE 5.26 – (a) Dimensions de l'antenne simulée (b) géométrie d'un connecteur SMA fonctionnant jusque 18 GHz (l'espace entre conducteur central et masse est de 3.5mm).

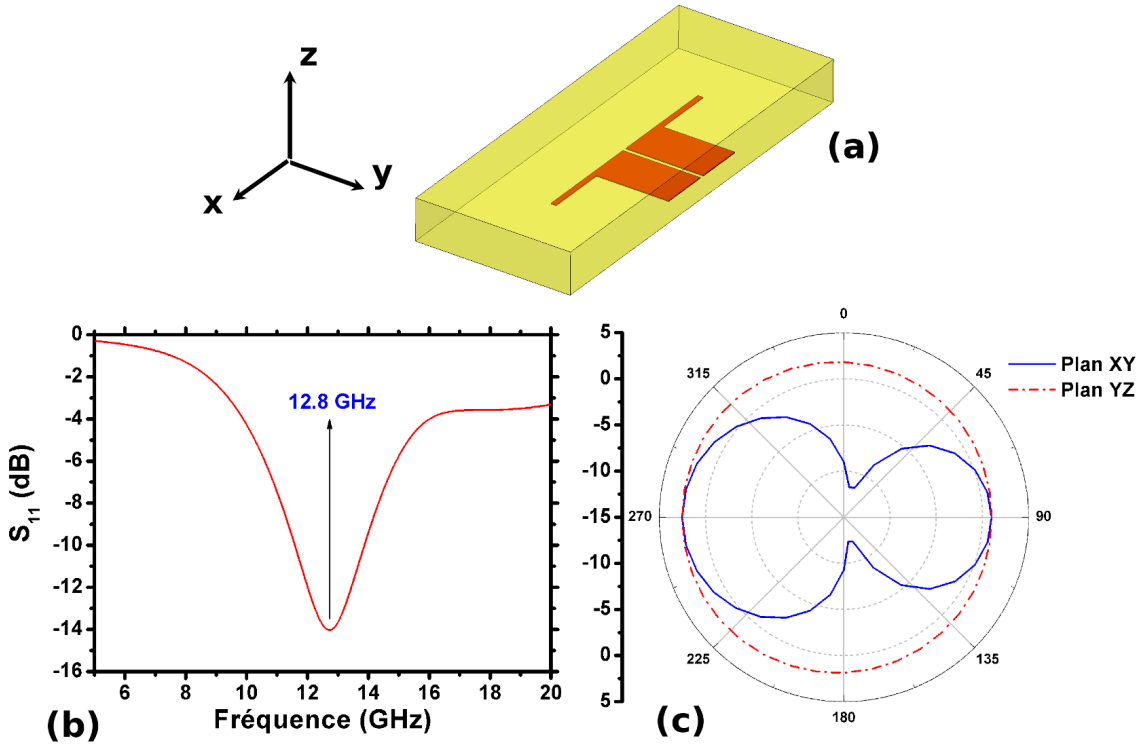

FIGURE 5.27 – (a) Conception du dipôle rayonnant sous *HFSS* (b) Paramètre S_{11} de l'antenne et (c) son diagramme de rayonnement associé à la fréquence de 12.8 GHz.

5.6.2 Calcul des paramètres d'anisotropie du réseau Oméga

Une simulation insérant l'antenne conçue précédemment dans le prototype parallélépipédique microstructuré a été réalisée. La conception sous *HFSS* est visible sur la figure 5.28. En raison d'un nombre important d'éléments, la simulation n'a pu s'exécuter faute de mémoire sur l'ordinateur.

Afin d'alléger la consommation en ressources informatiques de la simulation, le milieu à base

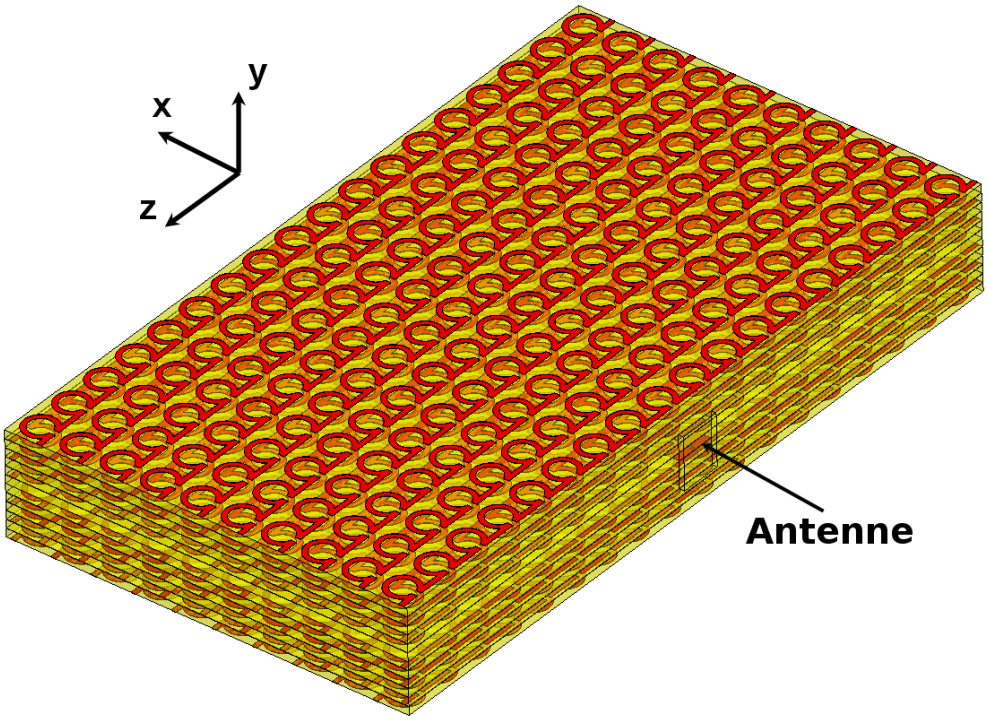

FIGURE 5.28 – Simulation de l'antenne insérée dans le prototype parallélépipédique microstructuré.

de motifs Ω peut être identifié à un milieu homogène dont on va chercher à déterminer les tenseurs de permittivité et de perméabilité effectives [118]. La figure 5.29 représente les quatre situations de polarisation à simuler afin d'extraire les termes diagonaux des tenseurs $\bar{\bar{\epsilon}}$ et $\bar{\bar{\mu}}$ relatifs [119] (celles-ci concernent les incidences rasantes et normales au plan des réseaux en effectuant une rotation de $\pi/2$ des vecteurs $\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{H}$ pour chaque cas) :

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} \quad , \quad \bar{\bar{\mu}} = \begin{pmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix} \tag{5.8}$$

Le cas de polarisation numéroté (1) sur la figure 5.29 est celui déjà étudié, correspondant à la polarisation « classique » de la structure. Concernant le cas numéro (2), le champ magnétique se trouve parallèle aux bras et le champ électrique normal aux boucles de courant. La figure 5.30 représente les différentes grandeurs extraites de la simulation. Nous pouvons remarquer que dans cette configuration, les métallisations Ω ne répondent pas à l'excitation électromagnétique. En effet, la partie réelle de l'indice de réfraction indique une valeur proche du substrat FR4 seul.

Le cas numéro (3) est étudié sur la figure 5.31. La réponse de la permittivité effective évolue bien suivant un modèle de Drude, le champ électrique étant parallèle aux fils. En revanche, aucune activité magnétique n'est décelée ; la perméabilité effective reste proche de 1 (excepté aux alentours de 11.5 GHz où une petite résonance a lieu suite à un courant induit par les bras d'un Ω dans la boucle de l'autre Ω).

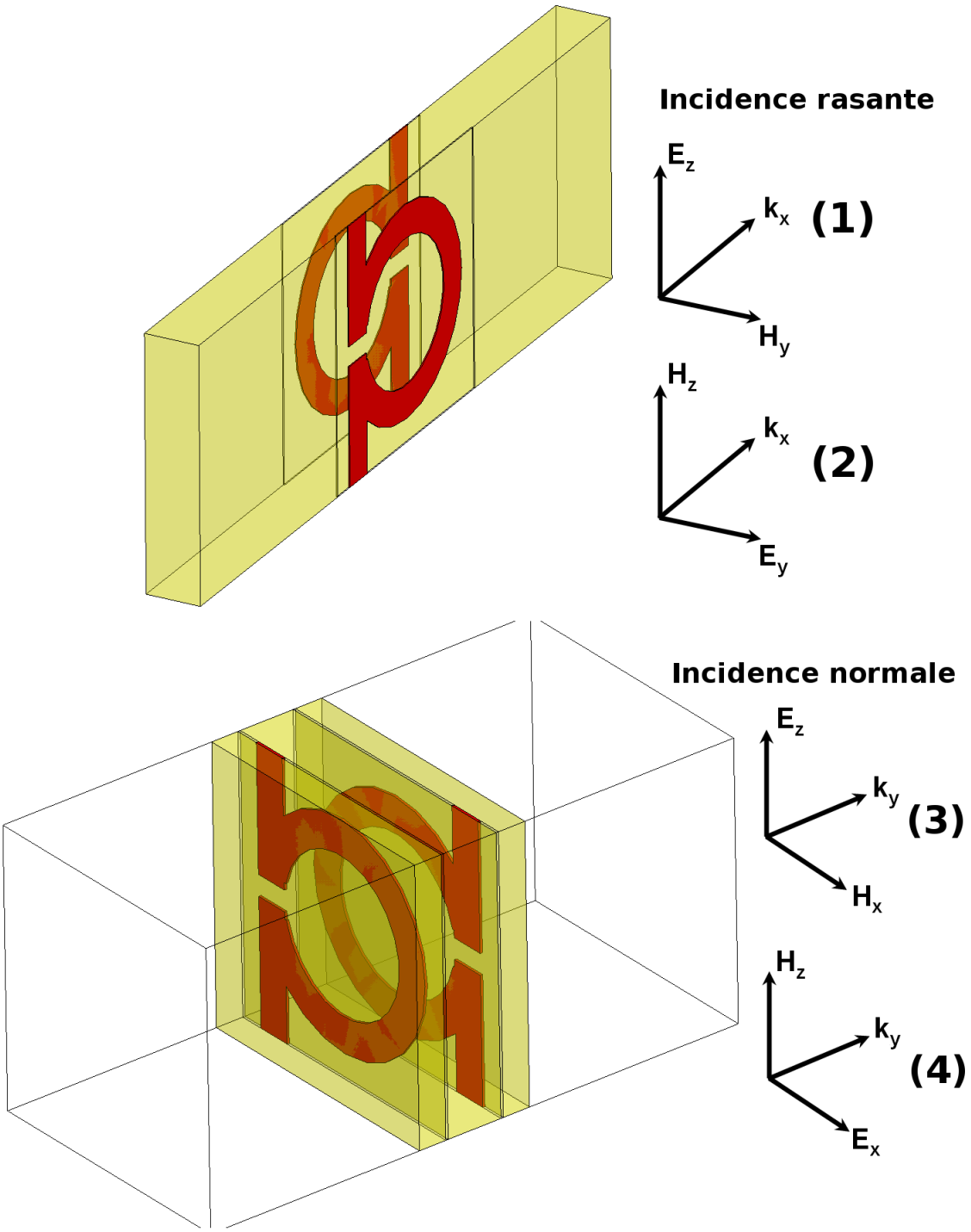

FIGURE 5.29 – Illustration des différentes polarisations de la cellule unitaire afin d'extraire les tenseurs de permittivité et de perméabilité.

Enfin, le cas numéro (4) est décrit par la figure 5.32. Dans cette configuration, la principale particularité réside dans le fait que la permittivité effective extraite présente une valeur plus élevée

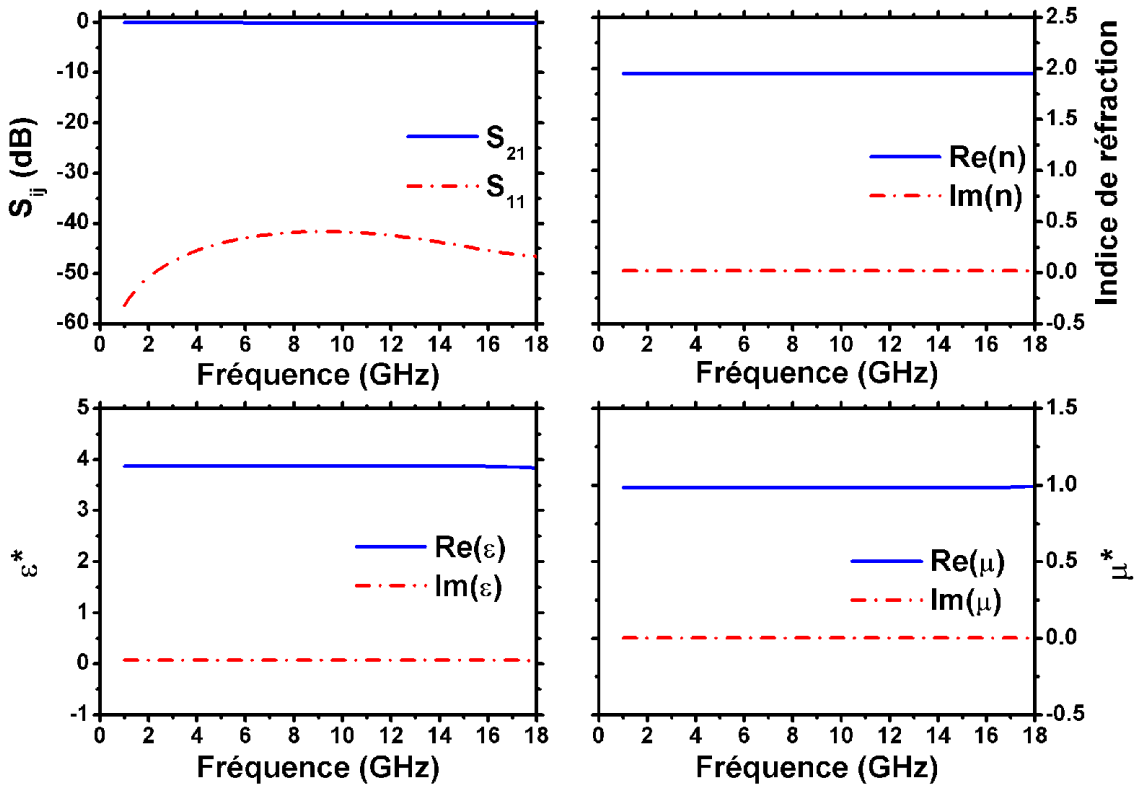

FIGURE 5.30 – Présentation des différents paramètres extraits dans le cas de polarisation numéro (2) de la figure 5.29.

Fréquence(GHz)	10	12.8	15
$\Re e\,(n)$	-1.526	0.002615	0.9139
ϵ_x	14.74+0.32j	15.92+0.3485j	14.35-0.3842j
ϵ_y	3.87+0.07267j	3.87+0.07249j	3.868+0.0718j
ϵ_z	-4.529+0.07673j	0.3417+0.296j	6.797+0.7515j
μ_x	1.068+0.003611j	0.9518+0.0029j	0.9388-0.003045j
μ_y	-0.5137+0.03958j	-0.01304+0.01269j	0.1227+0.003876j
μ_z	1.009+0.001587j	1.075+0.007179j	1.58+0.1246j

TABLE 5.1 – Tableau regroupant les paramètres d'anisotropie.

que celle du substrat seul. En effet, celle-ci possède une valeur constante de 16 dans la gamme de fréquences 6-15 GHz puis montre un caractère résonant au delà des 15 GHz, avec une valeur maximale de 150. Dans cette dernière zone, la partie imaginaire passe dans les valeurs négatives. Une explication claire de cette particularité ne peut être avancée. Une observation similaire peut être trouvée dans la référence [120]. Il apparaît toutefois difficile d'attribuer cette singularité au phénomène résonant dans notre cas.

L'ensemble des quatre simulations décrivent les tenseurs $\bar{\bar{\epsilon}}$ et $\bar{\bar{\mu}}$ de l'équation (5.8), dont les termes diagonaux pour différentes fréquences sont résumés dans le tableau 5.1. Les colonnes cor-

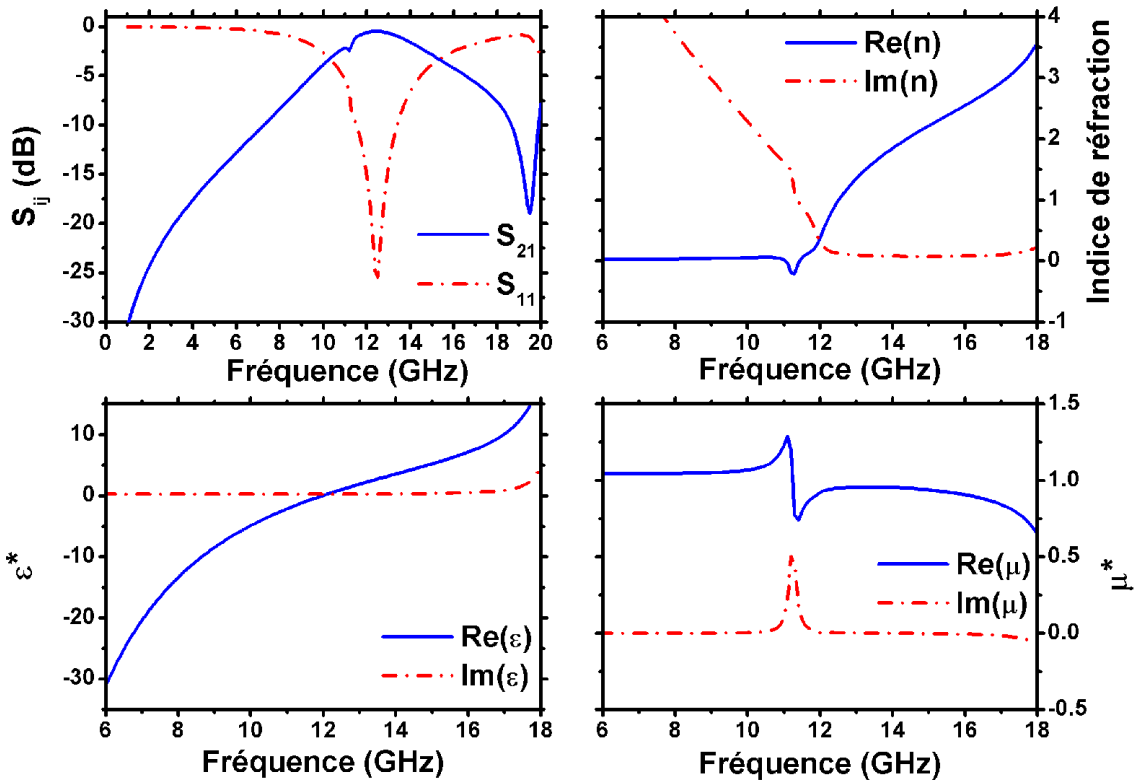

FIGURE 5.31 – Présentation des différents paramètres extraits dans le cas de polarisation numéro (3) de la figure 5.29.

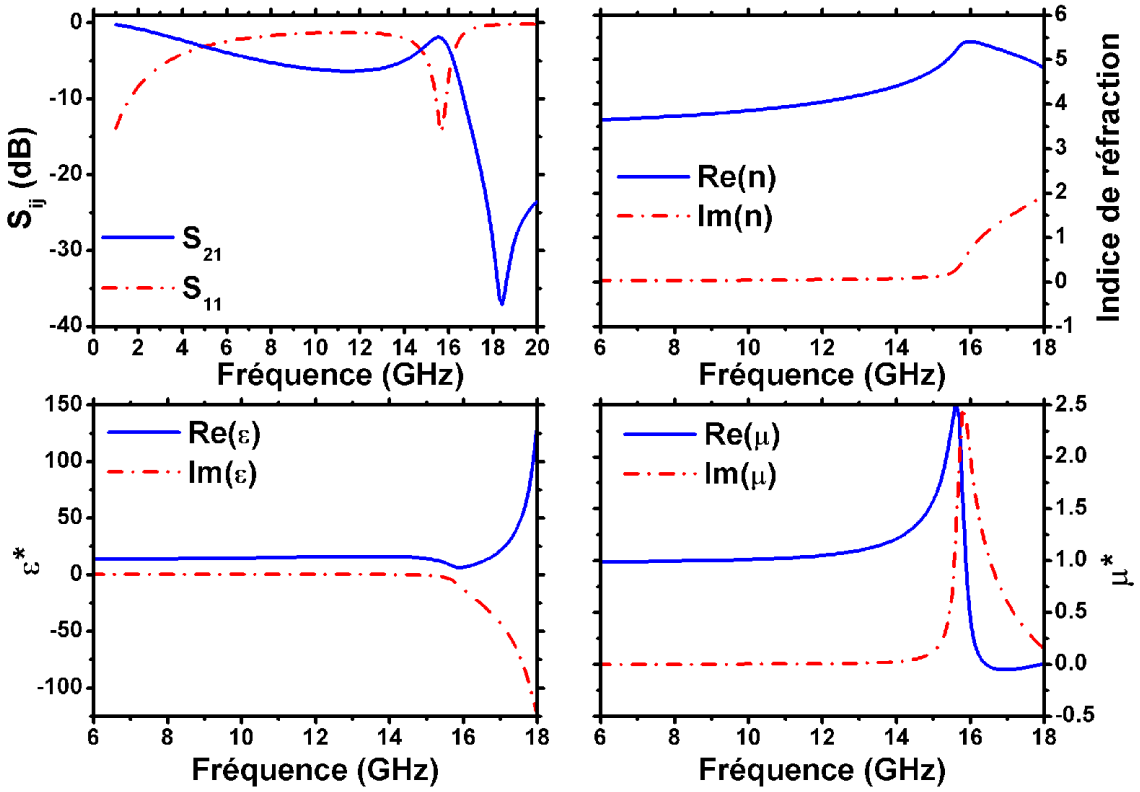

FIGURE 5.32 – Présentation des différents paramètres extraits dans le cas de polarisation numéro (4) de la figure 5.29.

respondant à $\Re\mathrm{e}\,(n)$ indiquent la valeur réelle de l'indice dans le cas (1) de polarisation (figure 5.29).

5.6.3 Simulation en matériau homogène

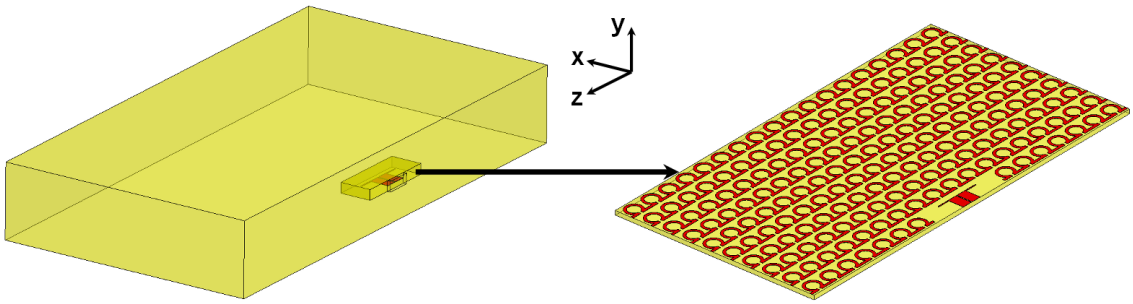

FIGURE 5.33 – Simulation *HFSS* représentant le slab homogénéisé excité par l'antenne dipôle. La microstructuration dans le plan de l'antenne est ici illustrée.

La figure 5.33 montre un volume ayant les propriétés matériau des tenseurs de permittivité et de perméabilité calculés précédemment. Nous considérons dans cette simulation une microstructuration dans le plan de l'antenne, illustrée sur la même figure. En effet, des problèmes ont été rencontrés en intercalant un plan d'époxy seul entre deux volumes de matériau homogénéisé. Dans ce cas il se forme un guide aux différentes interfaces.

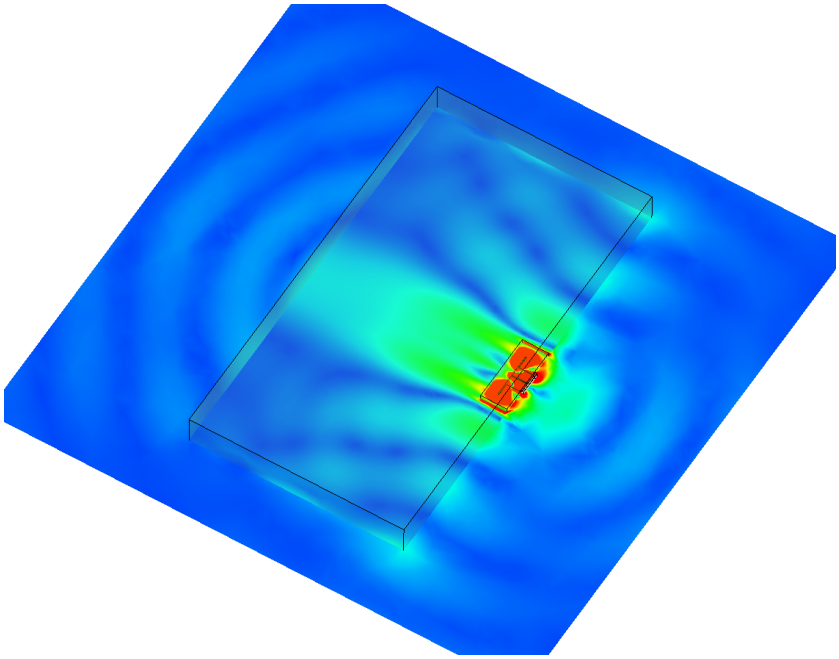

FIGURE 5.34 – Amplitude du champ électrique à la fréquence de 12.8 GHz.

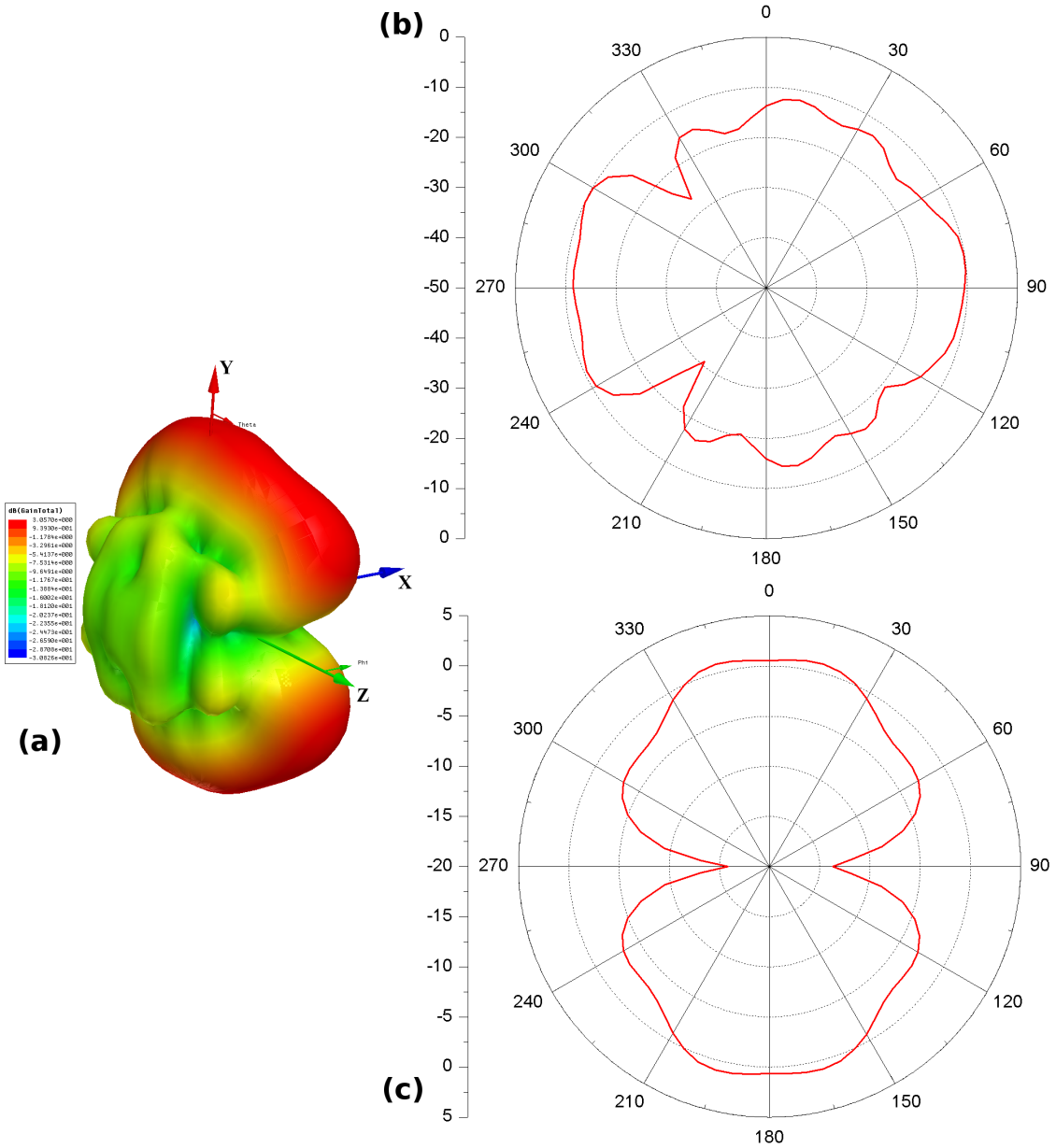

FIGURE 5.35 – (a) Diagramme de rayonnement 3D de la structure à 12.8 GHz (b) Diagramme de rayonnement dans le plan XZ et (c) dans le plan YZ.

La figure 5.34 représente l'amplitude du champ électrique dans le plan XZ à la fréquence de 12.8 GHz, point où l'indice du milieu homogénéisé est nul. La longueur d'onde guidée est bien infinie suivant l'axe x dans la structure. Cependant, nous nous apercevons que l'onde se propage également très bien suivant l'axe z. Ainsi, le caractère fortement anisotrope du matériau empêche l'onde d'excitation de diverger dans la structure, rendant donc impossible l'observation de collimation du faisceau en sortie. L'onde se propage suivant l'axe x de manière rectiligne, recopiant ainsi la source en sortie. Une analogie peut être faite avec les hyper-lens.

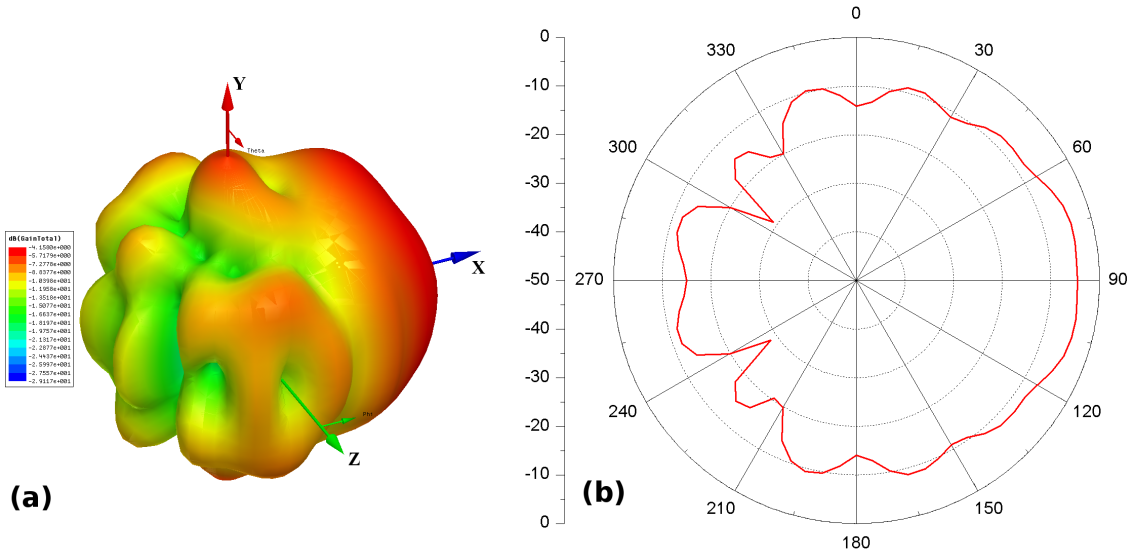

FIGURE 5.36 – (a) Diagramme de rayonnement 3D de la structure à 10 GHz (b) Diagramme de rayonnement dans le plan XZ.

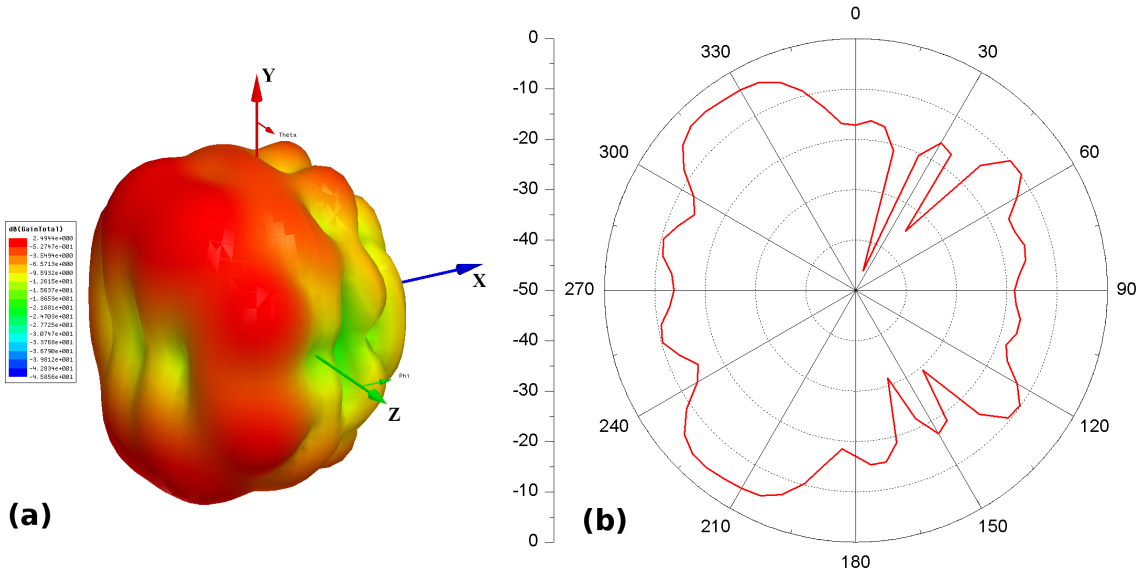

FIGURE 5.37 – (a) Diagramme de rayonnement 3D de la structure à 15 GHz (b) Diagramme de rayonnement dans le plan XZ.

La figure 5.35 indique que le milieu de propagation possède une direction privilégiée autre que celle nous intéressant. En effet, la majeure partie du champ se dirige suivant l'axe y.

Sur la figure 5.36 sont présentés les résultats obtenus en bande main gauche, à la fréquence de 10 GHz. La direction préférentielle est celle suivant l'axe x.

La figure 5.37 montre les résultats obtenus en bande main droite, à la fréquence de 15 GHz. La

direction préférentielle est celle suivant l'axe $-x$.

Etant donné le caractère fortement anisotrope du matériau, les résultats sont assez décevants. En effet, l'onde ne diverge pas dans le plan XZ, nous empêchant ainsi d'observer les phénomènes attendus. Au vu de ces simulations, la fabrication et la caractérisation expérimentale n'ont pas été envisagées.

Conclusion

Un prototype de métamatériau à base de particules Ω permettant d'observer expérimentalement les effets de sélection angulaire a été réalisé. La caractérisation montre un état composite équilibré mis en évidence par la mesure de l'angle réfracté qui passe d'une valeur d'indice négative, nulle puis positive.

La zone de transmission main gauche est large bande, couvrant l'ensemble de la bande X. La propagation droitière se fait quant à elle sur l'ensemble de la bande K_u. Le point de jonction entre ces deux branches de dispersion, correspondant à la zone d'indice nul, se trouve à 12.8 GHz. Il a cependant été mis en évidence que la structure présente une désadaptation assez prononcée, rendant difficile l'injection de l'onde dans ce milieu.

Nous avons essayé de mettre à profit le point particulier d'indice nul en insérant dans le prototype un élément rayonnant à cette fréquence. Le caractère fortement anisotrope du milieu Ω homogénéisé n'autorise pas une divergence du faisceau dans le plan de propagation, empêchant d'observer l'effet de collimation attendu en sortie. Cependant plusieurs directions privilégiées ont été observées suivant la nature de la branche de dispersion exploitée permettant d'envisager des effets de discrimination spatiale.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Le présent travail de thèse a consisté à concevoir et caractériser des structures à base de méta-matériaux, planaires ou volumiques, tirant partie des propriétés d'agilité apportées par une couche mince ferroélectrique.

Cette agilité a été montrée sur des structures guidées, en technologies coplanaire et microruban. Pour le premier cas de figure, des déphaseurs classiques, à retard de phase, ont été conçus montrant un déphasage différentiel de 360° à 30 GHz sous une tension de polarisation de 40 Volts. Par une configuration duale des lignes chargées par des capacités et des inductances localisées, un effet d'avance de phase a été obtenu. Un tel dispositif a été conçu afin de fonctionner en régime dit composite équilibré. Si en absence de tension de polarisation, cette particularité a été mise en évidence, des difficultés apparaissent lorsque l'on désire faire glisser le diagramme de dispersion par un contrôle en tension. En effet, l'extraction des paramètres effectifs a montré que la perméabilité effective voit sa fréquence plasma évoluer plus rapidement en tension que celle de la permittivité effective. La conséquence directe est la rupture de la condition d'équilibre, montrant un début de bande interdite sous 40 Volts.

Concernant la technologie microruban, il s'agit d'une application de type filtre réjecteur. Dans ce travail, un filtre « notch » à base de résonateurs à anneaux fendus (Split Ring Resonators : SRR) a ainsi été réalisé. Au voisinage de la fréquence de résonance des anneaux, l'énergie se trouve piégée par un effet de localisation. Une réjection apparaît alors dans le coefficient de transmission de la ligne. Sur ce principe, nous avons mis en évidence le caractère critique des pertes diélectriques dans les structures résonantes à l'aide de simulations numériques. En effet, le niveau de réjection ainsi que le facteur de qualité se trouvent très dégradés par la tangente de pertes valant environ 0.1 à ces fréquences. Afin de minimiser ces pertes diélectriques, nous avons décidé de microstructurer le film mince qui ne subsiste que sous les éléments accordables. Un circuit de polarisation composé de stubs radiaux et « demi-lunes », possédant une impédance d'entrée nulle à la fréquence de fonctionnement, a permis d'isoler les signaux continus et hyperfréquences. Les mesures ont confirmé les simulations. Le décalage fréquentiel en fonction de la tension maximale du pic de résonance vaut 1.1 GHz.

L'effet de routage spatial des ondes a été montré sur un prototype en forme de prisme. La cellule élémentaire est composée d'inclusions métalliques ayant la forme de lettres Ω. Le principal

avantage de cette solution est une bande passante plus large que les structures classiques à base de fils métalliques et de SRRs. La solution technologique retenue pour la fabrication est de type « Printed Circuit Board » (PCB). Ainsi, le substrat étant de type époxy (tanδ=2×10^{-2}), les pertes d'insertions mesurées restent relativement élevées (environ 1dB/cellule). Des simulations ont montré une amélioration notable du niveau de transmission S_{21} en utilisant par exemple un substrat Rogers TMM4 ayant une valeur d'angle de pertes plus faible d'un ordre de grandeur comparativement à l'époxy. En dépit d'un niveau de pertes élevé sur le prototype actuel, la preuve expérimentale de la discrimination spatiale a été apportée. L'onde se réfracte de manière négative, nulle ou positive suivant la fréquence.

Pour l'avenir, en ce qui concerne les structures accordables, l'amélioration doit porter impérativement sur la maîtrise des pertes. En l'état actuel des choses, il nous semble en effet difficile de prôner l'utilisation de ces structures pour de nouvelles fonctionnalités, notamment les lignes à avance de phase, sachant que les pertes d'insertions sont souvent de plusieurs dB. La méthode sol-gel présente un certain nombre d'avantages en termes de coût et de facilité de mise en œuvre. Il semble cependant qu'un travail d'optimisation important doit être effectué pour obtenir des valeurs d'angle de pertes de l'ordre du pourcent non seulement en gamme centimétrique mais aussi millimétrique.

L'un des résultats essentiels de ce travail a été la démonstration d'un effet composite équilibré tant pour des architectures de type lignes de transmission que pour des matériaux volumiques. Il nous semble à l'avenir que ces effets puissent être utilisés systématiquement pour les structures guidées à déphasage nul que pour les applications mettant en jeu des éléments rayonnants. On trouve dans la littérature un certain nombre d'idées permettant de considérer le balayage électronique par la notion d'antennes à ondes de fuite basée sur des lignes composites. Dans le cadre de ce travail, nous avons montré également la possibilité de balayage d'un faisceau rayonné par un changement de fréquence. Or, les applications pratiques demandent un fonctionnement pour une porteuse fixe. La technologie ferroélectrique présentée ici ne peut malheureusement résoudre ce problème. Compte tenu de la nécessité de réaliser des films minces accordables par des tensions de quelques dizaines de Volts, il nous semble dans ce cas nécessaire de réfléchir à d'autres formes de commande des propriétés de dispersion, notamment par les cristaux liquides.

Rappelons que les structures volumiques développées ici nécessitent une incidence rasante. Il en résulte une grande sensibilité aux techniques d'assemblage des substrats élémentaires qu'ils soient fabriqués par PCB ou par les technologies de la microélectronique. Dans l'optique de la diffusion des techniques métamatériaux dans l'industrie, il nous semble primordial de développer de nouvelles structures volumiques sous incidence normale. Plusieurs pistes sont actuellement à l'étude, notamment celles basées sur l'empilement de microrésonateurs de type SRR mettant en jeu la propagation d'ondes couplées magnétiquement ou des structures de type « filet de pêche » (fishnet).

Il reste un point important dans le développement des métamatériaux futur qu'il nous semble impératif de poursuivre qui concerne la miniaturisation. Par des règles de conception à des échelles bien plus petites que la longueur d'onde permettant également d'introduire des effets de résonance et donc des valeurs extrêmes de ϵ_{eff} et μ_{eff}, il est concevable de réduire souvent d'un ordre de grandeur les dimensions des dispositifs. C'est en particulier vrai pour les éléments rayonnants qui sont à présent incontournables dans les applications de communication et d'identification. Les

applications RFID (Radio Frequency IDentification) qui devraient dans un horizon très proche remplacer l'ensemble des technologies codes barres sont un des exemples les plus représentatifs de ces technologies futures.

BIBLIOGRAPHIE

[1] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long et M. R. Querry, « Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared », *Applied Optics*, vol. 24, p. 4493–4499, 1985.

[2] P. B. Johnson et R. W. Christy, « Optical constants of the noble metals », *Physical Review B*, vol. 6, p. 4370–4379, 1972.

[3] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins et W. J. Stewart, « Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, p. 2075–2084, 1999.

[4] V. G. Veselago, « The electrodynamics of substances with simultaneously negatives values of Epsilon and Mu », *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 10, p. 509–514, 1968.

[5] B. Ravelo, A. Pérennec, M. L. Roy et Y. G. Boucher, « Active microwave circuit with negative group delay », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 17, p. 861–863, 2007.

[6] D. R. Smith et N. Kroll, « Negative refractive index in left-handed materials », *Physical Review Letters*, vol. 85, p. 2933–2936, 2000.

[7] M. Gokkavas, K. Guven, I. Bulu, K. Aydin, R. S. Penciu, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis et E. Ozbay, « Experimental demonstration of a left-handed metamaterial operating at 100 GHz », *Physical Review B*, vol. 73, p. 193103, 2006.

[8] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser et S. Schultz, « Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity », *Physical Review Letters*, vol. 84, p. 4184–4187, 2000.

[9] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. C. Nemat-Nasser et S. Schultz, « Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial », *Applied Physics Letters*, vol. 78, p. 489–491, 2001.

[10] A. Grbic et G. V. Eleftheriades, « Overcoming the difraction limit with a planar left-handed transmission-line lens », *Physical Review Letters*, vol. 92, p. 1–4, 2004.

[11] C. Caloz et T. Itoh, « Transmission line approach of left-handed (LH) materials and microstrip implementation of an artificial LH transmission line », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 52, p. 1159–1166, 2004.

[12] L. Brillouin, *Wave propagation in periodic structures.* Dover Publications, 1946.

[13] G. V. Eleftheriades, A. K. Iyer et P. C. Kremer, « Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 50, p. 2702–2712, 2002.

[14] A. Grbic et G. V. Eleftheriades, « Periodic analysis of a 2-D negative refractive index transmission line structure », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51, p. 2604–2611, 2003.

[15] P. Alitalo, S. Maslovski et S. Tretyakov, « Experimental verification of the key properties of a three-dimensional isotropic transmission-line superlens », *Journal of Applied Physics*, vol. 99, p. 124910, 2006.

[16] J. B. Pendry, « Negative refraction makes a perfect lens », *Physical Review Letters*, vol. 85, p. 3966–3969, 2000.

[17] L. Lewin, « The electrical constants of a material loaded with spherical particles », *The Journal of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 94, p. 65–68, 1947.

[18] C. L. Holloway, E. F. Kuester, J. Barker-Javis et P. Kabos, « A double negative (DNG) composite medium composed of magnetodielectric spherical particles embedded in a matrix », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51, p. 2596–2603, 2003.

[19] L. Jylha, I. Kolmakov, S. Maslovski et S. Tretyakov, « Modeling of isotropic backward-wave materials composed of resonant spheres », *Journal of Applied Physics*, vol. 99, p. 043102, 2006.

[20] I. Vendik, O. Vendik, I. Kolmakov et M. Odit, « Modelling of isotropic double negative media for microwave applications », *Opto-Electronics Review*, vol. 14, p. 179–186, 2006.

[21] B. I. Popa et S. A. Cummer, « Compact dielectric particles as a building block for low-loss magnetic metamaterials », *Physical Review Letters*, vol. 100, p. 207401, 2008.

[22] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr et D. R. Smith, « Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies », *Science*, vol. 314, p. 977–980, 2006.

[23] D. P. Gaillot, C. Croenne et D. Lippens, « An all-dielectric route for terahertz cloaking », *Optics Express*, vol. 16, p. 3986–3992, 2008.

[24] S. S. Gevorgian et E. L. Kollberg, « Do we really need ferroelectrics in paraelectric phase only in electrically controlled microwave devices ? », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 49, p. 2117–2124, 2001.

[25] S. Abadei, S. Gevorgian, C. R. Cho, A. Grishin, J. Andreasson et T. Lindback, « DC field dependent properties of NaKNbO3/SiO2/Si structures at millimeter-wave frequencies », *Applied Physics Letters*, vol. 78, p. 1900–1902, 2001.

[26] M. A. Ahmad, M. Brunet, S. Payan, D. Michau, M. Maglione et R. Plana, « Wild-tunable low-field interdigitated barium strontium titanate capacitors », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 17, p. 769–771, 2007.

[27] M. Cole, P. Joshi, M. Ervin, M. Wood et R. Pfeffer, « The influence of Mg doping on the materials properties of BaSrTiO3 thin films for tunable device applications », *Thin Solid Films*, vol. 374, p. 34–41, 2000.

[28] A. Srivastava, D. Kumar, R. K. Singh, H. Venkataraman et W. R. Eisenstadt, « Improvement in electrical and dielectric behavior of BaSrTiO3 thin films by Ag doping », *Physical Review B*, vol. 61, p. 7305–7307, 2000.

[29] M. Lorenz, H. Hochmuth, M. Schallner, R. Heidinger, D. Spemann et M. Grundmann, « Dielectric properties of Fe-doped BaSrTiO3 thin films on polycrysalline substrates at temperatures between -35 and +85°c », *Solid-State Electronics*, vol. 47, p. 2199–2203, 2003.

[30] M. C. Chiu, H. C. Yao, C. J. Huang et F. S. Shieu, « Improvement of dielectric properties of BaSrTiO3 thin films by MgO doping », *Journal of Applied Physics*, vol. 102, p. 014110, 2007.

[31] A. Rousseau, V. Laur, M. Guilloux-Viry, G. Tanné, F. Huret, S. Députier, A. Perrin, F. Lalu et P. Laurent, « Pulsed laser deposited KNbO3 thin films for applications in high frequency range », *Thin Solid Films*, vol. 515, p. 2353–2360, 2006.

[32] V. Laur, A. Rousseau, G. Tanné, P. Laurent, S. Députier, M. Guilloux-Viry et F. Huret, « KTaNbO3 ferroelectric thin film behavior at microwave frequencies for tunable applications », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 53, p. 2280–2286, 2006.

[33] A. Rousseau, V. Laur, S. Députier, V. Bouquet, M. Guilloux-Viry, G. Tanné, P. Laurent, F. Huret et A. Perrin, « Influence of substrate on the pulsed laser deposition growth and microwave behaviour of KTaNbO3 potassium tantalate niobate ferroelectric thin films », *Thin Solid Films*, vol. 516, p. 4882–4888, 2008.

[34] W. C. Shih, P. C. Juan et J. Y. M. Lee, « Fabrication and characterization of metal-ferroelectric (PbZrTiO3)-insulator (Y2O3)-semiconductor field effect transistors for nonvolatile memory applications », *Journal of Applied Physics*, vol. 103, p. 094110, 2008.

[35] O. Auciello, « Science and technology of thin films and interfacial layers in ferroelectric and high-dielectric constant heterostructures and application to devices », *Journal of Applied Physics*, vol. 100, p. 051614, 2006.

[36] F. D. Flaviis, N. G. Alexopoulos et O. M. Stafsudd, « Planar microwave integrated phase-shifter design with high purity ferroelectric material », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 45, p. 963–969, 1997.

[37] G. Velu, K. Blary, L. Burgnies, J. C. Carru, E. Delos, A. Marteau et D. Lippens, « A 310°/3.6-dB K-band phaseshifter using paraelectric BST thin films », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 16, p. 87–89, 2006.

[38] E. Erker, A. Nagra, Y. Liu, P. Periaswamy, T. Taylor, J. Speck et R. York, « Monolithic Ka-band phase shifter using voltage tunable BaSrTiO3 parallel plate capacitors », *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 10, p. 10–12, 2000.

[39] P. M. Suherman, T. J. Jackson, Y. Y. Tse, I. P. Jones, R. I. Chakalovaand, M. J. Lancaster et A. Porch, « Microwave properties of BaSrTiO3 thin film coplanar phase shifters », *Journal of Applied Physics*, vol. 99, p. 104101, 2006.

[40] H. C. Ryu, S. E. Moon, S. J. Lee, M. H. Kwak, Y. T. Kim et K. Y. Kang, « A K-band distributed analog phase shifter using etched BaSrTiO3 thin films », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 43, p. 6746–6749, 2004.

[41] A. S. Nagra et R. A. York, « Distributed analog phase shifters with low insertion loss », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, p. 1705–1711, 1999.

[42] A. Borgioli, Y. Liu, A. S. Nagra et R. A. York, « Low-loss distributed MEMS phase shifter », *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 10, p. 7–9, 2000.

[43] F. Guérin, J. M. Chappe, P. Joffre et D. Dolfi, « Modeling, synthesis and characterization of a millimeter-wave multilayer microstrip liquid crystal phase shifter », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 36, p. 4409–4413, 1997.

[44] N. Martin, P. Laurent, G. Prigent, P. Gelin et F. Huret, « Technological evolution and performances improvements of a tunable phase-shifter using liquid crystal », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 43, p. 338–341, 2004.

[45] F. Dubois, F. Krasinsky, B. Splingart, N. Tentillier, C. Legrand, A. Spadlo et R. Dabrowski, « Large microwave birefringence liquid-crystal characterization for phase-shifter applications », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 47, p. 3564–3567, 2008.

[46] H. Fujikake, T. Kuki, H. Kamoda, F. Sato et T. Nomoto, « Voltage-variable microwave delay line using ferroelectric liquid crystal with aligned submicron polymer fibers », *Applied Physics Letters*, vol. 83, p. 1815–1817, 2003.

[47] H. Moritake, S. Morita, R. Ozaki, T. Kamei et Y. Utsumi, « Fast-switching microwave phase shifter of coplanar waveguide using ferroelectric liquid crystal », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 46, p. L519–L521, 2007.

[48] D. Kim, *Monolithic analog phase shifters based on barium strontium titanate coated sapphire substrates for WLAN applications.* Thèse doctorat, Georgia Institute of Technology, 2004.

[49] M. W. Cole, E. Ngo, S. Hirsch, J. D. Demaree, S. Zhong et S. P. Alpay, « The fabrication and material properties of compositionally multilayered BaSrTiO3 thin films for realization of temperature insensitive tunable phase shifter devices », *Journal of Applied Physics*, vol. 102, p. 034104, 2007.

[50] C. Caloz et T. Itoh, « Metamaterials for high-frequency electronics », *Proceedings of the IEEE*, vol. 93, p. 1744–1752, 2005.

[51] A. Lai, C. Caloz et T. Itoh, « Composite right/left-handed transmission line metamaterials », *IEEE Microwave Magazine*, vol. 5, p. 34–50, September 2004.

[52] H. Chen, B. I. Wu, L. Ran, T. M. Grzegorczyk et J. A. Kong, « Controllable left-handed metamaterial and its application to a steerable antenna », *Applied Physics Letters*, vol. 89, p. 053509, 2006.

[53] H. Chen, L. Ran, J. Huangfu, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorczyk et J. A. Kong, « Left-handed materials composed of only S-shaped resonators », *Physical Review E*, vol. 70, p. 057605, 2004.

[54] J. Valasek, « Piezo-electric and allied phenomena in Rochelle salt », *Physical Review*, vol. 17, p. 475–480, 1921.

[55] G. Smolenskii et K. Rozgachev, « Segnetoelektricheskie svoistva tverdykh rastvorov V sisteme titanat bariya titanat strontsiya », *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, vol. 24, p. 1751–1760, 1954.

[56] Y. A. Boikov, Z. G. Ivanov, A. N. Kiselev, E. Olsson et T. Claeson, « Epitaxial YBaCuO/BaSrTiO3 heterostructures on silicon-on-sapphire for tunable microwave components », *Journal of Applied Physics*, vol. 78, p. 4591–4595, 1995.

[57] G. Velu, J. C. Carru, E. Cattan, D. Remiens, X. Melique et D. Lippens, « Deposition of ferroelectric BST thin films by sol gel route in view of electronic applications », *Ferroelectrics*, vol. 288, p. 59–69, 2003.

[58] G. Velu, *Films minces de BST : Méthode de dépôt sol-gel et caractérisations hyperfréquences.* Thèse doctorat, HDR, Université du Littoral, 2008.

[59] R. Thomas et D. C. Dube, « Extended technique for complex permittivity measurement of dielectric films in the microwave region », *Electronics Letters*, vol. 33, p. 218–220, 1997.

[60] S. S. Gevorgian, T. Martinsson, P. L. J. Linner et E. L. Kollberg, « CAD models for multilayered substrate interdigital capacitors », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 44, p. 896–904, 1996.

[61] C. P. Wen, « Coplanar waveguide : a surface strip transmission line suitable for nonreciprocal gyromagnetic device applications », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 17, p. 1087–1090, 1969.

[62] S. S. Gevorgian, P. L. J. Linner et E. L. Kollberg, « CAD models for shielded multilayered CPW », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, p. 772–779, 1995.

[63] H. T. Lue et T. Y. Tseng, « Application of on-wafer TRL calibration on the measurement of microwave properties of BaSrTiO3 thin films », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 48, p. 1640–1647, 2001.

[64] L. Burgnies, G. Velu, G. Houzet, K. Blary, J. C. Carru et D. Lippens, « A TRL-like calibration for tunable interdigitated BST varactors », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 57, p. 1127–1132, 2008.

[65] L. Burgnies, G. Velu, K. Blary, J. C. Carru et D. Lippens, « Tunability of ferroelectric varactors up to 60 GHz », *Electronics Letters*, vol. 43, p. 1151–1152, 2007.

[66] D. S. Jeong, C. S. Hwang, J. D. Baniecki, T. Shioga, K. Kurihara, N. Kamehara et M. Ishii, « Dielectric constant dispersion of yttrium-doped BaSrTiO3 films in the high-frequency (10 kHz–67 GHz) domain », *Applied Physics Letters*, vol. 87, p. 232903, 2005.

[67] K. Kim, T. Yun, J. Lee, M. Chaker et K. Wu, « Tunable BaSrTiO3 interdigital capacitor onto Si wafer for reconfigurable radio », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 49, p. 2144–2148, 2007.

[68] G. F. Engen et C. A. Hoer, « "Thru-Reflect-Line" : an improved technique for calibrating the dual six-port automatic network analyzer », *IEEE Transactions on Microwave theory and Techniques*, vol. 27, p. 987–993, 1979.

[69] N. N. Alford, P. K. Petrov, A. G. Gagarin, A. B. Kozyrev, A. I. Sokolov, O. I. Soldatenkov et V. A. Volpyas, « Enhanced electrical properties of ferroelectric thin films by ultraviolet radiation », *Applied Physics Letters*, vol. 87, p. 222904, 2005.

[70] O. G. Vendik, S. P. Zubko et M. A. Nikol'ski, « Microwave loss-factor of BaSrTiO3 as a function of temperature, biasing field, barium concentration, and frequency », *Journal of Applied Physics*, vol. 92, p. 7448–7452, 2002.

[71] A. K. Tagantsev, V. O. Sherman, K. F. Astafiev, J. Venkatesh et N. Setter, « Ferroelectric materials for microwave tunable applications », *Journal of Electroceramics*, vol. 11, p. 5–66, 2004.

[72] G. Houzet, L. Burgnies, G. Velu, J. C. Carru et D. Lippens, « Dispersion and loss of ferroelectric BaSrTiO3 thin films up to 110 GHz », *Applied Physics Letters*, vol. 93, p. 053507, 2008.

[73] J. C. Booth, I. Takeuchi et K. S. Chang, « Microwave-frequency loss and dispersion in ferroelectric BaSrTiO3 thin films », *Applied Physics Letters*, vol. 87, p. 082908, 2005.

[74] 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, p. 3215–3220, 2005.

[75] J. L. Coutaz, *Optoélectronique térahertz.* EDP Sciences, 2008.

[76] S. L. Marple, *Digital spectral analysis with applications.* Prentice Hall P T R, 1987.

[77] L. Duvillaret, F. Garet et J. L. Coutaz, « A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, p. 739–746, 1996.

[78] M. J. W. Rodwell, S. T. Allen, R. Y. Yu, M. G. Case, U. Bhattacharya, M. Reddy, E. Carman, M. Kamegawa, Y. Konishi, J. Pusl et R. Pullela, « Active and nonlinear wave propagation devices in ultrafast electronics and optoelectronics », *Proceedings of the IEEE*, vol. 82, p. 1037–1059, 1994.

[79] G. Velu, K. Blary, L. Burgnies, A. Marteau, G. Houzet, D. Lippens et J. C. Carru, « A 360deg BST phase shifter with moderate bias voltage at 30 GHz », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 55, p. 438–444, 2007.

[80] Z. Zhao, X. Wang, K. Choi, C. Lugo et A. T. Hunt, « Ferroelectric phase shifters at 20 and 30 GHz », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 55, p. 430–437, 2007.

[81] G. Velu, G. Houzet, L. Burgnies, J. C. Carru, A. Marteau, K. Blary, D. Lippens, P. Mounaix, M. Tondusson et E. Nguéma, « Electrical characterizations of paraelectric BST thin films up to 1THz. Realization of microwave phaseshifters », *Ferroelectrics*, vol. 353, p. 29–37, 2007.

[82] B. Acikel, T. R. Taylor, P. J. Hansen, J. S. Speck et R. A. York, « A new high performance phase shifter using BaSrTiO3 thin films », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 12, p. 237–239, 2002.

[83] W. B. Weir, « Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies », *Proceedings of the IEEE*, vol. 62, p. 33–36, 1974.

[84] P. F. Combes, *Micro-ondes : Lignes, guides et cavités.* Dunod, 1996.

[85] A. Marteau, G. Velu, G. Houzet, L. Burgnies, E. Lheurette, J. C. Carru et D. Lippens, « Ferroelectric tunable balanced right- and left-handed transmission lines », *Applied Physics Letters*, vol. 94, p. 023507, 2009.

[86] B. Bianco et M. Parodi, « Determination of the propagation constant of uniform microstrip lines », *Alta Frequenza*, vol. 45, p. 107–110, 1976.

[87] O. F. Siddiqui, M. Mojahedi et G. V. Eleftheriades, « Periodically loaded transmission line with effective negative refractive index and negative group velocity », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51, p. 2619–2625, 2003.

[88] D. Kuylenstierna, A. Vorobiev, P. Linner et S. Gevorgian, « Composite right/left handed transmission line phase shifter using ferroelectric varactors », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 16, p. 167–169, 2006.

[89] C. Caloz et T. Itoh, *Electromagnetic metamaterials : transmission line theory and microwave applications.* John Wiley and Sons, 2005.

[90] I. Gil, J. Garcia-Garcia, J. Bonache, F. Martin, M. Sorolla et R. Marques, « Varactor-loaded split ring resonators for tunable notch filters at microwave frequencies », *Electronics Letters*, vol. 40, p. 1347–1348, 2004.

[91] I. Gil, J. Bonache, J. Garcia-Garcia et F. Martin, « Tunable metamaterial transmission lines based on varactor-loaded split-ring resonators », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 54, p. 2665–2674, 2006.

[92] E. O. Hammerstad, « Equations for mirostrip circuit design », *5th European Microwave Conference*, vol. 5, p. 268–272, 1975.

[93] I. V. Shadrivov, S. K. Morrison et Y. S. Kivshar, « Tunable split-ring resonators for nonlinear negative-index metamaterials », *Optics Express*, vol. 14, p. 9344–9349, 2006.

[94] R. Sorrentino et L. Roselli, « A new simple and accurate formula for microstrip radial stub », *IEEE Microwave and guided wave letters*, vol. 82, p. 480–482, 1992.

[95] B. A. Syrett, « A broad-band element for microstrip bias or tuning circuits », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 28, p. 925–927, 1980.

[96] B. Senapati et C. K. Maiti, « Performance of SiGe-HBTs and its amplifiers », *Solid-State Electronics*, vol. 45, p. 1905–1908, 2001.

[97] P. Shi, X. Yao et L. Zhang, « Reactive ion etching of sol-gel-derived BST thin film », *Ceramics International*, vol. 30, p. 1513–1516, 2004.

[98] G. Houzet, X. Melique, G. Velu, L. Burgnies, J. C. Carru et D. Lippens, « Microstrip transmission line loaded by SRRs tunabled by ferroelectrics », *in Metamaterials 2009, London*, 2009.

[99] M. Gil, C. Damn, A. Giere, M. Sazegar, J. Bonache, R. Jakoby et F. Martin, « Electrically tunable split-ring resonators at microwave frequencies based on barium-strontium-titanate thick films », *Electronics Letters*, vol. 45, p. 417–418, 2009.

[100] J. Huangfu, L. Ran, H. Chen, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorczyk et J. A. Kong, « Experimental confirmation of negative refractive index of a metamaterial composed of Omega-like metallic patterns », *Applied Physics Letters*, vol. 84, p. 1537, 2004.

[101] M. M. I. Saadoun et N. Engheta, « A reciprocal phase shifter using novel pseudochiral or Omega medium », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 5, p. 184–188, 1992.

[102] E. Lheurette, O. Vanbésien et D. Lippens, « Double negative media using interconnected Omega-type metallic particules », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 49, p. 84–90, 2007.

[103] M. Caulton, *Lumped elements in microwave integrated circuits, Advances in Microwaves, vol.8.* 1974.

[104] C. R. Simovski et S. He, « Frequency range and explicit expressions for negative permittivity and permeability for an isotropic medium formed by a lattice of perfectly conducting Omega particles », *Physics Letters A*, vol. 311, p. 254–263, 2003.

[105] E. Verney, B. Sauviac et C. R. Simovski, « Isotropic metamaterial electromagnetic lens », *Physics Letters A*, vol. 331, p. 244–247, July 2004.

[106] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart et I. Youngs, « Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures », *Physical Review Letters*, vol. 76, p. 4773–4776, 1996.

[107] I. Bulu, H. Caglayan et E. Ozbay, « Designing materials with desired electromagnetic properties », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 48, p. 2611–2615, 2006.

[108] Z. Sheng et V. V. Varadan, « Tuning the effective properties of metamaterials by changing the substrate properties », *Journal of Applied Physics*, vol. 101, p. 014909, 2007.

[109] F. Zhang, L. Kang, Q. Zhao, J. Zhou, X. Zhao et D. Lippens, « Magnetically tunable left handed metamaterials by liquid crystal orientation », *Optics Express*, vol. 17, p. 4360–4366, 2009.

[110] F. Zhang, D. P. Gaillot, C. Croenne, E. Lheurette, X. Melique et D. Lippens, « Low-loss left-handed metamaterials at millimeter waves », *Applied Physics Letters*, vol. 93, p. 083104, 2008.

[111] L. Ran, J. Huangfu, H. Chen, X. Zhang, K. Cheng, T. Grzegorczyk et J. Kong, « Experimental study on several left-handed metamaterials », *Progress in Electromagnetic Research*, vol. 51, p. 249–279, 2005.

[112] R. A. Shelby, D. R. Smith et S. Schultz, « Experimental verification of a negative index of refraction », *Science*, vol. 292, p. 77–79, 2001.

[113] E. Lheurette, G. Houzet, J. Carbonell, F. Zhang, O. Vanbésien et D. Lippens, « Omega-type balanced composite negative refractive index materials », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 56, p. 3462–3469, 2008.

[114] F. Zhang, G. Houzet, E. Lheurette, D. Lippens, M. Chaubet et X. Zhao, « Negative-zero-positive metamaterial with omega-type metal inclusions », *Journal of Applied Physics*, vol. 103, p. 084312, 2008.

[115] A. Namba, O. Wada, Y. Toyota, Y. Fukumoto, Z. L. Wang, R. Koga, T. Miyashita et T. Watanabe, « A simple method for measuring the relative permittivity of printed circuit board materials », *IEEE Transactions onElectromagnetic Compatibility*, vol. 43, p. 515–519, 2001.

[116] J. F. Woodley et M. Mojahedi, « Negative group velocity and group delay in left-handed media », *Physical Review E*, vol. 70, p. 046603, 2004.

[117] K. C. Gupta, R. Garg, I. Bahl et P. Bhartia, *Microstrip lines and slotlines.* Artech House, 1996.

[118] F. Zhang, S. Potet, J. Carbonell, E. Lheurette, O. Vanbesien, X. Zhao et D. Lippens, « Negative-zero-positive refractive index in a prism-like omega-type metamaterial », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56, p. 2566–2573, 2008.

[119] Z. Li, K. Aydin et E. Ozbay, « Determination of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials from reflection and transmission coefficients », *Physical Review E*, vol. 79, p. 026610, 2009.

[120] H. Chen, J. Zhang, Y. Bai, Y. Luo, L. Ran, Q. Jiang et J. A. Kong, « Experimental retrieval of the effective parameters of metamaterials based on a waveguide method », *Optics Express*, vol. 14, p. 12944–12949, 2006.

PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS

Publications internationales

1. *« A ferroelectric tunable balanced right-left handed transmission line »*, A. Marteau, G. Velu, G. Houzet, L. Burgnies, E. Lheurette, J.C. Carru et D. Lippens, **Applied Physics Letters, 2009, vol. 94, p. 023507**.

2. *« Omega-type balanced composite negative refractive index materials »*, E. Lheurette, G. Houzet, J. Carbonell, F. Zhang, O. Vanbésien et D. Lippens, **IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2008, vol. 56, pp. 3462-3469**.

3. *« Dispersion and loss of ferroelectric $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ thin films up to 110 GHz »*, G. Houzet, L. Burgnies, G. Velu, J. C. Carru et D. Lippens, **Applied Physics Letters, 2008, vol. 93, p. 053507**.

4. *« A TRL-like calibration for tunable interdigitated BST varactors »*, L. Burgnies, G. Vélu, G. Houzet, K. Blary, J.C. Carru et D. Lippens, **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2008, vol. 57, pp. 1127-1132**.

5. *« Negative-zero-positive metamaterial with omega-type metal inclusions »*, F. Zhang, G. Houzet, E. Lheurette, D. Lippens, M. Chaubet et X.P. Zhao, **Journal of Applied Physics, 2008, vol. 103, p. 084312**.

6. *« Characterization of ferroelectric films up to 60 GHz : application to phase shifters »*, G. Vélu, L. Burgnies, G. Houzet, K. Blary, D. Lippens et J.C. Carru, **Integrated Ferroelectrics, 2007, vol. 93, pp. 110-118**.

7. *« Electrical characterizations of paraelectric BST thin films up to 1THz. Realization of microwave phaseshifters »*, G. Vélu, G. Houzet, L. Burgnies, J. C. Carru, A. Marteau, K. Blary, D. Lippens, P. Mounaix, M. Tondusson et E. Nguéma, **Ferroelectrics, 2007, vol. 353, pp. 29-37**.

8. *« A 360° BST phase shifter with moderate bias voltage at 30GHz »*, G. Vélu, K. Blary, L. Burgnies, A. Marteau, G. Houzet, D. Lippens et J.C. Carru, **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2007, vol. 55, pp. 438-444**.

Conférences internationales

Communications orales

1. *« Microstrip transmission lines loaded by SRRs tunabled by ferroelectrics »*, G. Houzet, X. Mélique, G. Vélu, L. Burgnies, J.C. Carru et D. Lippens, **Metamaterials 2009, London, Royaume-Uni, Septembre 2009**.
2. *« Metameterial technologies at Terahertz frequencies »*, F. Zhang, C. Croënne, G. Houzet, D. Gaillot, X. Mélique, E. Lheurette et D. Lippens, **PIERS, Beijing, Chine, Mars 2009**.
3. *« Voltage-controlled composite metamaterials via the loaded transmission line approach »*, G. Houzet, A. Marteau, G. Velu, E. Lheurette, L. Burgnies, J.C. Carru et D. Lippens, **Metamaterials 2007, Rome, Italie, Octobre 2007**.
4. *« Non linear frequency and space selective materials »*, J. Carbonell, G. Houzet, C. Croënne, E. Lheurette, V. Boria et D. Lippens, **Metamaterials 2007, Rome, Italie, Octobre 2007**.
5. *« Metamaterials-based routing devices for space applications »*, F. Zhang, G. Houzet, S. Potet, E. Lheurette, M. Chaubet et D. Lippens, **International Symposium on Signals Systems and Electronics, Montréal, Canada, Juillet 2007**.
6. *« Characterization of ferroelectric films up to 60 GHz : application to phaseshifters »*, G. Velu, L. Burgnies, G. Houzet, K. Blary, D. Lippens et J. C. Carru, **International Symposium on Integrated Ferroelectrics, Bordeaux, France, Mai 2007**.
7. *« Electrical characterizations of paraelectric BST thin films up to 1THz. Realization of microwave phaseshifters »*, G. Velu, G. Houzet, L. Burgnies, J. C. Carru, A. Marteau, K. Blary, D. Lippens, P. Mounaix, M. Tondusson et E. Nguema, 8th **European Conference on Applications of Polar Dielectric (ECAPD'8), Metz, France, Septembre 2006**.

Conférences Nationales

Communications orales

1. *« Propriétés diélectriques de films BST jusqu'à 110 GHz : applications aux varactors en bandes millimétriques »*, G. Houzet, L. Burgnies, K. Blary, G. Velu, J. C. Carru et D. Lippens, **Journées Nationales Microondes 2009, Grenoble, Mai 2009**.
2. *« Bio capteurs à base de micro-résonateurs fendus »*, C. Croënne, G. Houzet, A. L. Borja, X. Mélique, E. Lheurette et D. Lippens, **Journées Nationales Microondes 2009, Grenoble, Mai 2009**.
3. *« Réfraction négative dans les métamatériaux »*, F. Zhang, G. Houzet, C. Croënne, E. Lheurette et D. Lippens, **Journées Nationales Microondes 2009, Grenoble, Mai 2009**.
4. *« Permittivité complexe du ferroélectrique $BaSrTiO_3$ aux longueurs d'ondes millimétriques »*, G. Houzet, L. Burgnies, S. Lepilliet, G. Velu, K. Blary, J. C. Carru et D. Lippens, **Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux 2008, Limoges, Avril 2008**.
5. *« Structuration submicronique sur oxydes ferroelectriques : applications aux circuits millimétriques agiles »*, A. Kalfalaoui, G. Houzet, G. Velu, L. Burgnies, J. C. Carru et D. Lippens, **Workshop oxydes fonctionnels pour l'intégration en micro et nanoélectronique, Autrans, Mars 2008**.
6. *« Caractérisation jusqu'à 60GHz de films ferroélectriques BST »*, G. Velu, L. Burgnies, G. Houzet, K. Blary, D. Lippens et J. C. Carru, **Journées Couches Minces Ferroélectriques, Calais, Octobre 2007**.

7. *« Effet varactor dans les lignes de transmission main gauche - main droite à base de film BST »*, E. Lheurette, G. Houzet, J. Clay, G. Velu, L. Burgnies, J. C. Carru et D. Lippens, **Journées Couches Minces Ferroélectriques, Calais, Octobre 2007**.
8. *« Lignes de transmission main gauche - main droite accordables par matériaux ferroélectriques »*, A. Marteau, G. Houzet, K. Blary, E. Lheurette, D. Lippens, G. Velu, L. Burgnies et J. C. Carru, **Journées Nationales Microondes 2007, Toulouse, Mai 2007**.

Posters

1. *« Ligne de transmission composite équilibrée fonctionnant en bandes K_u et K »*, G. Houzet, G. Velu, A. Marteau, L. Burgnies, E. Lheurette, J. C. Carru et D. Lippens, **Journées Nationales Microondes 2009, Grenoble, Mai 2009**.
2. *« Dispositifs sélectifs en angle à base de métamatériaux gauchers »*, G. Houzet, E. Lheurette, V. Sadaune, M. Bouzouad, O. Vanbésien, M. Chaubet et D. Lippens, **Journées Nationales Microondes 2007, Toulouse, Mai 2007**.
3. *« Métamatériaux large bande à base de réseaux de motifs Omega interconnectés »*, E. Lheurette, J. Carbonell, G. Houzet, O. Vanbésien, M. Chaubet et D. Lippens, **Journées Nationales Microondes 2007, Toulouse, Mai 2007**.
4. *« Caractérisation microondes de condensateurs interdigités accordables sur film BST »*, L. Burgnies, G. Velu, K. Blary, G. Houzet, D. Lippens et J. C. Carru, **Journées Nationales Microondes 2007, Toulouse, Mai 2007**.
5. *« Déphaseurs 60GHz à base de films minces ferroélectriques »*, G. Velu, G. Houzet, L. Burgnies, K. Blary, D. Lippens et J. C. Carru, **Journées Nationales Microondes 2007, Toulouse, Mai 2007**.
6. *« Des cristaux photoniques aux métamatériaux diélectriques par résonance de Mie »*, D. Gaillot, C. Croënne, G. Houzet, N. Fabre, X. Mélique, O. Vanbésien, C. Summers et D. Lippens, **4èmes Journées Térahertz, Bombannes, Mai 2007**.

Résumé

Ce travail s'inscrit dans le contexte des métamatériaux microondes avec possibilité de les accorder par films minces ferroélectriques. Nous étudions dans un premier temps l'extraction de la permittivité complexe d'un film mince de $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ (BST) déposé par voie sol-gel. Alors que la plupart des études sur les matériaux ferroélectriques présentent des résultats à relativement basses fréquences (souvent quelques dizaines de gigahertz), la caractérisation de la fonction diélectrique du BST est ici effectuée dans une très large gamme de fréquences (1MHz - 2.6THz). Ces mesures ont permis de mettre en évidence une dispersion de la permittivité complexe suivant un modèle de type Cole-Cole, traduisant une distribution des temps de relaxation. L'intégration de ces films minces dans des structures microondes est ensuite effectuée. Des circuits déphaseurs, éléments de base de la commande d'une antenne à balayage électronique, sont considérés. D'une part, des lignes classiques à retard de phase sont caractérisées et montrent des performances atteignant un déphasage différentiel de 360° à 30 GHz sous 40 Volts. D'autre part, des lignes à avance de phase sont conçues et caractérisées pour fonctionner en régime composite équilibré. Le point particulier d'indice nul en régime superluminal voit sa fréquence changer en tension avec le glissement du diagramme de dispersion. Les micro-résonateurs, permettant de créer un moment magnétique artificiel, peuvent aussi tirer profit du changement de permittivité des films minces de BST pour accorder les caractéristiques de transmission-réjection de lignes de transmission chargées par ces résonateurs. Ici, cette propriété est démontrée en technologie microruban. Une microstructuration du film ferroélectrique est réalisée réduisant le dépôt à la zone d'agilité, entraînant une réduction des pertes diélectriques. Enfin, la propriété de réfraction négative des métamatériaux est démontrée par la fabrication d'un prototype fonctionnant en régime composite équilibré dans les bandes X et K_u. Les étapes de conception par simulations numériques permettent de mettre en évidence les trois zones principales du diagramme de dispersion où la réfraction est respectivement négative, nulle et positive. Ces résultats sont vérifiés expérimentalement par la mesure de l'amplitude de l'onde réfractée à l'aide d'un dispositif de type goniomètre.

Mots clés : métamatériaux, réfraction négative, microondes, agilité en fréquence, couches minces ferroélectriques, déphaseurs.

Abstract

This work deals with metamaterials at microwave frequencies and their possibility to be tuned by means of ferroelectric thin films. In a first step, the retrieval of the complex permittivity of a $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ (BST) thin film deposited by a sol-gel technique is achieved in a broad frequency range (1 MHz - 2.6 THz). It permits us to deduce that the dispersion of the dielectric function can be analyzed by a Cole-Cole function, meaning that the relaxations times are distributed. Then we investigate the possibility to integrate ferroelectric thin films in microwave devices. Some right-handed phase shifters, which are one of the elementary functions to tune a phased array antenna, are realized and characterized. We obtained a differential phase shift of 360° at 30 GHz for a 40 Volts bias voltage. On the other hand, left-handed transmission lines are designed and fabricated in order to exhibit a balanced behaviour of the dispersion diagram. The zero index point can be tuned when a bias voltage is applied. Micro-resonators, which permit to have artificial magnetism, can also take benefit of the permittivity variations of BST films to tune the transmission-rejection characteristics of a microstrip transmission line. In order to avoid spurious losses, the BST film is etched except under the tunable elements. At last, we demonstrate experimentally the balanced composite character of the dispersion by frequency and angle-resolved transmission measurements, carried out at centimeter wavelengths on slabs and wedge-type prototypes, respectively, of a prototype composed of an Ω-type unit cell.

Keywords : metamaterials, negative refraction, microwaves, tunability, ferroelectric thin films, phaseshifters.