



**HAL**  
open science

# Mise en oeuvre de métamatériaux en vue d'application aux circuits microondes et aux antennes

Shah Nawaz Burokur

► **To cite this version:**

Shah Nawaz Burokur. Mise en oeuvre de métamatériaux en vue d'application aux circuits microondes et aux antennes. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Nantes, 2005. Français. NNT : . tel-00285722

**HAL Id: tel-00285722**

**<https://theses.hal.science/tel-00285722>**

Submitted on 6 Jun 2008

**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.

UNIVERSITE DE NANTES

ÉCOLE DOCTORALE

SCIENCES ET TECHNOLOGIES  
DE L'INFORMATION ET DES MATERIAUX

Année 2005

Thèse de Doctorat

Spécialité Électronique

présentée et soutenue publiquement par

**Shah Nawaz BUROKUR**

*Le 25 novembre 2005*

*à l'École Supérieure d'Électronique de l'Ouest (Angers)*

**MISE EN ŒUVRE DE MÉTAMATÉRIAUX EN VUE D'APPLICATION AUX CIRCUITS  
MICROONDES ET AUX ANTENNES**

Jury

*Président*      **Daniel MAYSTRE**, Directeur de Recherches CNRS, Institut Fresnel, Marseille  
*Rapporteur*    **André de LUSTRAC**, Professeur des universités, IEF, Paris  
*Rapporteur*    **Thierry MONEDIÈRE**, Professeur des universités, IRCOM, Limoges  
*Examineurs*   **Mohamed LATRACH**, Professeur, École Supérieure d'Électronique de l'Ouest, Angers  
                      **Serge TOUTAIN**, Professeur des universités, IREENA, Ecole polytechnique de l'Université de Nantes  
                      **Saïd ZOUHDI**, Maître de Conférences/HDR, LGEP, Paris

*Invités*         **Cyrille LEMEINS**, Ingénieur, Thalès, Cholet  
                      **Christian SABATIER**, Docteur, Ingénieur de Recherche à France Télécom R&D, La Turbie

Directeur de thèse :

**Serge TOUTAIN**, Professeur

*Institut de Recherche en Électrotechnique et Électronique de Nantes Atlantique (IREENA EA 1770)*

École polytechnique de l'université de Nantes, La Chantrerie, Rue Christian Pauc, BP 50609, 44306 NANTES CEDEX 3

Encadrant :

**Mohamed LATRACH**, Professeur

*Groupe Radio et Hyperfréquences - Centre d'Études et de Recherche*

École Supérieure d'Électronique de l'Ouest, 4 rue Merlet de la Boulaye, BP 30926, 49009 ANGERS CEDEX 01

N° ED 366-223



UNIVERSITE DE NANTES

ÉCOLE DOCTORALE

SCIENCES ET TECHNOLOGIES  
DE L'INFORMATION ET DES MATERIAUX

Année 2005

Thèse de Doctorat

Spécialité Électronique

présentée et soutenue publiquement par

**Shah Nawaz BUROKUR**

*Le 25 novembre 2005*

*à l'École Supérieure d'Électronique de l'Ouest (Angers)*

**MISE EN ŒUVRE DE MÉTAMATÉRIAUX EN VUE D'APPLICATION AUX CIRCUITS  
MICROONDES ET AUX ANTENNES**

Jury

*Président*      **Daniel MAYSTRE**, Directeur de Recherches CNRS, Institut Fresnel, Marseille  
*Rapporteur*    **André de LUSTRAC**, Professeur des universités, IEF, Paris  
*Rapporteur*    **Thierry MONEDIÈRE**, Professeur des universités, IRCOM, Limoges  
*Examineurs*   **Mohamed LATRACH**, Professeur, École Supérieure d'Électronique de l'Ouest, Angers  
                      **Serge TOUTAIN**, Professeur des universités, IREENA, Ecole polytechnique de l'université de Nantes  
                      **Saïd ZOUHDI**, Maître de Conférences/HDR, LGEP, Paris

*Invités*         **Cyrille LEMEINS**, Ingénieur, Thalès, Cholet  
                      **Christian SABATIER**, Docteur, Ingénieur de Recherche à France Télécom R&D, La Turbie

Directeur de thèse :

**Serge TOUTAIN**, Professeur

*Institut de Recherche en Électrotechnique et Électronique de Nantes Atlantique (IREENA EA 1770)*

École polytechnique de l'université de Nantes, La Chantreterie, Rue Christian Pauc, BP 50609, 44306 NANTES CEDEX 3

Encadrant :

**Mohamed LATRACH**, Professeur

*Groupe Radio et Hyperfréquences - Centre d'Études et de Recherche*

École Supérieure d'Électronique de l'Ouest, 4 rue Merlet de la Boulaye, BP 30926, 49009 ANGERS CEDEX 01



*Nous piétièrons éternellement aux frontières de l'Inconnu, cherchant à comprendre ce qui restera toujours incompréhensible. Et c'est précisément cela qui fait de nous des hommes.*

**Isaac Asimov**



## Remerciements

Ce travail a été effectué à l'École Supérieure d'Électronique de l'Ouest « ESEO » en collaboration avec l'Institut de Recherche en Électrotechnique et Électronique de Nantes Atlantique « IREENA ». Je tiens à remercier le Conseil Régional des Pays de la Loire et Monsieur Jacky Charruault, directeur de l'ESEO, pour le financement de cette thèse.

Je remercie très sincèrement Monsieur le Professeur Serge Toutain, directeur de thèse, pour ses précieux conseils au cours de ces trois années. Les discussions et les réflexions passées en sa présence m'ont été très instructives et furent très enrichissantes.

J'adresse toute ma gratitude et ma reconnaissance à Monsieur Mohamed Latrach, co-directeur de thèse, pour l'aide et le soutien constant qu'il m'a prodigués durant cette thèse. Je tiens à le remercier aussi pour toutes les connaissances que j'ai pu acquérir dans le domaine des hyperfréquences et des antennes. Cela a été, pour moi, un réel plaisir de travailler avec lui.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur André de Lustrac, de l'Institut d'Électronique Fondamentale d'Orsay « IEF », et Monsieur le Professeur Thierry Monedière, de l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes « IRCOM » d'avoir accepté de juger ce travail et d'en avoir été les rapporteurs.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur Daniel Maystre, Directeur de Recherches CNRS à l'Institut Fresnel, pour avoir accepté de présider le jury de thèse.

Je tiens à remercier aussi Monsieur Saïd Zouhdi, Maître de Conférences/HDR du Laboratoire de Génie Électrique de Paris « LGEP », d'avoir fait partie de ce jury et de me donner l'occasion de travailler avec lui pendant mon année d'ATER.

Je remercie Monsieur Cyrille Lemeins, Ingénieur à Thalès - Cholet, et Monsieur Christian Sabatier, Ingénieur de Recherches à France Télécom R&D - La Turbie, pour l'intérêt industriel qu'ils ont porté sur mon travail.

Je dis un GRAND MERCI à tout le personnel de l'ESEO pour l'aide qu'ils ont pu m'apporter pendant mon séjour. J'associe mes remerciements à l'ensemble des doctorants de l'établissement avec qui j'ai passé de bons moments. Un merci particulier à l'équipe Informatique pour leur bonne humeur. Merci à Anthony pour sa précieuse aide sous Matlab, à Germain pour la fabrication des prototypes et à Jérôme pour les dépannages informatiques.



Je remercie aussi Monsieur Henri Boutard du Lycée La Baronnerie à Angers pour son aide dans la fabrication des prototypes. Mes remerciements vont aussi à Monsieur le Professeur Mohamed Himdi, de l'Institut d'Électronique et de Télécommunications de Rennes « IETR », pour m'avoir mis en relation avec Monsieur Mohamed Latrach. Merci à Sébastien Chainon, docteur de l'IETR, pour son aide et sa maîtrise dans la fabrication de structures en mousse métallisée.

Je n'oublie pas de remercier toutes les personnes qui me sont chères, en particulier mes parents. Merci à mes oncles Anwar et Salim pour m'avoir poussé à faire des études.

Tous mes remerciements à mes amis Pascal, Eddy, David, Narlen et Preddy, pour les merveilleux moments passés autour d'un repas créole et de ti' punches. Merci à Adil, Bouba, Messaoud, Tien, Nacim, et Mathieu pour leur joie de vivre.

Enfin, j'exprime ma dernière pensée à Mikaëla et sa famille qui m'ont soutenu et encouragé durant ce travail. Qu'ils trouvent ici toute ma reconnaissance.





# Table des matières

<b>Table des figures</b> . . . . .	5
<b>Introduction générale</b> . . . . .	13
État de l'art & Objectif . . . . .	13
Organisation du manuscrit . . . . .	13
Contribution originale . . . . .	15
<b>1. Généralités et définition du contexte de l'étude</b> . . . . .	17
1.1. Introduction . . . . .	17
1.2. Historique de la propagation dans une structure périodique . . . . .	17
1.2.1. Domaine optique . . . . .	19
1.2.2. Domaine microondes . . . . .	23
1.3. Applications des structures périodiques . . . . .	27
1.3.1. Applications dans le domaine optique . . . . .	27
1.3.1.1. Le LASER BIP . . . . .	27
1.3.1.2. Propagation d'ondes guidées . . . . .	28
1.3.2. Applications dans le domaine des microondes . . . . .	28
1.3.2.1. Filtrage fréquentiel . . . . .	28
1.3.2.2. Rayonnement électromagnétique . . . . .	30
1.3.2.3. Propagation d'ondes guidées . . . . .	31
1.4. Métamatériaux avec $\epsilon$ et/ou $\mu$ négative . . . . .	32
1.4.1. Approche de Veselago . . . . .	33
1.4.2. Perméabilité négative . . . . .	36
1.4.3. Permittivité négative . . . . .	42
1.4.4. Motifs de résonateurs présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négative . . . . .	44
1.4.5. Lignes de propagation avec un indice de réfraction négatif . . . . .	45
1.5. Conclusion . . . . .	49

---

<b>2. Caractérisation et analyse des différents éléments constituant les métamatériaux</b>	
<b>main gauche</b> . . . . .	53
2.1. Introduction . . . . .	53
2.2. Procédure d'homogénéisation . . . . .	53
2.3. Résonateur à activité magnétique . . . . .	57
2.3.1. RAF circulaire . . . . .	57
2.3.2. RAF carré . . . . .	60
2.3.3. BC-SRR circulaire . . . . .	61
2.3.4. BC-SRR carré . . . . .	63
2.3.5. C-SRR . . . . .	63
2.3.6. RAF circulaire en spirale . . . . .	66
2.3.7. RAF carré en spirale . . . . .	67
2.4. Étude paramétrique du RAF carré . . . . .	69
2.4.1. Variation de la largeur de la piste du RAF . . . . .	70
2.4.2. Variation de l'espacement entre les deux anneaux du RAF . . . . .	71
2.4.3. Variation de l'ouverture des anneaux . . . . .	73
2.5. Résonateur à activité électrique . . . . .	75
2.5.1. Tiges continues et discontinues . . . . .	77
2.5.2. Variation de la largeur des tiges . . . . .	80
2.5.3. Variation de la périodicité du réseau . . . . .	81
2.6. Résonateur en « $S$ » . . . . .	81
2.6.1. Structure en double « $S$ » . . . . .	81
2.6.2. Structure en simple « $S$ » . . . . .	85
2.7. Résonateur en « $\Omega$ » . . . . .	86
2.7.1. Structure en double « $\Omega$ » de période 3,63 mm . . . . .	86
2.7.2. Structure en double « $\Omega$ » de période 1,815 mm . . . . .	89
2.7.3. Structure en simple « $\Omega$ » de période 3,63 mm . . . . .	90
2.8. Conclusion . . . . .	92
<b>3. Métamatériaux à indice de réfraction négatif - Application aux antennes</b> . . . . .	95
3.1. Introduction . . . . .	95
3.2. Association de tiges et de RAFs . . . . .	95

3.3.	Application du métamatériau main gauche dans l'environnement d'une antenne . . . .	99
3.3.1.	Étude de l'antenne patch circulaire . . . . .	101
3.3.2.	Matériau <i>Main Gauche</i> pris arbitrairement . . . . .	105
3.3.3.	Matériau <i>Main Gauche</i> issu de la procédure d'homogénéisation . . . . .	110
3.3.4.	Comparaison avec une méthode utilisant des substrats de forte permittivité . . . . .	115
3.4.	Conclusion . . . . .	119
<b>4.</b>	<b>Métamatériaux appliqués aux structures guidantes . . . . .</b>	<b>121</b>
4.1.	Introduction . . . . .	121
4.2.	Les guides d'ondes . . . . .	121
4.3.	Milieux à Perméabilité Uniaxiale Négative « MPUN » : simulations, mesures et commentaires . . . . .	125
4.4.	Milieu de RétroPropagation d'ondes « MRP » . . . . .	130
4.4.1.	Structure de base . . . . .	131
4.4.2.	Utilisation d'une transition linéaire . . . . .	134
4.4.3.	Commentaires sur la précision de fabrication du MRP . . . . .	137
4.5.	RAFs associés à une ligne microruban $50 \Omega$ . . . . .	138
4.6.	Utilisation de résonateurs microrubans . . . . .	140
4.6.1.	Structure de résonateurs microrubans . . . . .	141
4.6.2.	RAFs associés aux résonateurs microrubans . . . . .	144
4.7.	Conclusion . . . . .	147
<b>5.</b>	<b>Résonateurs en Anneau Fendu Complémentaire « RAFC » appliqués aux lignes microrubans . . . . .</b>	<b>151</b>
5.1.	Introduction . . . . .	151
5.2.	Résonateur en Anneau Fendu Complémentaire « RAFC » . . . . .	151
5.3.	Filtrage coupe-bande . . . . .	155
5.3.1.	Positionnement des RAFCs sous le ruban conducteur . . . . .	161
5.3.1.1.	Influence de la position des RAFCs sous le ruban conducteur . . . . .	161
5.3.1.2.	Influence de la position de l'interruption des fentes formant les RAFCs par rapport aux ports d'entrée et de sortie . . . . .	162
5.4.	Filtrage passe-bande . . . . .	163
5.5.	Lignes de transmission couplées . . . . .	168
5.5.1.	Plan de masse continu . . . . .	168

---

5.5.2. Plan de masse démétallisé par des RAFCs . . . . .	172
5.6. Conclusion . . . . .	177
<b>Conclusion générale &amp; Perspectives . . . . .</b>	<b>181</b>
<b>Publications &amp; Communications . . . . .</b>	<b>185</b>
Revue internationale avec comité de lecture . . . . .	185
Conférences internationales avec actes . . . . .	185
Communications orales . . . . .	185
Posters . . . . .	186
Conférences nationales avec actes . . . . .	186
Communications orales . . . . .	186
Posters . . . . .	187
<b>Bibliographie . . . . .</b>	<b>189</b>

## Table des figures

1.1.	Réseau de Bragg. . . . .	18
1.2.	Structure de bandes pour le miroir de Bragg. . . . .	19
1.3.	La structure « <i>Yablonovite</i> ». . . . .	21
1.4.	Diagramme de bande de la structure « <i>Yablonovite</i> ». . . . .	21
1.5.	Spectres de transmission (à gauche) mesurés sous deux incidences sur la structure dite « <i>tas de bois</i> » (à droite). . . . .	22
1.6.	Exemples de structures BIP 2-D. (a) Réseau hexagonal de trous obtenu par gravure photo-électrochimique d'un substrat de silicium. (b) Réseau triangulaire de trous réalisé par gravure ionique réactive de l'Arséniure de Gallium (AsGa). . . . .	22
1.7.	Structure BIP insérée dans un guide optique planaire. . . . .	23
1.8.	Antenne du satellite « Cassini » associée aux SSF. . . . .	24
1.9.	Motifs élémentaires utilisés dans les Surfaces Sélectives en Fréquence . . . . .	25
1.10.	(a) Vue de profil de la surface haute-impédance introduite par Sievenpiper. (b) Vue d'en haut de la surface haute-impédance montrant un réseau triangulaire de patch métalliques hexagonaux. . . . .	26
1.11.	Schéma de la structure UC-PBG de Itoh constituée de circuits L-C . . . . .	27
1.12.	Schéma du laser BIP stimulé électriquement. . . . .	28
1.13.	Structure guidante avec un coude. . . . .	28
1.14.	Filtre réjecteur de bande à base de UC-PBG de Itoh. . . . .	29
1.15.	Lignes couplées sur un plan de masse démétallisé. (a) Mode pair : effet de retard. (b) Mode impair : pas d'effet de retard. . . . .	30
1.16.	Structure proposée par Enoch. (a) Schéma. (b) Diagramme de rayonnement. . . . .	31
1.17.	Schéma d'un guide TEM à base de UC-PBG. . . . .	32
1.18.	Trièdre indirect caractérisé par la règle de la main gauche. . . . .	33
1.19.	Représentation vectorielle d'une onde plane. (a) Milieu « main droite ». (b) Milieu « main gauche ». . . . .	34
1.20.	Propagation électromagnétique dans différents milieux. . . . .	35
1.21.	La structure rouleau suisse introduite par Pendry. . . . .	37
1.22.	Perméabilité calculée et mesurée pour un <i>rouleau suisse</i> de 35-tours. . . . .	37
1.23.	Résonateur en Anneau Fendu « RAF » (Split Ring Resonator « SRR ») introduit par Pendry. . . . .	39
1.24.	Diagramme de dispersion présenté par Pendry dans le cas du RAF. . . . .	39
1.25.	Motif bi-dimensionnel du RAF résonant à 0,92 GHz proposé par Balmaz et Martin. . . . .	40
1.26.	Motif tri-dimensionnel proposé par Balmaz et Martin. (a) Structure composée de trois RAFs identiques perpendiculaires l'un à l'autre. (b) Structure composée de trois RAFs de dimensions différentes perpendiculaires l'un à l'autre. . . . .	41



1.27. La structure BC-SRR proposée par R. Marqués pour éviter les effets de la bianisotropie. . . . .	41
1.28. Résonateurs en spirale de J. Baena. . . . .	42
1.29. Résonateurs en forme de C proposés par O'Brien. . . . .	43
1.30. Diagramme de dispersion de la lumière dans un métal idéal. . . . .	44
1.31. Structure périodique 3-D, composée de tiges métalliques infiniment longues, introduite par Pendry. . . . .	45
1.32. Motifs de résonateurs présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négatives. (a) Motif en « $S$ ». (b) Motif en « $\Omega$ ». . . . .	46
1.33. Représentation de la ligne de transmission avec des éléments distribués. (a) Ligne conventionnelle. (b) Ligne duale. . . . .	47
1.34. Structure de la ligne de transmission duale avec des éléments localisés. . . . .	47
1.35. Unité de cellule de la ligne de transmission composite main droite/main gauche. . . . .	49
1.36. Dispositif de focalisation proposé par Eleftheriades. . . . .	50
1.37. Distribution de la tension en amplitude et en phase montrant l'effet de focalisation dans un milieu main gauche. . . . .	50
2.1. Structure périodique considérée comme un milieu homogène. . . . .	54
2.2. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du RAF circulaire. . . . .	58
2.3. RAF circulaire avec E selon l'axe y : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective. . . . .	59
2.4. RAF circulaire avec E selon l'axe z : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective. . . . .	59
2.5. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du RAF carré. . . . .	60
2.6. RAF carré avec E selon l'axe y : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective. . . . .	61
2.7. RAF carré avec E selon l'axe z : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective. . . . .	62
2.8. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du BC-SRR circulaire. . . . .	62
2.9. BC-SRR circulaire avec le grand diamètre : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective. . . . .	63
2.10. BC-SRR circulaire avec le petit diamètre : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective. . . . .	64
2.11. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du BC-SRR carré. . . . .	64
2.12. BC-SRR carré avec les grandes dimensions : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective. . . . .	65
2.13. BC-SRR carré avec les petites dimensions : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective. . . . .	65
2.14. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du RAF en forme de « $C$ ». . . . .	66
2.15. C-SRR : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective. . . . .	67
2.16. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du RAF circulaire en spirale. . . . .	68
2.17. RAF circulaire en spirale : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective. . . . .	68
2.18. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du RAF carré en spirale. . . . .	69

2.19. RAF carré en spirale : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective. . . . .	70
2.20. Largeur de piste de 0,43 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) $\text{Re}(\mu_{eff})$ et $\text{Im}(\mu_{eff})$ . . . . .	71
2.21. Largeur de piste de 0,23 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) $\text{Re}(\mu_{eff})$ et $\text{Im}(\mu_{eff})$ . . . . .	72
2.22. Espacement de 0,43 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) $\text{Re}(\mu_{eff})$ et $\text{Im}(\mu_{eff})$ . . . . .	72
2.23. Espacement de 0,23 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) $\text{Re}(\mu_{eff})$ et $\text{Im}(\mu_{eff})$ . . . . .	73
2.24. Ouverture de 0,43 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) $\text{Re}(\mu_{eff})$ et $\text{Im}(\mu_{eff})$ . . . . .	74
2.25. Ouverture de 0,23 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) $\text{Re}(\mu_{eff})$ et $\text{Im}(\mu_{eff})$ . . . . .	75
2.26. Réseau de tiges métalliques continues de largeur 0,33 mm et de période 3,63 mm. . . . .	78
2.27. Réseau de tiges métalliques continues de largeur 0,33 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la permittivité effective. . . . .	79
2.28. Réseau de tiges métalliques discontinues : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la permittivité effective. . . . .	79
2.29. Réseau de tiges métalliques continues de largeur 0,23 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la permittivité effective. . . . .	80
2.30. Réseau de tiges métalliques continues de largeur 0,43 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la permittivité effective. . . . .	81
2.31. Réseau de tiges métalliques continues de largeur 0,33 mm et de période 2,25 mm. . . . .	82
2.32. Réseau de tiges métalliques continues de largeur 0,33 mm et de période 2,25 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la permittivité effective. . . . .	82
2.33. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du Résonateur en double « $S$ ». . . . .	83
2.34. Résonateur en double « $S$ » : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective. . . . .	84
2.35. Résonateur en double « $S$ » : (a) $\text{Re}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Re}(\mu_{eff})$ , $\text{Re}(n_{eff})$ . (b) $\text{Im}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Im}(\mu_{eff})$ , $\text{Im}(n_{eff})$ . . . . .	85
2.36. Résonateur en simple « $S$ » : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective. . . . .	86
2.37. Résonateur en simple « $S$ » : (a) $\text{Re}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Re}(\mu_{eff})$ , $\text{Re}(n_{eff})$ . (b) $\text{Im}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Im}(\mu_{eff})$ , $\text{Im}(n_{eff})$ . . . . .	87
2.38. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du résonateur en double « $\Omega$ » de période 3,63 mm. . . . .	88
2.39. Résonateur en double « $\Omega$ » de période 3,63 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective. . . . .	88
2.40. Résonateur en double « $\Omega$ » de période 3,63 mm : (a) $\text{Re}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Re}(\mu_{eff})$ , $\text{Re}(n_{eff})$ . (b) $\text{Im}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Im}(\mu_{eff})$ , $\text{Im}(n_{eff})$ . . . . .	89
2.41. Résonateur en double « $\Omega$ » de période 1,815 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective. . . . .	90
2.42. Résonateur en double « $\Omega$ » de période 1,815 mm : (a) $\text{Re}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Re}(\mu_{eff})$ , $\text{Re}(n_{eff})$ . (b) $\text{Im}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Im}(\mu_{eff})$ , $\text{Im}(n_{eff})$ . . . . .	91
2.43. Résonateur en simple « $\Omega$ » de période 3,63 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective. . . . .	91
2.44. Résonateur en simple « $\Omega$ » de période 3,63 mm : (a) $\text{Re}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Re}(\mu_{eff})$ , $\text{Re}(n_{eff})$ . (b) $\text{Im}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Im}(\mu_{eff})$ , $\text{Im}(n_{eff})$ . . . . .	92
3.1. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du matériau main gauche fait de tiges et de RAFs. . . . .	96

3.2.	Matériau main gauche : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective. . . . .	97
3.3.	Matériau main gauche : (a) $\text{Re}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Re}(\mu_{eff})$ , $\text{Re}(n_{eff})$ . (b) $\text{Im}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Im}(\mu_{eff})$ , $\text{Im}(n_{eff})$ .	98
3.4.	Représentation et dimensions d'une unité de cellule du matériau main gauche fait de tiges et de RAFs sur le substrat RT/Duroid <sup>®</sup> 5880. . . . .	99
3.5.	Matériau main gauche utilisant le RT/Duroid <sup>®</sup> 5880 : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective. . . . .	100
3.6.	Matériau main gauche utilisant le RT/Duroid <sup>®</sup> 5880 : (a) $\text{Re}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Re}(\mu_{eff})$ , $\text{Re}(n_{eff})$ . (b) $\text{Im}(\epsilon_{eff})$ , $\text{Im}(\mu_{eff})$ , $\text{Im}(n_{eff})$ . . . . .	100
3.7.	Antenne patch rectangulaire. . . . .	101
3.8.	Antenne patch circulaire sur un substrat d'épaisseur $h$ . . . . .	104
3.9.	Antenne patch seule : (a) Paramètre $S_{11}$ . (b) Diagramme de gain 3-D. . . . .	106
3.10.	Diagramme de gain dans les plans : (a) $E$ et (b) $H$ de l'antenne patch seule. . . . .	107
3.11.	Schéma du dispositif où le métamatériau <i>Main Gauche</i> est placé au dessus de l'antenne patch. . . . .	107
3.12.	Antenne patch en présence du métamatériau : (a) Paramètre $S_{11}$ . (b) Diagramme de gain 3-D à 10,3 GHz. . . . .	108
3.13.	Diagramme de gain, à 10,3 GHz, dans les plans (a) $E$ et (b) $H$ de l'antenne patch en présence du métamatériau. . . . .	109
3.14.	Distribution du champ $E$ à 10,3 GHz : (a) antenne seule. (b) antenne en présence du métamatériau. . . . .	109
3.15.	Diagramme de gain dans les plans (a) $E$ et (b) $H$ de l'antenne patch en présence du métamatériau dont la perméabilité est négative que selon une seule direction. . . . .	110
3.16.	Antenne patch seule : (a) Paramètre $S_{11}$ . (b) Diagramme de gain 3-D à 12,4 GHz. . . . .	112
3.17.	Diagramme de gain, à 12,4 GHz, dans les plans (a) $E$ et (b) $H$ de l'antenne patch seule. . . . .	112
3.18.	Schéma du dispositif où le métamatériau <i>Main Gauche</i> homogénéisé est placé au dessus de l'antenne patch. . . . .	113
3.19.	Antenne patch en présence du métamatériau : (a) Paramètre $S_{11}$ . (b) Diagramme de gain 3-D à 12,25 GHz. . . . .	114
3.20.	Diagramme de gain, à 12,25 GHz, dans les plans (a) $E$ et (b) $H$ de l'antenne patch en présence du métamatériau. . . . .	114
3.21.	Distribution du champ $E$ de l'antenne en présence du métamatériau. . . . .	115
3.22.	Adaptation de l'antenne patch en utilisant un superstrat de permittivité égale à 10. . . . .	116
3.23.	Diagramme de gain dans les plans $E$ et $H$ de l'antenne patch en présence du superstrat de permittivité égale à 10. . . . .	117
3.24.	Diagramme de gain dans les plans $E$ et $H$ de l'antenne patch en présence du superstrat de permittivité égale à 15. . . . .	117
3.25.	Adaptation de l'antenne patch en utilisant un superstrat de permittivité égale à 25. . . . .	118
3.26.	Diagramme de gain dans les plans $E$ et $H$ de l'antenne patch en présence du superstrat de permittivité égale à 25. . . . .	118
4.1.	Courbe de dispersion dans un guide d'ondes. . . . .	123
4.2.	Guide d'ondes rectangulaire de largeur $a$ et de hauteur $b$ . . . . .	124

4.3.	Configuration des lignes de champs, dans un guide d'ondes, pour le mode fondamental $TE_{10}$ : (a) Champ électrique. (b) Champ magnétique. . . . .	124
4.4.	(a) Guide d'ondes présenté comme une ligne de transmission. (b) Modèle équivalent du guide d'ondes avec une inductance et un condensateur distribués. . . . .	124
4.5.	Circuit équivalent d'une section de guide d'ondes. . . . .	125
4.6.	Géométrie du RAF : $l$ (côté du RAF) = 3 mm, $c$ (largeur de la piste) = $d$ (espacement entre les deux anneaux) = $g$ (taille de la coupure des anneaux) = 0,33 mm, $r$ (rayon interne du petit anneau) = 0,51 mm et $a$ (période de la structure) = 3,63 mm. . . . .	126
4.7.	Configurations du RAF dans un guide d'ondes : (a) cas 1. (b) cas 2. (c) cas 3. (d) cas 4. . . . .	128
4.8.	Courbes de transmission des quatre configurations de RAFs dans un guide d'ondes. . . . .	129
4.9.	Directions des courants induits pour les cas 3 et 4. . . . .	129
4.10.	Résultats de simulation et de mesure de plusieurs RAFs placés dans un guide d'ondes selon la configuration du cas 1. . . . .	131
4.11.	Schéma illustrant le Milieu de Rétropropagation d'ondes. . . . .	132
4.12.	Dispositif illustrant le Milieu de Rétropropagation d'ondes avec une amélioration du couplage. . . . .	132
4.13.	Coefficients de réflexion et de transmission du MRP avec une amélioration du couplage. . . . .	133
4.14.	Comportement en bande passante du MRP de base. . . . .	133
4.15.	Schéma illustrant le Milieu de RétroPropagation d'ondes avec une transition linéaire. . . . .	134
4.16.	Dispositif illustrant le Milieu de Rétropropagation d'ondes avec une transition linéaire et un guide d'ondes cylindrique. . . . .	135
4.17.	Photos des deux dispositifs fabriqués à : (a) L'ESEO. (b) Lycée La Baronnerie. . . . .	135
4.18.	Comparaison des résultats de simulation et de mesure pour la structure de Rétropropagation optimisée munie de transitions linéaires. . . . .	136
4.19.	Comparaison des résultats de simulation obtenus avec $c = 0,25$ mm et $g = 0,33$ mm par rapport à ceux obtenus avec $c = 0,33$ mm et $g = 0,33$ mm. . . . .	137
4.20.	Comparaison des résultats de simulation obtenus avec $c = 0,33$ mm et $g = 0,25$ mm par rapport à ceux obtenus avec $c = 0,33$ mm et $g = 0,33$ mm. . . . .	138
4.21.	Comparaison des résultats de simulation obtenus avec $c = 0,17$ mm et $g = 0,41$ mm par rapport à ceux obtenus avec $c = 0,33$ mm et $g = 0,33$ mm. . . . .	139
4.22.	RAFs associés à une ligne microruban de $50 \Omega$ . . . . .	139
4.23.	Résultats de simulation pour les RAFs associés à une ligne microruban de $50 \Omega$ . . . . .	140
4.24.	Résultats de mesure pour les RAFs associés à une ligne microruban de $50 \Omega$ . . . . .	141
4.25.	Résonateurs microrubans couplés de façon capacitive par des gaps. . . . .	141
4.26.	(a) Réponse du prototype passe-bas. (b) Réponse du filtre passe-bande correspondant. . . . .	142
4.27.	Circuit équivalent des résonateurs microrubans couplés de façon capacitive par des gaps. . . . .	143
4.28.	Vue de dessus du filtre passe-bande non optimisé. . . . .	143
4.29.	Réponses en réflexion et en transmission du filtre passe-bande non optimisé. . . . .	144
4.30.	RAFs associés aux résonateurs microrubans. . . . .	145
4.31.	Réponses simulées en réflexion et en transmission de la structure faite de RAFs et de résonateurs microrubans. . . . .	146
4.32.	Réponses expérimentales en réflexion et en transmission de la structure faite de RAFs et de résonateurs microrubans. . . . .	147

5.1.	Géométrie du RAF et du RAFC avec $l = 3$ mm et $c = g = d = 0,33$ mm. . . . .	152
5.2.	Principe de Babinet appliqué à un écran absorbant et son complémentaire. . . . .	153
5.3.	Principe de Booker appliqué à un écran métallique et son complémentaire (une fente). . .	154
5.4.	Principe de Booker appliqué à un dipôle. . . . .	154
5.5.	Polarisation appropriée des champs électromagnétiques pour le bon fonctionnement du RAFC. . . . .	155
5.6.	Masque du filtre coupe-bande utilisant un réseau de $4 \times 4$ RAFCs. La ligne d'alimentation microruban est en noir et le plan de masse démétallisé par les RAFCs (fentes blanches) est en gris. . . . .	156
5.7.	Géométrie en 3-D de la structure coupe-bande pour la simulation sous <i>HFSS</i> . . . . .	157
5.8.	Amplitude des paramètres $S$ obtenus en simulation pour la structure de la figure 5.6 ( $4 \times 4$ RAFCs). . . . .	157
5.9.	Face du dessus et du dessous du prototype fabriqué. . . . .	158
5.10.	Amplitude des paramètres $S$ mesurés pour la structure faite d'un réseau de $4 \times 4$ RAFCs. . . . .	159
5.11.	Amplitude des paramètres $S$ mesurés pour la structure faite d'un réseau de $4 \times 4$ RAFCs avec $l = 2,8$ mm et $c = g = d = 0,3$ mm. . . . .	159
5.12.	Cartographie des champs. (a) Champ $E$ . (b) Champ $H$ . . . . .	160
5.13.	Cartographie du courant surfacique sur la ligne de transmission et le plan de masse démétallisé. . . . .	160
5.14.	Filtre coupe-bande utilisant un réseau de $1 \times 3$ RAFCs : (a) Masque. (b) Comparaison des résultats de mesures à ceux de la simulation. . . . .	161
5.15.	Filtre coupe-bande utilisant un réseau de $1 \times 2$ RAFCs : (a) Masque du cas 1. (b) Résultats de simulation. . . . .	162
5.16.	Filtre coupe-bande utilisant un réseau de $1 \times 2$ RAFCs : (a) Masque du cas 2. (b) Comparaison des résultats de mesures à ceux de la simulation. . . . .	163
5.17.	Géométrie du filtre passe-bande utilisant des lignes microrubans et un plan de masse démétallisé par des RAFCs. . . . .	164
5.18.	Amplitude des paramètres $S$ obtenus en simulation pour les deux lignes de transmission sur un plan de masse continu. . . . .	165
5.19.	Amplitude des paramètres $S$ obtenus en simulation pour les deux lignes de transmission sur un plan de masse démétallisé. . . . .	165
5.20.	Amplitude des paramètres $S$ obtenus en simulation dans le cas d'un blindage autour de la structure ( $8 \times 8 \times 36$ mm <sup>3</sup> ). . . . .	166
5.21.	Photo du dispositif passe-bande : (a) Les deux tronçons de ruban (vue de dessus). (b) Plan de masse démétallisé par des RAFCs (vue de dessous). (c) Blindage autour des RAFCs uniquement. . . . .	166
5.22.	Amplitude des paramètres $S$ obtenus en simulation avec un blindage autour des RAFCs uniquement. . . . .	167
5.23.	Amplitude des paramètres $S$ mesurés pour les deux lignes de transmission sur un plan de masse démétallisé avec un blindage autour des RAFCs. . . . .	167
5.24.	Mode pair des lignes couplées microrubans (champ $E$ ). . . . .	169
5.25.	Mode impair des lignes couplées microrubans (champ $E$ ). . . . .	169

---

5.26. Lignes couplées sur un plan de masse continu : (a) Masque. (b) Matrice $S$ obtenue en simulation. . . . .	171
5.27. Intensité du champ $E$ dans le cas des lignes couplées standards. . . . .	172
5.28. Les lignes couplées sur un plan de masse démétallisé : (a) Masque. (b) Matrice $S$ obtenue en simulation. . . . .	173
5.29. Les lignes couplées sur un plan de masse démétallisé au centre et sous les transitions d'accès 2 et 4 : (a) Masque. (b) Matrice $S$ obtenue en simulation. . . . .	174
5.30. Matrice $S$ mesurée pour les lignes couplées sur un plan de masse démétallisé au centre et sous les transitions d'accès 2 et 4. . . . .	175
5.31. Distribution de courant sur les lignes à 5 GHz. . . . .	175
5.32. Distribution de courant sur les lignes à 9,7 GHz. . . . .	176
5.33. Géométrie des lignes couplées utilisant deux couches de diélectrique et un plan de masse commun. . . . .	177
5.34. Matrice $S$ obtenue sous $HFSS$ pour les lignes couplées utilisant deux couches de diélectrique.178	



# Introduction générale

## État de l'art & Objectif

Ces travaux, débutés en septembre 2002, s'inscrivent dans le cadre d'une continuité de la recherche sur les structures à Bande Interdite Électromagnétique (BIE) à l'ESEO. Depuis plus d'une décennie, de nombreux travaux et ouvrages ont été entrepris et publiés concernant les structures périodiques et les structures BIE dans le domaine des hyperfréquences. De telles structures introduisent généralement des résonances dans la propagation d'ondes électromagnétiques en fonction de la fréquence.

Or, depuis 1999, un nouvel élément artificiel a été mis au point pour ses caractéristiques de bande interdite dans la propagation. Cet élément est connu sous l'appellation de Résonateur en Anneau Fendu (RAF) et crée en plus de sa résonance, une perméabilité effective négative dans une bande étroite de fréquence autour de sa résonance. Un autre avantage de ce résonateur est son faible encombrement ; en effet, les dimensions les plus grandes de ce résonateur sont de l'ordre de  $\lambda/10$ . Cet élément, s'il est placé dans un guide sous coupure ou dans un milieu à permittivité négative, permet la propagation d'ondes électromagnétiques uniquement autour de sa fréquence de résonance. Rappelons que le milieu à permittivité négative peut être obtenu à partir d'un réseau de tiges métalliques.

L'objectif de cette thèse est de comprendre et de mettre en évidence les propriétés intéressantes de ce RAF en vue d'applications aux antennes et aux circuits microondes. Il s'agit aussi de réaliser des éléments de faible encombrement et de performances élevées qui s'intègrent facilement aux systèmes de télécommunications. Ces travaux sont menés en bande X [8,2 GHz ; 12,4 GHz]. Dans cette bande de fréquences, se situent des applications aux communications spatiales ainsi que de nombreuses applications commerciales et scientifiques : la télévision par satellite, en géodésie (pour les applications océanographiques TOPEX), en météorologie (les radars polarimétriques) ou en radioastronomie (pour étudier le ciel profond).

## Organisation du manuscrit

Ce manuscrit se divise en cinq chapitres dont les quatre premiers portent sur les métamatériaux composites artificiels avec soit la perméabilité négative, soit la permittivité négative



ou sinon les deux paramètres simultanément négatifs. Le cinquième chapitre porte sur des plans de masse démétallisés par des fentes en forme d'anneaux interrompus.

Dans le premier chapitre, nous présentons un historique de la propagation dans les structures périodiques dans le domaine de l'optique et des hyperfréquences. Nous donnons ensuite un état de l'art sur les applications de ce type de structures dans les deux domaines mentionnés. Nous nous sommes limités aux applications potentiellement exploitables dans le cadre de cette thèse. Ensuite, nous donnons une vue globale des métamatériaux composites présentant un indice de réfraction négatif dits aussi métamatériaux main gauche, en passant par l'étude des résonateurs permettant d'obtenir une perméabilité négative et celle des éléments permettant d'obtenir une permittivité négative.

Dans le chapitre 2, nous analysons les différents éléments constituant les métamatériaux main gauche. Dans un premier temps, une procédure d'homogénéisation est décrite qui est par la suite utilisée pour extraire les différents paramètres effectifs de ces éléments. Ainsi, nous présentons l'analyse de ces éléments faite à l'aide du logiciel *HFSS* et nous commentons leurs réponses en transmission et en réflexion. Ces deux réponses sont ensuite utilisées pour le calcul des paramètres effectifs. Une étude paramétrique est aussi faite sur le modèle de RAF que nous utiliserons dans les travaux présentés dans les chapitres suivants. L'influence des différents paramètres dans un réseau de tiges est aussi étudiée pour voir l'évolution de la réponse fréquentielle.

Le chapitre 3 est consacré à l'association des tiges et des RAFs utilisée pour concevoir le métamatériau ayant une permittivité et une perméabilité simultanément négatives. L'application de ce métamatériau composite dans l'environnement proche d'une antenne est aussi présentée. Dans un premier temps, des valeurs arbitraires sont prises pour la permittivité et la perméabilité du métamatériau et du support de l'antenne. Ensuite, pour se rapprocher plus du cas réel, les valeurs des paramètres effectifs extraites de la procédure d'homogénéisation pour le métamatériau main gauche sont utilisées. À partir de ces valeurs et de la bande de fréquences où l'on a le moins de pertes, nous modélisons une antenne patch sur un support diélectrique dont la permittivité correspond à celle du métamatériau en valeur absolue. Les performances de l'antenne sont ensuite comparées à une méthode associant l'antenne à des couches diélectriques de haute permittivité, afin de mettre en évidence l'intérêt de la méthode proposée.

Dans le chapitre 4, nous présentons l'étude des RAFs dans des structures guidantes. En premier lieu, une analyse est faite en bande X [8,2 GHz ; 12,4 GHz] à partir de guides d'ondes. Les résonateurs sont donc dimensionnés afin d'avoir une résonance autour de 10 GHz. Cette analyse comporte deux parties : la première consiste à placer les RAFs dans un guide propagatif, et la deuxième consiste à placer les résonateurs dans un guide sous coupure. Dans les deux cas, l'alimentation est faite via des transitions « coaxial-guide d'ondes ». La différence

entre ces deux parties est que, dans la première, nous mettons en oeuvre un milieu dit Milieu à Perméabilité Uniaxiale Négative (MPUN) et dans la deuxième partie, nous mettons en oeuvre un Milieu de RétroPropagation d'ondes (MRP). Ces deux phénomènes observés en guide d'ondes sont ensuite confirmés par d'autres analyses faites avec des lignes microrubans.

Le chapitre 5 est, quant à lui, consacré à l'étude des structures à plan de masse démétallisé par des RAFCs. Le RAFC est le complémentaire du RAF et est constitué de fentes interrompues en forme d'anneaux concentriques dans un plan de masse. Nous présentons donc les propriétés du RAFC en utilisant le principe de Babinet, généralisé ensuite par Booker pour des applications aux champs électromagnétiques (principe de la dualité), et des structures planaires avec le plan de masse démétallisé. Nous proposons aussi dans ce chapitre l'étude de dispositifs d'antennes tels que des filtres (un coupe-bande et un passe-bande) et un nouveau type de coupleur, basés sur l'utilisation des RAFCs.

Dans la logique de rédaction que nous avons suivie, nous avons placé les études sur les antennes avant celles sur les circuits bien que les résultats acquis sur ces antennes soient parcellaires, compte tenu du fait que nous nous sommes penchés sur ces problèmes à la fin de cette thèse.

## Contribution originale

Notre but tout au long de cette thèse est tout d'abord d'utiliser les Résonateurs en Anneau Fendu dans la conception de dispositifs associés aux antennes. Ceci se fait en passant par une étude des différents modèles de résonateurs à activité magnétique proposés dans la littérature. Le gros avantage de ces résonateurs, en plus de leur caractère résonant, est leurs faibles dimensions, permettant ainsi une miniaturisation des circuits.

Nous étudions également l'application des RAFs à un filtre coupe-bande en guide d'ondes et aussi une solution pour la mise en oeuvre d'un nouveau type de filtre passe-bande miniaturisé basé sur l'utilisation d'un guide d'ondes sous coupure. Un autre type de filtre passe-bande miniaturisé, conçu à partir de résonateurs microrubans couplés capacitivement par des gaps, est proposé pour faire l'analogie avec celui en guide d'ondes.

Une technique pour l'amélioration des performances d'une antenne patch est aussi suggérée. Cette technique consiste à placer le métamatériau main gauche au dessus de l'antenne. Les résultats obtenus avec cette méthode sont ensuite comparés à une autre proposée dans la littérature utilisant des couches diélectriques de forte permittivité. Nous montrons que les résultats obtenus sont légèrement meilleurs en associant le matériau main gauche à l'antenne.

Enfin, nous présentons un nouveau type de circuit à plan de masse démétallisé dont les inclusions ont des dimensions très faibles par rapport à la longueur d'onde. Les inclusions dans notre cas sont des RAFCs (complémentaires des RAFs). Ainsi, des filtres et un coupleur qui ne nécessitent la démétallisation que d'une petite partie du plan de masse, sont proposés.

Dans le cadre de cette thèse, des mesures faites sur les différents prototypes fabriqués à l'ESEO, au lycée La Baronnerie et à l'IETR, viennent justifier nos résultats de simulation. Nous interprétons donc les différentes mesures effectuées par rapport aux résultats de simulations obtenus. La méthode et la précision de fabrication des prototypes sont aussi commentées.

# 1. Généralités et définition du contexte de l'étude

## 1.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons dans un premier temps, aux différentes structures périodiques appelées BIP et BIE, qui sont apparues dans la littérature ces deux dernières décennies. Notons que les structures périodiques peuvent être classées suivant leur constitution qui peut être métallique, diélectrique ou métallo-diélectrique ou bien suivant leur degré de périodicité à 1, 2 ou 3 dimensions. Leur évolution dans les domaines de l'optique et des microondes est présentée. L'utilisation des structures périodiques dans ces deux domaines est très liée au fait que l'on utilise souvent les mêmes outils mathématiques pour leurs analyses. Les études conduites sur ces structures ont pris beaucoup d'importance de nos jours pour l'exploitation de leurs caractéristiques très intéressantes. Pour des compléments d'information sur les travaux effectués précédemment dans ce domaine, on peut se référer entre autres aux études de Yablonovitch [1, 2] et en ce qui concerne les différentes techniques théoriques mises en oeuvre, on peut se référer aux travaux de Pendry [3].

Une brève introduction est ensuite faite sur le terme « métamatériaux », qui est de plus en plus utilisé de nos jours. L'étude et l'utilisation de ces métamatériaux constituent l'objet principal de cette thèse. En fin de chapitre, un état de l'art sur l'utilisation de ces structures périodiques dans la conception d'antennes et de circuits associés aux antennes est présenté.

## 1.2. Historique de la propagation dans une structure périodique

La révolution de l'électronique a affecté notre vie de tous les jours en commençant par les ordinateurs jusqu'aux lave-vaisselles. Remarquons qu'en dépit de cet énorme impact, la physique fondamentale associée reste relativement simple. Cette révolution est essentiellement liée à la structure de bande du silicium et aux effets associés à la présence d'impuretés. L'existence de la structure de bande dans un réseau d'atomes de silicium ne dépend pas énormément des propriétés spécifiques des électrons ou des atomes de silicium. En fait, une onde traversant un réseau d'inclusions périodiques se verra, pour certaines bandes de fréquences, interdite de se propager. Ce phénomène de non propagation est dû à l'apparition d'interférences destructives entre les ondes diffusées par la structure périodique. La question que l'on s'est posée est : si la manipulation de la structure de bande électronique dans le silicium a révolutionné l'électro-

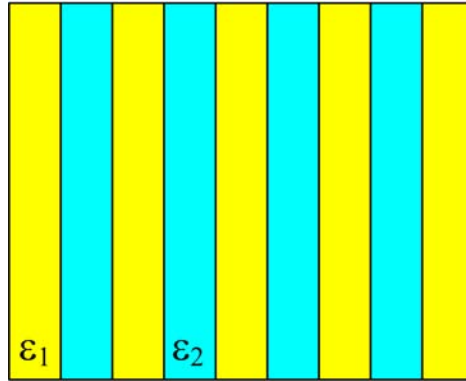


FIG. 1.1. Réseau de Bragg.

nique, est-ce que le fait de contrôler de façon similaire la structure de bande de photons dans un réseau diélectrique périodique peut aussi engendrer une révolution en optique ?

Une telle structure périodique de diélectriques a été nommée cristal photonique et est connue pour ses caractéristiques de filtrage. Le réseau de Bragg aussi appelé le miroir de Bragg est l'exemple le plus connu en terme de structure multicouches diélectriques. Il est obtenu par alternance périodique de couches planes de deux diélectriques différents et d'épaisseurs optique  $\frac{\lambda_0}{4}$  (figure 1.1) ; l'interface entre deux couches successives agissant comme un diffuseur pour une onde incidente sur le réseau. Il est très connu en optique que certaines fréquences en incidence normale aux couches sont transmises à travers le réseau alors que d'autres sont interdites de se propager et sont finalement totalement réfléchies. La structure de bandes pour le miroir de Bragg est illustrée sur la figure 1.2 et montre la séparation de bandes permises et de bandes interdites. Dans les bandes permises, les vecteurs d'ondes réels correspondent aux modes qui se propagent alors que dans les bandes interdites, les vecteurs d'ondes complexes correspondent aux ondes évanescentes qui décroissent exponentiellement à travers le cristal. Ces modes évanescents ne peuvent en aucune façon être excités dans un cristal infini ; mais, si la symétrie du cristal n'est plus respectée (introduction par exemple d'un défaut), il est possible, dans ce cas, de créer une zone de propagation dans la bande interdite.

Le miroir de Bragg, est un objet utilisé dans beaucoup d'applications telles que le filtre coupe-bande, le miroir parfait sans pertes ou encore en introduisant un défaut, comme une cavité pour le laser. Cependant, le miroir de Bragg comporte une limitation majeure ; les bandes interdites apparaissent seulement pour les incidences normales. Notons aussi que la bande interdite photonique d'un miroir de Bragg est d'autant plus large que le contraste d'indice optique entre les deux diélectriques qui le composent est élevé.

Le théorème de Floquet-Bloch [4] permet la résolution du problème de la propagation dans un tel milieu en faisant le calcul que sur une seule cellule du réseau.

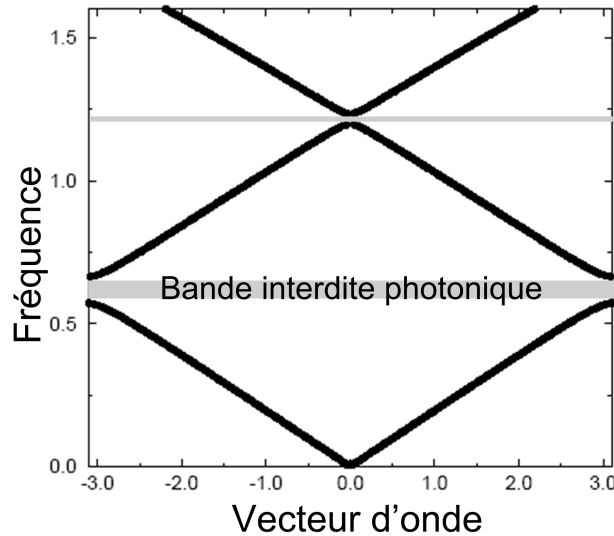


FIG. 1.2. Structure de bandes pour le miroir de Bragg.

La définition des *zones* par Brillouin en 1931 a aidé à simplifier l'étude des bandes passantes et des bandes interdites [5].

### 1.2.1. Domaine optique

Tandis que le miroir de Bragg est connu et utilisé depuis plusieurs années, ce ne fut qu'après les travaux de Yablonovitch à la fin des années 80 que des progrès considérables ont été faits pour produire un cristal photonique 3-D [6]. Ainsi apparurent les concepts de *Bande Interdite Photonique* « *BIP* ». Ces matériaux BIP sont l'équivalent pour les ondes électromagnétiques des semiconducteurs pour les électrons. La modulation du potentiel est remplacée par une modulation de l'indice de réfraction. Cette analogie est visible lorsqu'on considère les équations fondamentales que sont l'équation de Schrödinger pour le mouvement des électrons et l'équation de Helmholtz pour les ondes électromagnétiques. De ce fait, Yablonovitch a conduit ses recherches afin de trouver un cristal photonique adapté aux microondes sachant que la structure pourrait être ensuite redimensionnée dans le domaine de l'optique en réduisant les différentes dimensions.

Il a vite réalisé qu'afin d'augmenter ses chances de produire une bande interdite complète, il était nécessaire de trouver une structure, pour laquelle la première zone de Brillouin construite dans le réseau réciproque soit la plus proche possible d'une sphère. Des bandes interdites apparaîtront aux endroits où la constante d'énergie surfacique dans l'espace  $k$ , une sphère pour les photons libres, se rapproche le plus de la limite de la zone de Brillouin. De tous les types de réseaux communs, le réseau *Cubique Face Centrée* « *CFC* » (*Face-Centered-Cubic*

« FCC ») présente une première zone de Brillouin en forme d'octaèdre tronquée, donc très proche d'une sphère. Plusieurs structures d'essai ont été fabriquées :

- cubes de diélectriques arrangées en un FCC 3-D
- réseaux de FCC de sphères en alumine
- réseaux de FCC de trous sphériques dans un milieu diélectrique

Toutes ces structures, néanmoins, ne présentent pas de bande interdite complète.

Suite à l'étude de toutes ces structures, la première bande interdite complète a été prédite dans la structure du diamant (un FCC avec deux atomes par maille séparés de  $\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}$  suivant la grande diagonale) [7]. Depuis lors, toutes les réalisations de BIP 3-D ont été des « maquettes » de la structure du diamant, à différentes échelles. Parallèlement, en remplaçant les trous sphériques par des gros cylindres selon la direction  $[1\ 1\ 1]$ , il est aussi possible de résoudre le problème et de produire une bande interdite complète [8]. Cette structure a l'avantage d'être facilement fabriquée. Un masque triangulaire de trous est placé sur un milieu diélectrique, ensuite un perçage est fait trois fois à travers chaque trou à un angle  $35,26^\circ$  de la normale et un écart de  $120^\circ$  en azimut ( les directions  $[1\ 1\ 0]$ ,  $[1\ 0\ 1]$ ,  $[0\ 1\ 1]$  - voir figure 1.3). Cette structure en trois dimensions est connue sous le nom de la « *Yablonovite* » et propose une bande interdite complète quelle que soit la direction de propagation ou de polarisation de l'onde (figure 1.4).

À partir de la *structure « yablonovite »*, Yablonovitch a démontré l'existence d'une bande interdite complète à la fréquence de 15 GHz ( $\lambda \simeq 2$  cm). Des démonstrations plus récentes ont été faites à plus haute fréquence.

La figure 1.5 montre des résultats obtenus à l'Institut d'Électronique Fondamentale (IEF) d'Orsay sur une structure dite « *tas de bois* » qui présente une bande interdite complète vers 270 GHz ( $\lambda \simeq 1,1$  mm). Le procédé de réalisation consiste à creuser des tranchées parallèles dans des substrats de silicium intrinsèque, puis à empiler les substrats de sorte que les « poutres » de silicium restantes correspondent aux rangées atomiques  $[1\ 0\ 0]$  du diamant. La période cristalline est alors définie par quatre réseaux de poutres empilés. Les spectres de transmission de la figure 1.5 mesurés sous deux incidences ( $45^\circ$  et  $90^\circ$ ) font clairement apparaître une bande de fréquences commune où le signal transmis atteint le seuil de détectabilité. Le facteur d'atténuation peut en réalité dépasser  $10^3$  pour une seule maille cristalline, soit une réflectivité supérieure à 99,9%.

Fabriquer des structures à bande interdite photonique dans le domaine de l'optique impose de structurer des matériaux solides jusqu'à l'échelle submicronique. À ce jour, aucune équipe de recherche n'a conçu une structure 3-D à cette échelle. En revanche, les techniques de conception de structures 2-D sont mieux maîtrisées. Deux exemples de structures 2-D sont présentés sur la figure 1.6 : un réseau hexagonal de trous obtenu par gravure photo-électrochimique d'un

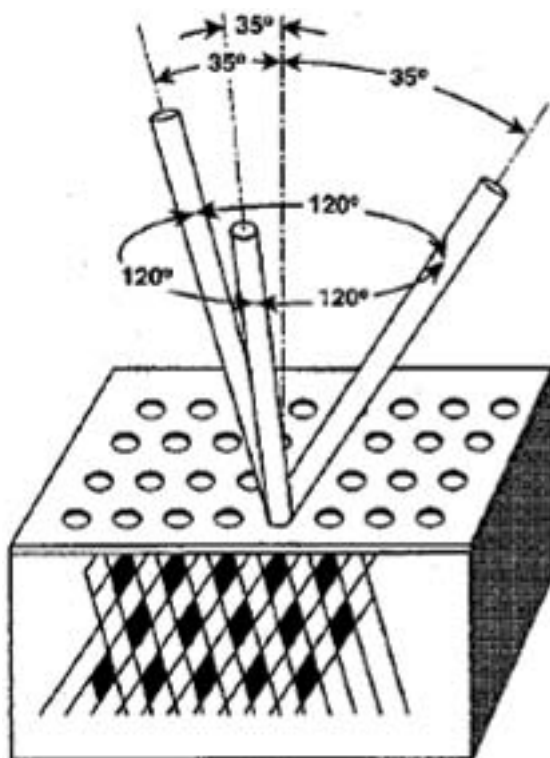


FIG. 1.3. La structure « Yablonoite ».

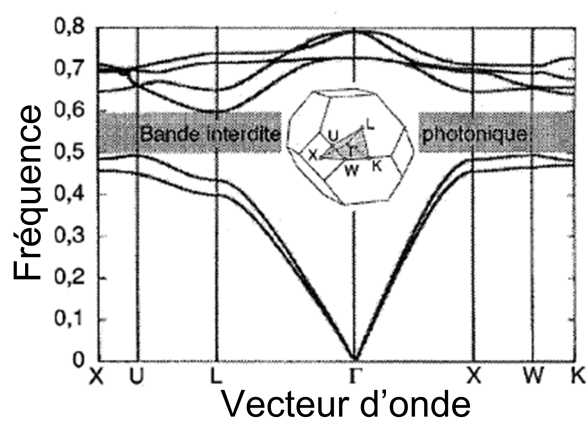


FIG. 1.4. Diagramme de bande de la structure « Yablonoite ».



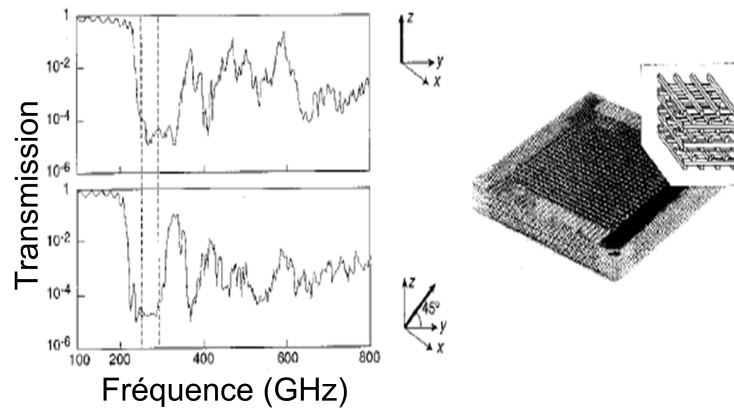


FIG. 1.5. Spectres de transmission (à gauche) mesurés sous deux incidences sur la structure dite « *tas de bois* » (à droite).

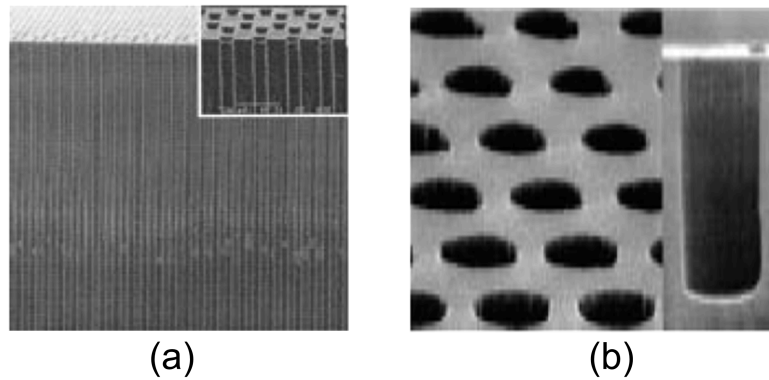


FIG. 1.6. Exemples de structures BIP 2-D. (a) Réseau hexagonal de trous obtenu par gravure photo-électrochimique d'un substrat de silicium. (b) Réseau triangulaire de trous réalisé par gravure ionique réactive de l'Arséniure de Gallium (AsGa).

substrat de silicium et un réseau triangulaire de trous réalisé par gravure ionique réactive de l'Arséniure de Gallium (AsGa).

Afin de bénéficier d'un confinement 3-D, une solution consistant à insérer ces structures dans des guides optiques planaires a été proposée, mais il reste toujours des problèmes de diffraction à résoudre (figure 1.7).

Les structures BIP peuvent être aussi utilisées comme des matériaux hôtes, en introduisant des défauts comme on dope un semiconducteur. La présence de défauts se traduit donc par une résonance étroite dans la bande interdite et ouvre alors de nouvelles perspectives pour les sources optiques.

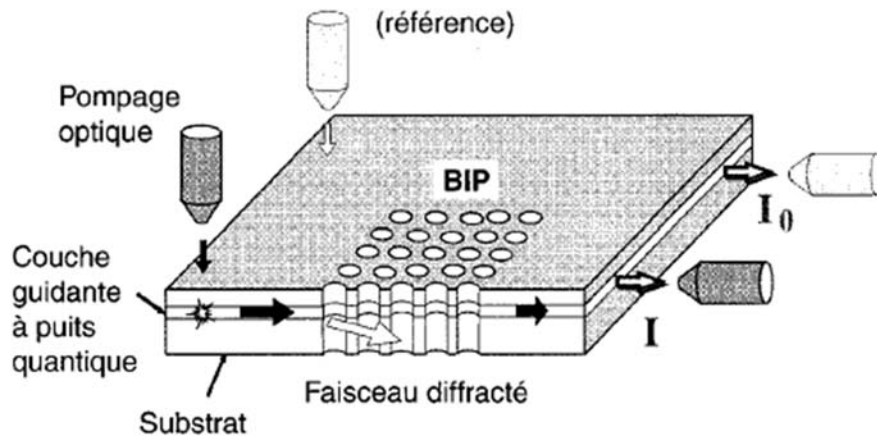


FIG. 1.7. Structure BIP insérée dans un guide optique planaire.

### 1.2.2. Domaine microondes

Dans le domaine des microondes, le terme « *Matériau à Bande Interdite Photonique* » est mal approprié. Le terme « *Photonique* » est donc remplacé par « *Électromagnétique* », d'où l'appellation actuelle : matériau à *Bande Interdite Électromagnétique* « *BIE* ».

Même si un grand nombre d'études a été stimulé par les travaux de Yablonovitch, les structures périodiques associées aux antennes et aux circuits microondes étaient déjà présentes bien avant. Le premier texte traitant de l'utilisation d'une structure périodique associée à une antenne est un brevet déposé par Marconi et Franklin en 1919 [9]. Cette invention était basée sur l'utilisation d'un réseau de tiges métalliques placées sur une surface parabolique autour des antennes d'émission et de réception afin d'améliorer les performances des réflecteurs dans les systèmes de télégraphes et téléphonies sans fil.

Les *Surfaces Sélectives en Fréquences* « *SSF* » (*Frequency Selective Surfaces* « *FSS* ») sont apparues plus tard, à la fin des années 60. Une telle surface peut être imaginée comme une couche de diélectrique de dimensions très grandes, contenant des éléments conducteurs planaires que sur une seule face. Les éléments conducteurs planaires peuvent avoir des formes arbitraires, mais au sein d'une surface sélective, tous les éléments sont généralement identiques. Cette structure périodique planaire peut être réalisée soit à partir d'éléments conducteurs soit à partir de motifs de type « fente » gravés dans un plan conducteur.

Si le côté conducteur de la surface sélective est illuminé par des ondes harmoniques de différentes fréquences, certaines fréquences seront transmises avec une atténuation minimale, certaines fréquences seront totalement réfléchies, et d'autres seront partiellement transmises et partiellement réfléchies. Par conséquent, la surface effectue une sélection en fréquence des ondes incidentes.

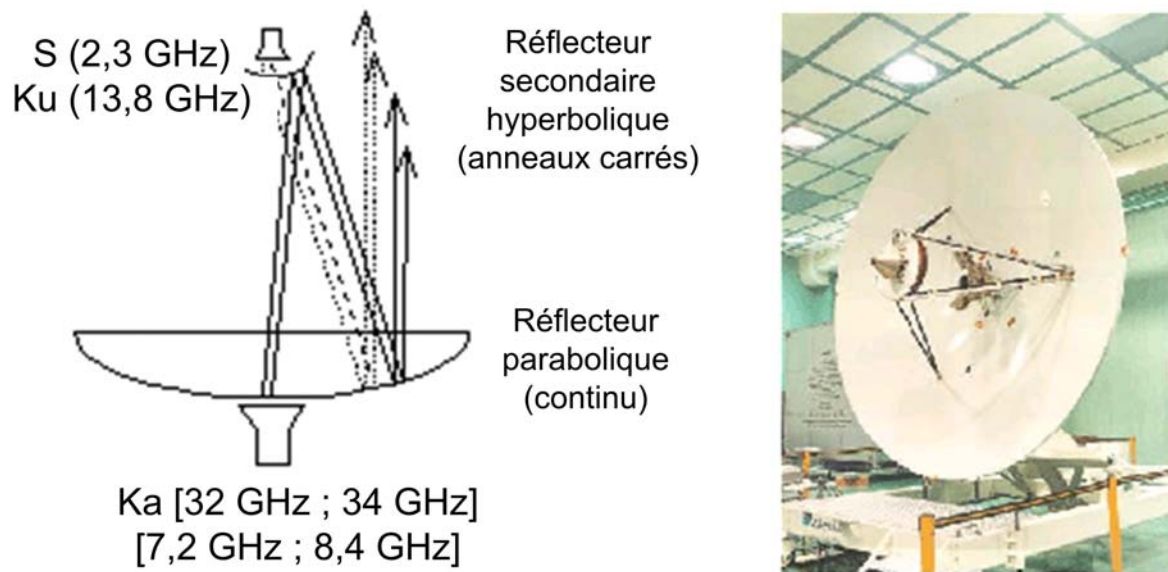


FIG. 1.8. Antenne du satellite « Cassini » associée aux SSF.

Ces SSF profitent des propriétés inductives et capacitatives des éléments associés à la constante diélectrique du substrat afin de varier la bande interdite au lieu de se reposer sur les dimensions physiques des structures 2-D ou 3-D. Donc, ce type de surface dite « métallo-diélectrique » est conçu avec des éléments et des espacements très faibles devant la longueur d'onde associée à la fréquence de travail.

L'objectif principal, dans un premier temps, était d'utiliser ces Surfaces Sélectives en Fréquences pour réduire la Surface Équivalente Radar « SER » des antennes sur les avions. D'autres applications ont par la suite été mises en oeuvre, telles que :

- les radômes
- les réflecteurs
- les filtres
- les absorbants

Par exemple, dans le cadre du satellite « Voyager 77 », une Surface Sélective en Fréquence a été utilisée pour mettre en application un réflecteur à double fréquence permettant à l'antenne parabolique sur le satellite de fonctionner dans deux bandes de fréquences différentes. Dans le cas du satellite « Cassini » en 1996, le principe décrit a été prolongé à quatre bandes de fréquences (figure 1.8).

Les motifs généralement utilisés dans les SSF sont donnés sur la figure 1.9. Ils peuvent être en forme de tiges à un ou plusieurs pôles, en forme d'anneaux, en forme de « patches » ou même une combinaison des trois formes précédentes.

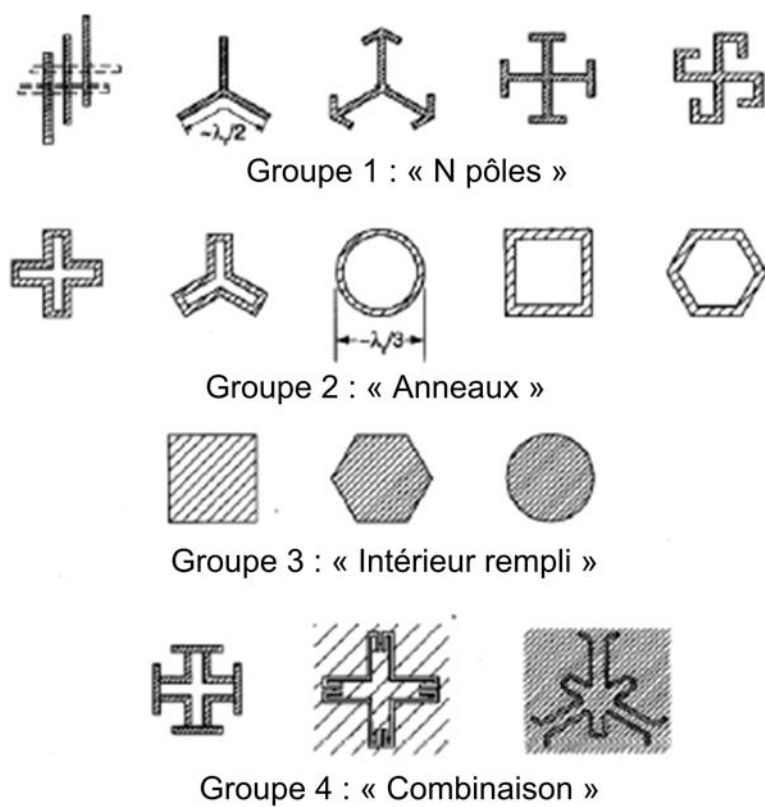


FIG. 1.9. Motifs élémentaires utilisés dans les Surfaces Sélectives en Fréquence

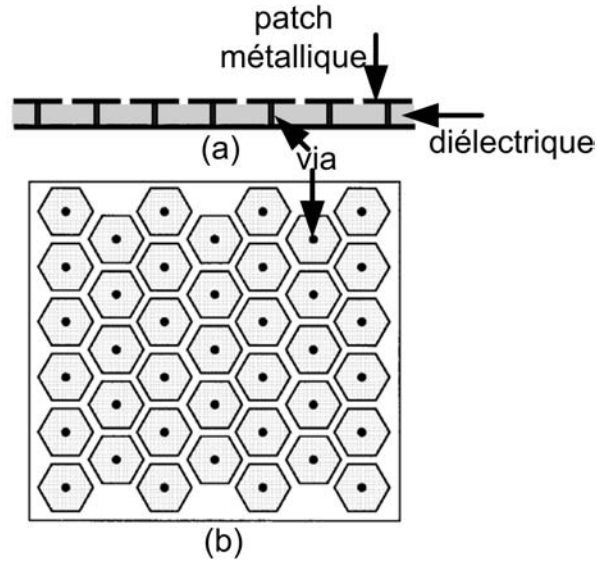


FIG. 1.10. (a) Vue de profil de la surface haute-impédance introduite par Sievenpiper. (b) Vue d'en haut de la surface haute-impédance montrant un réseau triangulaire de patch métalliques hexagonaux.

Récemment, un nouveau type de SSF (figure 1.10) a été mis en oeuvre par Sievenpiper [10]. Ce type de SSF a été présenté comme une *Surface Électromagnétique à Haute Impédance* « SEHI » (*High-Impedance Electromagnetic Surface* « HIES ») et constitue un filtre réjecteur de bande dans le spectre électromagnétique. Dans une certaine bande de fréquences limitée, cette surface va créer des courants images et des réflexions qui sont en phase avec la source au lieu d'être déphasées comme le cas d'une surface conductrice parfaitement continue. Elle permet aussi la suppression des ondes surfaciques existantes dans le cas d'un plan conducteur continu. Ces travaux ont ouvert de nouvelles possibilités permettant de remplacer des réflecteurs et des plans de masse continus, tout en améliorant les performances des dispositifs.

Néanmoins, le caractère haute impédance n'agit que dans une bande limitée de fréquences et en dehors de cette bande de travail, la surface agit comme une surface conductrice continue. Même si cette limitation en largeur de bande restreint son utilisation dans des applications larges-bandes spécifiques, des SEHI ont été conçues pour une large gamme de fréquences.

Sievenpiper a utilisé un modèle d'impédance de surface afin de prédire quelles dimensions physiques de la surface vont créer une largeur de bande interdite désirée et la position sur le spectre électromagnétique. Il a aussi montré qu'afin d'avoir une réflexion en phase, la SEHI ne nécessite pas d'être placée à une distance de  $\frac{\lambda}{4}$  de l'élément rayonnant comme c'est le cas des plans de masse continus. Ainsi, l'élément rayonnant peut être placé directement adjacent à la surface tout en rayonnant efficacement [11].

L'approche de Sievenpiper exigeant un procédé de fabrication non-planaire, Itoh a, pour sa part, développé un cristal électromagnétique planaire qui n'utilise pas de via et qui peut être

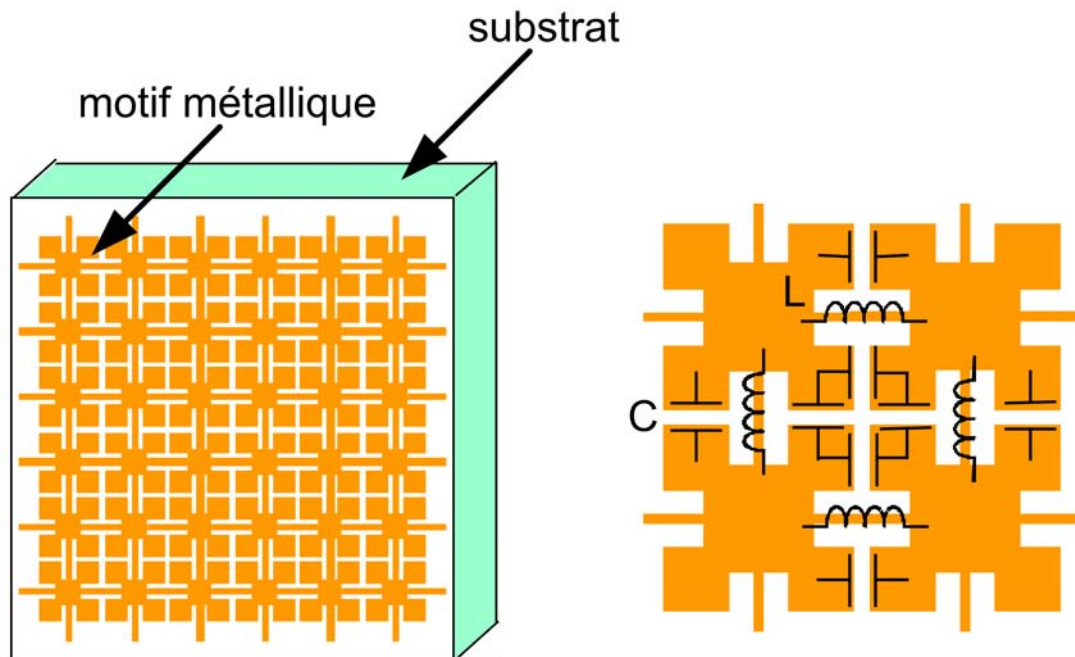


FIG. 1.11. Schéma de la structure UC-PBG de Itoh constituée de circuits L-C

intégré dans les circuits microondes et millimétriques [12, 13]. La structure est constituée de cristaux compacts périodiquement disposés dans deux dimensions (figure 1.11) et est connue comme *Uniplanar Compact PBG* « UC-PBG ».

### 1.3. Applications des structures périodiques

Les domaines aussi bien que le type d'applications des structures périodiques sont extrêmement variés. Le domaine général applicatif est celui de la propagation des ondes en espace libre ou dans des structures matérielles avec des utilisations spécifiques au filtrage et aux antennes. Nous énumérerons, dans un premier temps, les différentes applications dans le domaine optique et ensuite dans le domaine des microondes.

#### 1.3.1. Applications dans le domaine optique

##### 1.3.1.1. Le LASER BIP

Ce LASER conçu à partir d'un matériau BIP et stimulé électriquement a été proposé pour la première fois par Zhou en 2000 [14]. Le matériau BIP est composé d'un défaut unique formant une microcavité qui émet de la lumière à température ambiante (figure 1.12) et présente l'avantage d'être très compacte. Malgré des performances peu satisfaisantes en terme

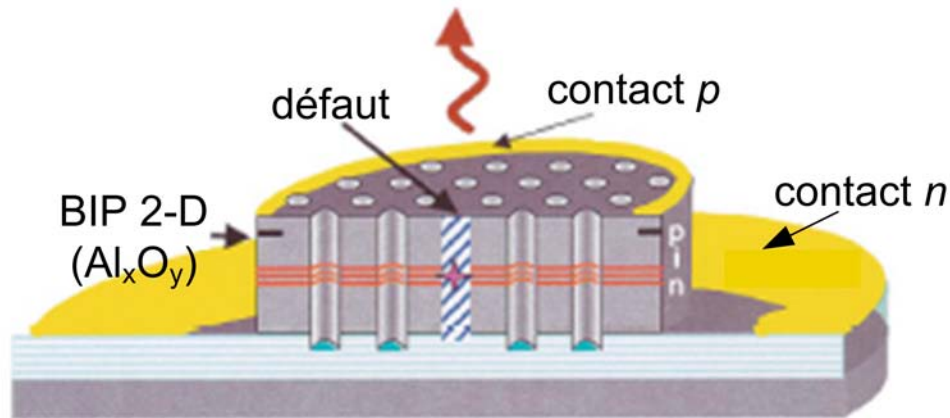


FIG. 1.12. Schéma du laser BIP stimulé électriquement.

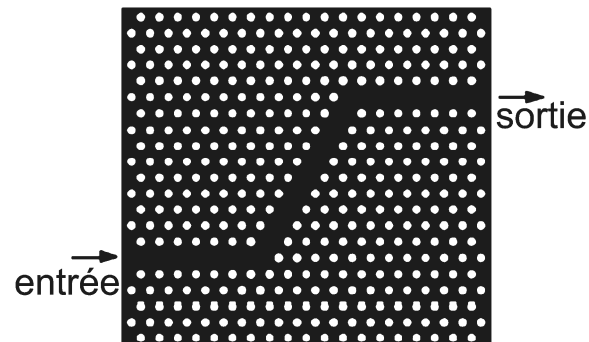


FIG. 1.13. Structure guidante avec un coude.

de puissance de sortie et de rendement, ce type de laser a potentiellement la faculté d'atteindre des niveaux de seuil nuls et ouvre alors de nouvelles perspectives.

### 1.3.1.2. Propagation d'ondes guidées

Les structures BIP comportant des défauts linéiques sont utilisées pour la propagation d'ondes guidées. Ceci se fait soit en retirant une ou plusieurs rangées de trous de la structure ou bien en réalisant un espacement, différent de la périodicité, entre deux rangées de la structure. De cette façon les effets de coudes se retrouvent diminués (figure 1.13) [15].

## 1.3.2. Applications dans le domaine des microondes

### 1.3.2.1. Filtrage fréquentiel

– Conception de filtres microrubans

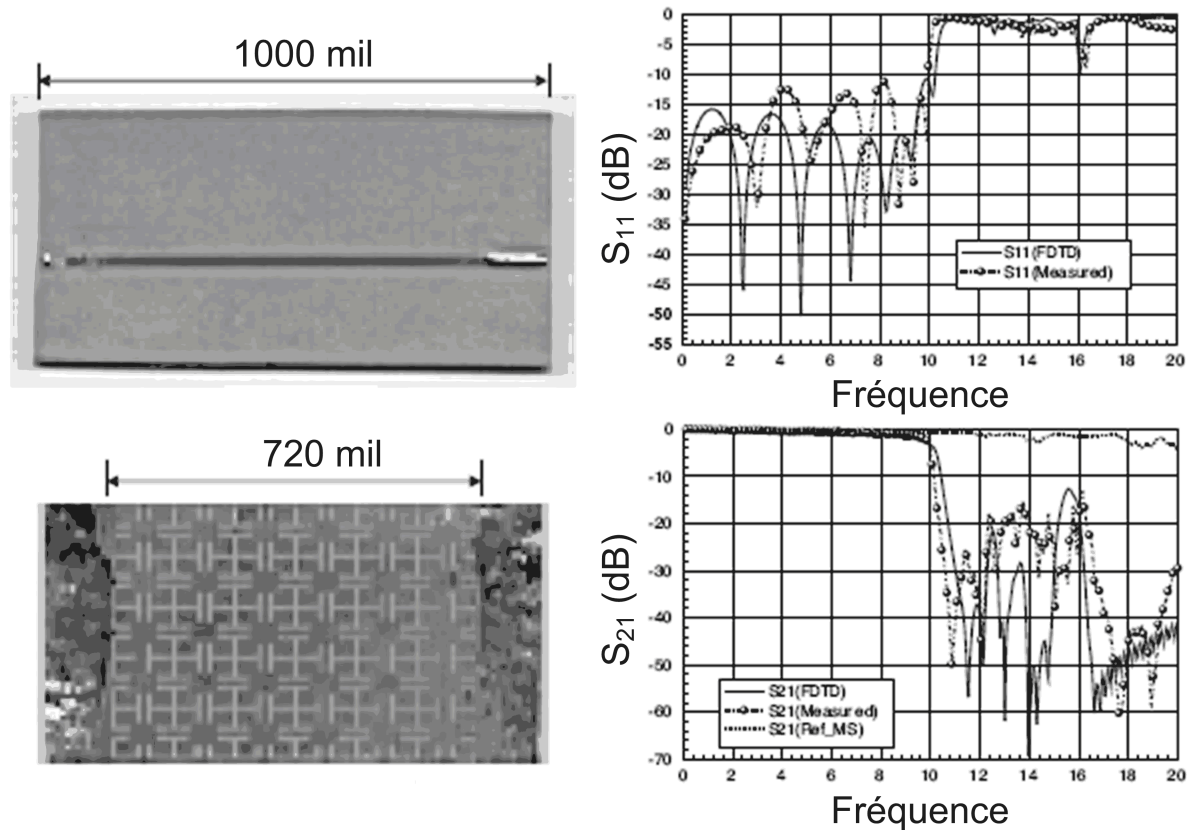


FIG. 1.14. Filtre réjecteur de bande à base de UC-PBG de Itoh.

L'application la plus largement utilisée des BIE est le filtrage fréquentiel vu leurs propriétés de créer des bandes interdites dans le spectre électromagnétique. Itoh utilise la structure UC-PBG comme plan de masse d'une ligne microruban pour la conception de filtres réjecteurs de bandes compactes [13]. La structure du filtre et les résultats associés sont présentés sur la figure 1.14.

– *Suppression des harmoniques*

Les larges bandes interdites obtenues avec les Surfaces Sélectives en Fréquences sont aussi souvent exploitées afin de supprimer les harmoniques toujours présents dans les filtres microrubans conventionnels [16].

– *Coupleur*

Les plans de masse démétallisés par des éléments inductifs et capacitifs tels que les SSF sont utilisés pour maîtriser le coefficient de couplage entre deux lignes parallèles [17]. Du point de vue physique, la SSF agit comme un obstacle dans la ligne de transmission (figure 1.15-a). Le champ  $E$  est discontinu dans la fente du plan démétallisé et dans cette situation, la fente joue le rôle d'un circuit ouvert pour le mode pair. Le signal n'a pas d'autre choix que de passer



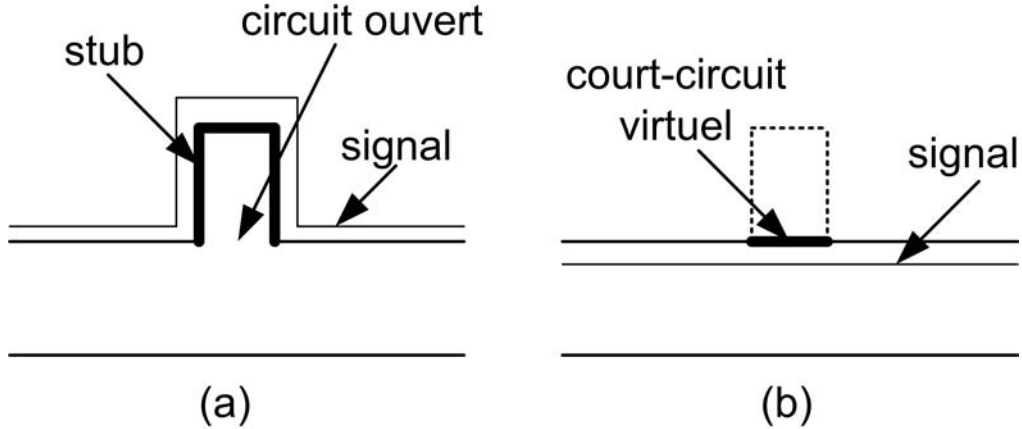


FIG. 1.15. Lignes couplées sur un plan de masse démetallisé. (a) Mode pair : effet de retard. (b) Mode impair : pas d'effet de retard.

par l'obstacle. Donc, il se propage sur un trajet plus long en mode pair et est donc ralenti. Le plan de masse démetallisé agit donc comme une ligne à retard.

Par contre, dans le cas du mode impair, le champ  $E$  est continu même si l'on utilise un plan de masse démetallisé. La fente joue le rôle d'un court-circuit et aucun effet de retard n'est obtenu (figure 1.15-b).

Comme la constante diélectrique effective est inversement proportionnelle à la vitesse de phase, elle augmente dans le cas du mode pair. De ce fait, plus il y a d'éléments inductifs et capacitifs dans le plan de masse, plus le signal est ralenti et donc la constante diélectrique effective augmente. De cette façon, le couplage entre les deux lignes parallèles peut être facilement contrôlé afin d'augmenter les performances de coupleurs. Cette méthode permet aussi une facilité de réalisation car l'espacement entre les deux lignes n'est plus critique.

### 1.3.2.2. Rayonnement électromagnétique

#### – Surfaces hautes impédances

Sievenpiper [10, 11] a montré que la surface haute impédance, introduite par lui-même, peut être utilisée comme réflecteur pour un élément rayonnant sans pour autant placer cette surface à  $\frac{\lambda}{4}$  de l'élément rayonnant. Cette distance doit être obligatoirement respectée dans le cas d'un réflecteur métallique continu. La raison est que ce type de surface crée une réflexion en phase avec l'onde rayonnée par l'élément en question. Il a aussi montré que cette surface sert à supprimer les ondes surfaciques se propageant sur le support de l'antenne qui dégradent le rayonnement de l'antenne.

Donc les surfaces à haute impédance permettent entre autres d'améliorer les performances et de miniaturiser des antennes. Elles diminuent également le rayonnement arrière.

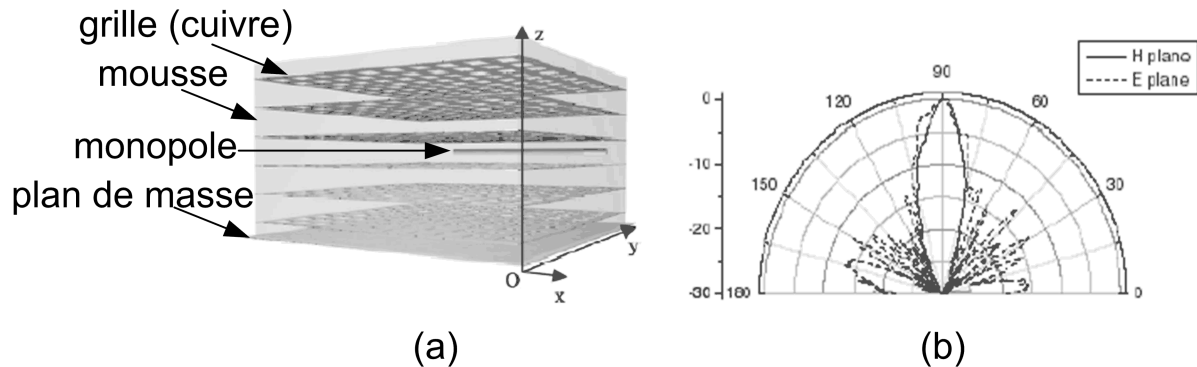


FIG. 1.16. Structure proposée par Enoch. (a) Schéma. (b) Diagramme de rayonnement.

– *Amélioration des performances des antennes*

Afin d'augmenter la directivité d'une antenne, Enoch de l'Institut Fresnel a proposé d'utiliser les modes de Bloch pour forcer l'émission selon un mode particulier dans un matériau à Bande Interdite Électromagnétique (BIE) [18]. La structure est composée d'un empilement de six grilles en cuivre espacées par de la mousse de faible permittivité très proche de l'air. Cette mousse a pour rôle de donner à l'ensemble une planéité et une rigidité correctes. Notons que chaque grille est perforée par un réseau 2-D de carrés. L'ensemble est ensuite disposé sur un plan de masse continu et est alimenté par un monopole (l'élément rayonnant) situé au milieu de la structure (figure 1.16).

L'ouverture à -3 dB atteinte est de l'ordre de  $10^\circ$  et la directivité est de 26 dB.

Une autre solution proposée par Thévenot de l'IRCOM consiste à utiliser des BIP comportant un défaut se traduisant par la présence de cavité résonante dans la bande interdite [19]. Cette méthode est employée pour la conception d'antennes directives à partir de sources rayonnantes insérées dans la cavité.

– *Faisceau contrôlable et balayage électronique*

Le faisceau et le balayage électronique des antennes peuvent être contrôlés en incluant des éléments actifs au matériau BIP sur lequel sont placées les antennes.

Par exemple, De Lustrac de l'IEF d'Orsay a associé des diodes PIN à un réseau de tiges fendues afin de contrôler la directivité d'une antenne [20].

### 1.3.2.3. Propagation d'ondes guidées

– *Guide d'ondes TEM*

L'équipe de Itoh a utilisé leur structure UC-PBG afin de créer un nouveau type de guide d'ondes TEM possédant une distribution de champ uniforme [21]. Cette structure change

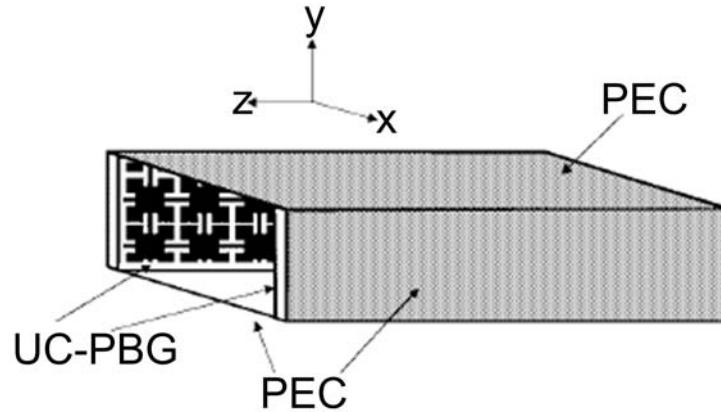


FIG. 1.17. Schéma d'un guide TEM à base de UC-PBG.

l'impédance de surface en un circuit ouvert dans la bande interdite. Elle est donc équivalente à une surface magnétique et sert à créer des conditions aux limites magnétiques. Quand les deux côtés latéraux (les petits côtés - voir figure 1.17) d'un guide d'ondes sont remplacés par la structure UC-PBG, un mode de plaque parallèle est établie par les conditions aux limites magnétiques. Sous cette situation, le guide d'ondes n'a alors plus de fréquence de coupure et le mode fondamental est de nature TEM.

Ce nouveau type de guide d'ondes TEM semble être un candidat potentiel et prometteur comme structure d'excitation pour un *réseau d'amplificateurs combineur de puissance quasi-optique* (*quasi-optical power-combining amplifier array*).

#### 1.4. Métamatériaux avec $\epsilon$ et/ou $\mu$ négative

Les métamatériaux sont des matériaux artificiels, souvent des structures périodiques de période très faible devant la longueur d'onde. Le terme « méta » vient du grec et est traduit par « au delà » en français. En d'autres mots, ces métamatériaux sont des matériaux présentant des propriétés que l'on ne rencontre pas *a priori* dans la nature.

Il existe deux types de métamatériaux présentant une réfraction négative. Le premier type a été proposé par Notomi et utilise les propriétés d'anisotropie des cristaux photoniques [22]. Dans ce cas, une réfraction négative est obtenue même quand l'indice de réfraction est positif. Le deuxième type est obtenu par une perméabilité et une permittivité simultanément négatives et a été proposé d'après une étude théorique de Veselago en 1967 [23]. C'est le deuxième type de métamatériaux qui a été étudié dans le cadre de cette thèse.

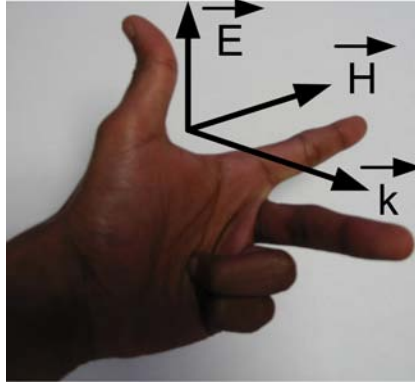


FIG. 1.18. Trièdre indirect caractérisé par la règle de la main gauche.

### 1.4.1. Approche de Veselago

Une analyse de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu possédant simultanément une perméabilité et une permittivité effectives négatives a été faite à l'origine par le physicien russe Victor Veselago [23]. Dans son article paru à l'origine en russe en 1967 puis traduit en anglais en 1968, il évoque la possibilité de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu linéaire, homogène et isotrope et possédant simultanément une perméabilité et une permittivité négatives. Ces matériaux ont été qualifiés comme *Main Gauche* « *MG* » (*Left-Handed Materials* « *LHM* ») par la suite. Ce terme vient du fait que le champ électrique  $\vec{E}$ , le champ magnétique  $\vec{H}$  et le vecteur d'onde  $\vec{k}$  forment un trièdre indirect caractérisé par la règle de la main gauche (figure 1.18).

Il utilise la matrice  $G$  formée par les cosinus directeurs des vecteurs  $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$  et attribue un rôle primordial à son déterminant  $p$ . Les cosinus directeurs de  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  et  $\vec{k}$  sont respectivement notés par  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$  et  $\gamma_i$ .

$$G = \begin{bmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 & \alpha_3 \\ \beta_1 & \beta_2 & \beta_3 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 \end{bmatrix} \quad (1.1)$$

Le déterminant  $p$  détecte si le milieu est caractérisé par la règle de la main droite ou de la main gauche.

En effet, si  $p = +1$ , le triplet de vecteurs  $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$  est direct donc le milieu est dit milieu « main droite ».

Par contre, si  $p = -1$ , le triplet de vecteurs  $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$  est indirect donc le milieu est dit milieu « main gauche ».

Le trièdre indirect peut être facilement vérifié en écrivant les équations de Maxwell pour une onde plane :

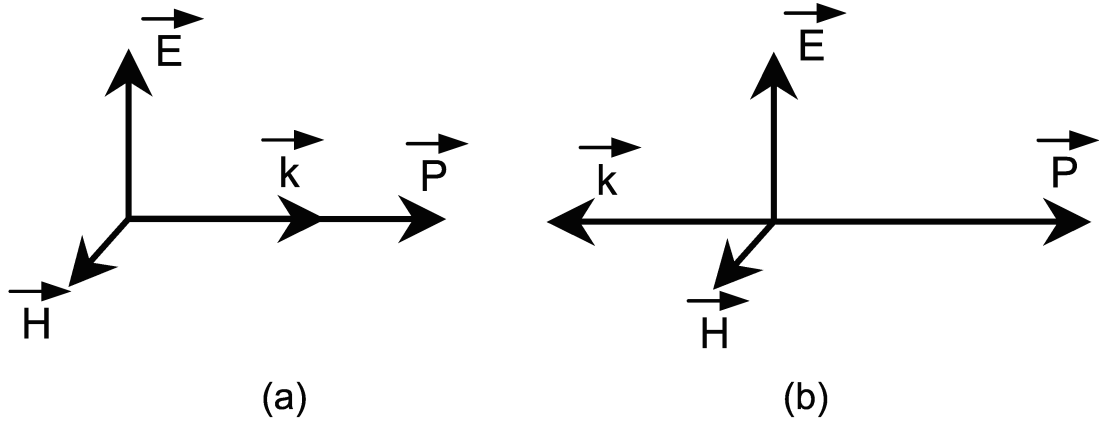


FIG. 1.19. Représentation vectorielle d'une onde plane. (a) Milieu « main droite ». (b) Milieu « main gauche ».

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega\mu\vec{H} \quad (1.2)$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega\epsilon\vec{E} \quad (1.3)$$

Dans le cas où  $\epsilon$  et  $\mu$  sont toutes les deux positives ;  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  et  $\vec{k}$  forment un trièdre direct de vecteurs et quand  $\epsilon$  et  $\mu$  sont toutes les deux négatives ;  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  et  $\vec{k}$  forment un trièdre indirect de vecteurs.

Veselago avait ainsi mis en avant les propriétés physiques d'un milieu « main gauche » :

- Le vecteur de Poynting,  $\vec{P}$  donné par l'équation  $\vec{P} = \frac{1}{2}\vec{E} \times \vec{H}^*$  se retrouve opposé à la direction du vecteur d'onde,  $\vec{k}$  (figure 1.19).
- La vitesse de phase,  $v_\varphi$  et la vitesse de groupe,  $v_g$  d'une onde électromagnétique sont dans des directions opposées.

Ces différentes propriétés donnent naissance à des phénomènes physiques nouveaux, décrits par Veselago. Il avait prédit que ce type de milieu posséderait des propriétés uniques telles que :

- L'inversion de la loi de Snell-Descartes. En effet, lors du passage d'un milieu main droite à un milieu main gauche, une onde se verra transmise du même côté de la normale. Ce résultat conduit donc à définir un indice de réfraction négatif pour les milieux main gauche.
- L'inversion de l'effet Doppler
- L'inversion du rayonnement de Cerenkov.

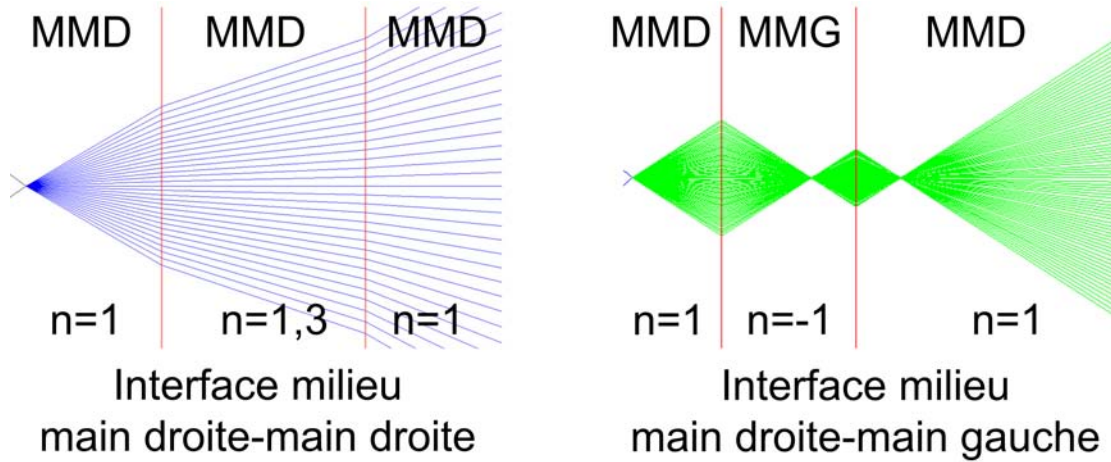


FIG. 1.20. Propagation électromagnétique dans différents milieux.

La vérification expérimentale de l'inversion de la loi de Snell qui a été faite en 2001 [24], est par la suite devenue un sujet de controverse [25, 26, 27]. Des arguments analytiques à propos du signe de l'indice de réfraction sont présentés dans [28] et une vitesse de phase négative a été observée dans des simulations FDTD [29]. L'indice de réfraction négatif a aussi été calculé à partir du coefficient de réflexion et de transmission [30].

La réfraction négative ouvre la possibilité de fabriquer des lentilles parfaites [23]. Dans un milieu main gauche, la propriété la plus remarquable reste la capacité à amplifier les modes évanescents. Donc, une lentille fabriquée à partir de matériaux main gauche présentant simultanément  $\epsilon$  et  $\mu$  égales à -1, peut en principe agir comme une lentille parfaite [31] dans le sens qu'elle peut reconstruire une image sans aucune diffraction (figure 1.20). Mais l'existence d'une lentille parfaite semble être en contradiction avec les lois fondamentales de la physique, comme décrit dans plusieurs articles [26, 32]. Néanmoins, des développements physiques plus détaillés [27, 33, 34] n'ont pas seulement montré que la fabrication d'une lentille « presque parfaite » est tout à fait possible, mais a aussi éclairci beaucoup de points sur ce phénomène [35, 36, 37, 38].

Veselago [23] avait aussi insisté sur le fait que la permittivité et la perméabilité du matériau main gauche devaient dépendre de la fréquence du champ électromagnétique ; sinon la densité d'énergie donnée par :

$$U = \frac{1}{2\pi} \int d\omega \left[ \frac{\partial(\omega\epsilon)}{\partial\omega} |E|^2 + \frac{\partial(\omega\mu)}{\partial\omega} |H|^2 \right] \quad (1.4)$$

serait négative. Dans l'équation 1.4,  $\epsilon$  et  $\mu$  sont négatives et dispersives. Donc, selon les relations de Kramers-Kronig, les parties imaginaires de la permittivité et de la perméabilité sont différentes de zéro dans les matériaux main gauche. Ainsi, les pertes d'insertion sont inévitables

dans ce type de matériau. Le calcul théorique des pertes est un problème assez difficile, et a même conduit à la conclusion que les matériaux main gauche ne sont pas transparents [25]. Heureusement, d'autres expériences ont confirmé que les pertes dans une structure main gauche pouvaient être aussi faibles que dans un matériau conventionnel d'indice de réfraction positif [39].

La particularité des métamatériaux que nous étudierons par la suite repose sur les valeurs simultanément négatives de la permittivité et de la perméabilité.

### 1.4.2. Perméabilité négative

Dans le domaine microondes, certains matériaux ferromagnétiques [40] et composites antiferromagnétiques tels que  $MgF_2$  et  $FeF_2$  [41] peuvent présenter une perméabilité négative. Cependant, ces matériaux sont lourds et présentent de fortes pertes magnétiques.

La possibilité de créer des milieux non-magnétiques avec une réponse magnétique est alors très intéressante. Cette possibilité est devenue une réalité en 1999 quand Pendry introduisit la structure *rouleau suisse* (*swiss-roll*) présentée sur la figure 1.21 [42]. En effet, le rouleau suisse est une structure artificielle métallique qui a une résonance magnétique sans la présence de composant magnétique. Chaque rouleau suisse individuel est composé d'un cylindre de rayon  $R$  sur lequel est enroulé une spirale conductrice isolée de  $N$  tours. L'espacement entre deux tours consécutifs est noté par  $d_c$ . Il n'existe donc pas de contact électrique entre les couches. Quand un champ magnétique alternatif est appliqué selon l'axe du cylindre, un courant est induit dans le conducteur. La capacité créée complète donc le circuit résonant et fait circuler le courant.

Les dimensions typiques présentées pour la structure était de 200 mm pour la longueur et 8 mm pour le rayon. Comme la capacité créée était grande, la structure résonnait dans le domaine radiofréquences (figure 1.22). L'inégalité  $\lambda \gg R$  étant respectée, le milieu constitué d'un réseau de rouleaux suisses pouvait donc être considéré comme un milieu homogène.

La relation permettant de calculer la perméabilité effective est d'après [42] :

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{F}{1 + \frac{2\sigma i}{\omega R \mu_0 (N-1)} - \frac{d_c c_0^2}{2\pi^2 R^3 (N-1) \omega^2}} \quad (1.5)$$

où  $c_0$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $\omega$  la pulsation angulaire. La feuille spirale a une conductivité  $\sigma$  et l'isolant entre les couches conductrices a une permittivité  $\epsilon$ . Le taux de remplissage de matériau qui est magnétiquement actif est donné par  $F$ . La perméabilité effective peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\Gamma\omega} \quad (1.6)$$

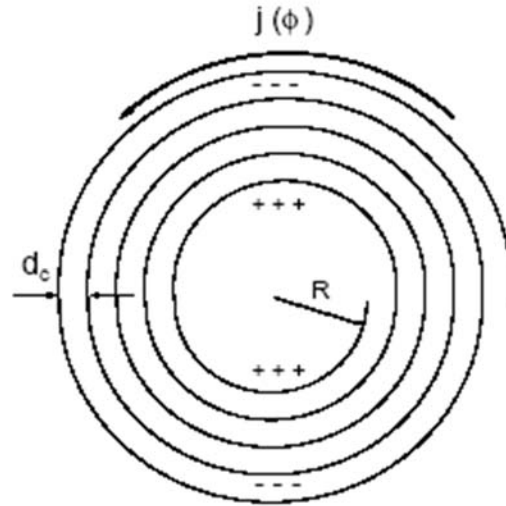
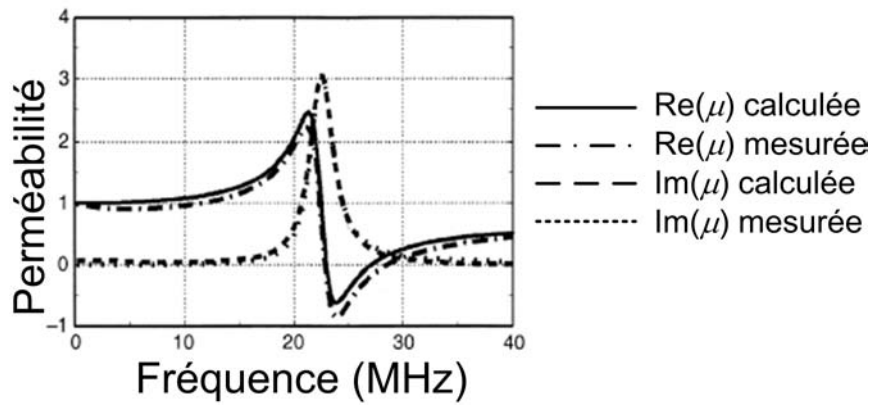


FIG. 1.21. La structure rouleau suisse introduite par Pendry.

FIG. 1.22. Perméabilité calculée et mesurée pour un *rouleau suisse* de 35-tours.



où la pulsation de résonance est donnée par :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{d_c c_0^2}{2\pi^2 R^3 (N-1)}} \quad (1.7)$$

et l'amortissement de la résonance est donnée par le facteur :

$$\Gamma = \frac{2\sigma}{\omega R \mu_0 (N-1)} \quad (1.8)$$

De la relation 1.8, on voit que les feuilles conductrices limitent l'effet maximal que l'on peut obtenir. Les résultats de la perméabilité effective mesurée et calculée sont donnés sur la figure 1.22.

La structure rouleau suisse résonne seulement quand le champ magnétique est appliqué selon l'axe du rouleau et pas dans les autres directions. De plus, pour les ondes transverses incidentes sur un réseau de ces structures où le champ électrique est parallèle aux cylindres, une absorption est observée. De ce fait des comportements anisotropes indésirables peuvent être obtenus.

Un raffinement du système a donc conduit la même équipe de recherche à proposer le *Résonateur en Anneau Fendu* « RAF » (*Split Ring Resonator* « SRR ») afin de limiter l'absorption de la structure rouleau suisse. Un exemple de ce RAF est donné sur la figure 1.23. Pour éliminer l'activité électrique, des éléments planaires ont remplacé les feuilles conductrices de la structure originale. Dans ce cas aussi, la capacité créée est grande permettant au courant de circuler même en l'absence d'une continuité électrique. Le RAF résonne à une fréquence où la longueur d'onde du vide est largement supérieure à son diamètre.

Une propriété intéressante du RAF est son pouvoir à concentrer de l'énergie électrostatique du champ incident dans les régions où est créée la capacité. D'après [42], des améliorations de l'ordre de cinq fois l'amplitude peuvent être obtenues.

Le diagramme de dispersion présenté par Pendry pour le RAF est donné sur la figure 1.24.

Les points importants à noter sont :

1. Là où  $\mu_{eff}$  est négative, il existe un gap dans la relation de dispersion. Cet effet est observé pour  $\omega_0 < \omega < \omega_{mp}$ , où  $\omega_{mp}$  est la pulsation de plasma magnétique. Cette fréquence de plasma correspond à la fréquence où  $\mu_{eff} = 0$ . Seuls les modes évanescent avec un vecteur d'onde imaginaire existent dans cette région.
2. A  $\omega = \omega_{mp}$ , il existe un mode de plasma magnétique longitudinal où il n'y a pas de dispersion.

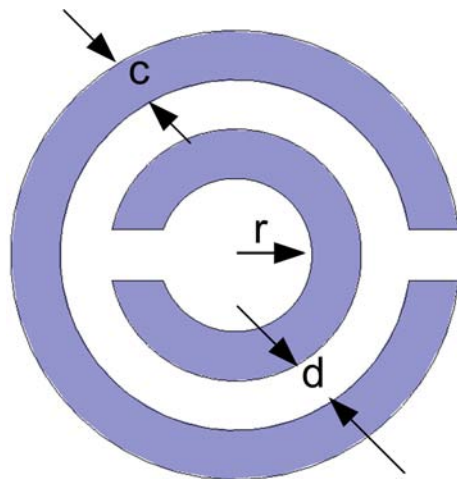


FIG. 1.23. Résonateur en Anneau Fendu « RAF » (Split Ring Resonator « SRR ») introduit par Pendry.

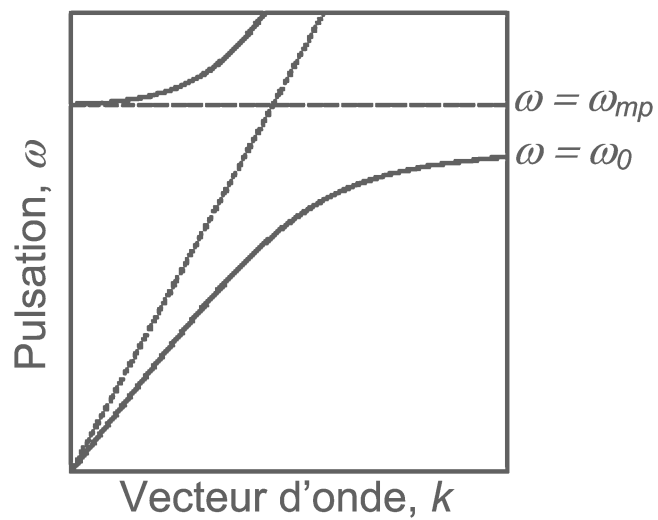


FIG. 1.24. Diagramme de dispersion présenté par Pendry dans le cas du RAF.

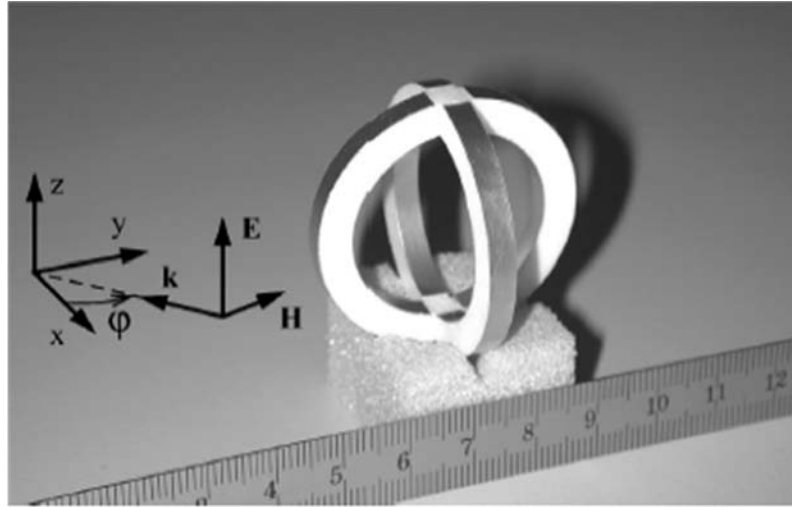


FIG. 1.25. Motif bi-dimensionnel du RAF résonant à 0,92 GHz proposé par Balmaz et Martin.

Ce diagramme de dispersion donné sur la figure 1.24 est similaire à celle des matériaux à Bande Interdite Photonique ou Électromagnétique.

D'autres types de structures présentant une perméabilité négative ont par la suite été proposés dans la littérature. Par exemple, afin de régler le problème d'anisotropie du RAF, une équipe suisse a introduit un motif bi-dimensionnel appelé *Crossed SRR* « *CSRR* » (*Résonateur en Anneau Fendu croisé*) (figure 1.25) constitué de deux RAFs de mêmes dimensions, perpendiculaires l'un à l'autre [43]. Ce motif accroît donc l'isotropie dans deux directions de l'espace. En effet, la structure est polarisée avec un champ se propageant dans le plan  $xy$  (angle d'incidence  $\varphi$ ).

Les mêmes auteurs parlent aussi d'isotropie tri-dimensionnelle (figure 1.26), où trois RAFs sont placés perpendiculaires l'un à l'autre. Dans le premier cas (figure 1.26-a), où les dimensions des trois RAFs sont identiques, ils montrent malheureusement que ce type de motif ne constitue en aucun cas un motif isotrope à trois dimensions. Ils expliquent ceci par le côté opposé de la coupure des rubans métalliques qu'ils désignent comme un point neutre. Dans le cas où il y a une intersection de deux RAFs à ce point neutre, il existe donc une isotropie dans la structure. Et comme dans le motif tri-dimensionnel de la figure 1.26-a, les trois RAFs ne se croisent jamais à ce point neutre, ce motif ne présente donc pas d'isotropie quelle que soit la polarisation. Par contre, il y a possibilité d'obtenir une structure isotrope 3-D avec trois RAFs de dimensions différentes (figure 1.26-b).

L'équipe de Marqués de l'Université de Séville a fait remarquer l'existence des effets bianisotropes dans la structure de RAF [44]. Cette bianisotropie est due au couplage magnéto-électrique dans le RAF. Un nouveau modèle de RAF, illustré sur la figure 1.27 a été proposé par les auteurs afin d'éliminer ce couplage magnéto-électrique. Ce type de RAF est connu sous l'ap-

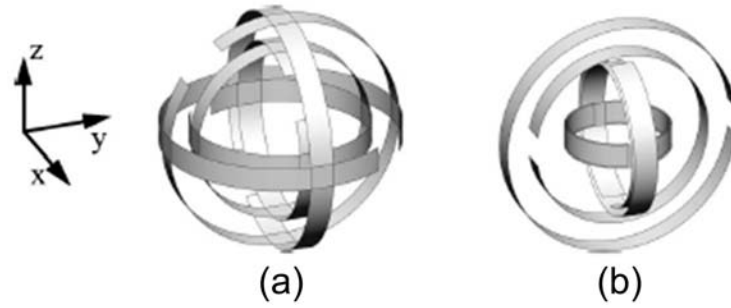


FIG. 1.26. Motif tri-dimensionnel proposé par Balmaz et Martin. (a) Structure composée de trois RAFs identiques perpendiculaires l'un à l'autre. (b) Structure composée de trois RAFs de dimensions différentes perpendiculaires l'un à l'autre.

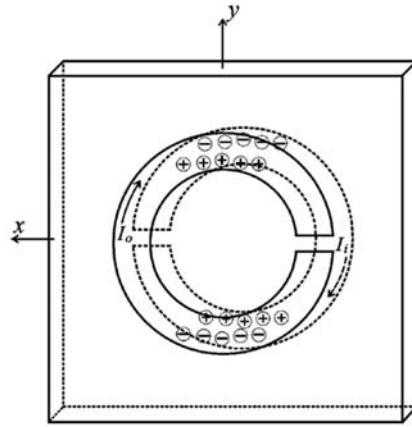


FIG. 1.27. La structure BC-SRR proposée par R. Marqués pour éviter les effets de la bianisotropie.

pellation *Broadside Coupled SRR* « *BC-SRR* » [45]. Le BC-SRR est en fait composé de deux anneaux fendus de mêmes dimensions, se trouvant sur les deux faces opposées du support diélectrique. Ce nouveau motif présente aussi l'avantage additionnel d'avoir une fréquence de résonance réduite par rapport au RAF de Pendry. Les dimensions du BC-SRR peuvent être de l'ordre de  $\frac{\lambda_0}{25}$ .

D'autres types de structures présentant une perméabilité négative ont aussi été proposés par J. Baena [46]. En reliant les deux anneaux formant le RAF dans un premier temps, J. Baena a conçu un résonateur en spirale (figure 1.28-a). Il a ensuite rajouté un troisième anneau qui est aussi relié aux deux autres déjà reliés entre eux (figure 1.28-b). Ces deux motifs conservent le même comportement fréquentiel que le RAF de Pendry, tout en ayant l'avantage de diminuer fortement la fréquence de résonance car la capacité équivalente du résonateur est augmentée.

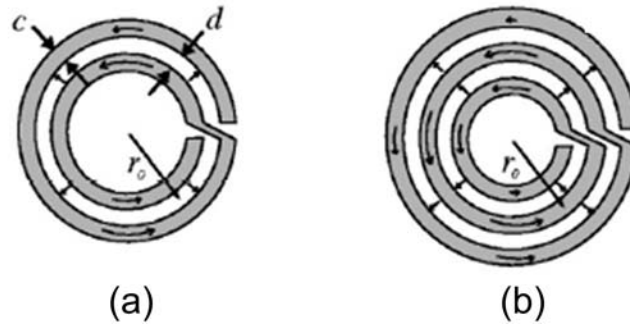


FIG. 1.28. Résonateurs en spirale de J. Baena.

Des résonateurs à activité magnétique en forme de «  $C$  » ont été aussi introduits par O'Brien [47] afin d'avoir des fréquences de résonance de l'ordre des dizaines de térahertz. En proposant ce motif (figure 1.29), O'Brien a pris en compte les contributions de la masse effective des électrons et l'absorption de l'énergie qui peuvent avoir des conséquences négatives sur la réponse électromagnétique. En effet, lorsqu'on va réduire les différentes dimensions du résonateur pour établir une fréquence de résonance élevée, des effets inductifs apparaissent et peuvent créer un effet de saturation pour la fréquence de résonance. Cette saturation est expliquée par le fait que plusieurs résonances seront tellement proches que l'on ne pourra plus distinguer la fréquence de chacune d'entre elles. Autre conséquence des dimensions fortement réduites est la diminution du libre parcours moyen des électrons dans le métal formant le résonateur. Ceci se traduit en un effet de surface accentué qui contribue à augmenter le niveau d'absorption dans le motif par rapport à son support diélectrique. En ce qui concerne l'excitation de ce type de résonateur, le champ électrique est dirigé selon l'axe  $x$ , le champ magnétique selon l'axe  $y$  et la propagation se fait selon l'axe  $z$ . Par exemple sur le schéma de gauche de la figure 1.29, pour  $a = 300$  nm,  $b = 156$  nm,  $D = 12$  nm,  $L_c = 72$  nm et  $d_c = 12$  nm ; la fréquence de résonance est voisine de 110 THz.

Le comportement de ces structures sera analysé par des simulations sous le logiciel *HFSS* d'Ansoft dans le deuxième chapitre.

### 1.4.3. Permittivité négative

Dans le domaine infrarouge et optique du spectre électromagnétique, des permittivités négatives sont observées pour les métaux alcalins. Ce comportement est dû à la masse et à la charge de l'électron et est à l'origine de la physique riche et intéressante que l'on peut trouver dans les systèmes métalliques à très hautes fréquences. L'inconvénient avec ces matériaux est que dans le régime optiques et microondes, les pertes résistives dans les métaux deviennent prépondérantes.

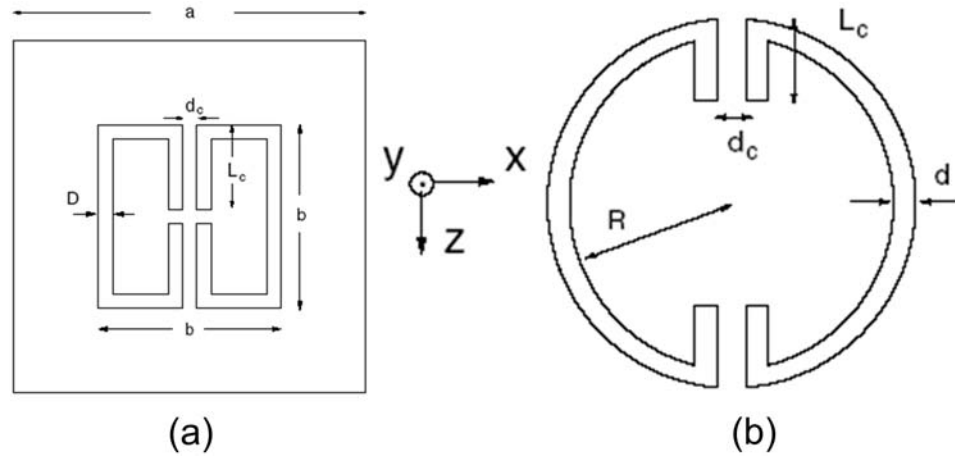


FIG. 1.29. Résonateurs en forme de C proposés par O'Brien.

Remarquons cependant que, des matériaux artificiels se comportant comme des milieux effectifs et possédant une permittivité négative ont été fabriqués. L'avantage de ces matériaux artificiels est que les pertes résistives peuvent être contrôlées. Ce type de matériau est plus connu sous le nom de plasma artificiel.

La force de Coulomb et la masse finie de l'électron se combinent pour donner au plasma idéal une dispersion de la permittivité suivant la relation :

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1.9)$$

où la fréquence de plasma est donnée par :

$$\omega_p^2 = \frac{\rho e^2}{\epsilon_0 m_{eff}} \quad (1.10)$$

Dans l'équation 1.10,  $\rho$  représente la densité d'électron,  $e$  est la charge de l'électron et  $m_{eff}$  est la masse effective de l'électron.

La permittivité du plasma est donc négative pour les fréquences en-dessous de la fréquence plasma. Le diagramme de dispersion correspondant est illustré sur la figure 1.30. Un mode longitudinal apparaît à une fréquence fixe tandis que deux modes transverses émergent à la fréquence plasma. La conséquence de cette permittivité négative est que seuls les modes évanescents existent en dessous de la fréquence de plasma.

Vu que la charge spécifique de l'électron est très grande ( $e/m_{eff} = -1.76 \times 10^{11} CKg^{-1}$ ), la fréquence de plasma des métaux se situe typiquement dans le domaine ultraviolet du spectre. Afin d'abaisser cette fréquence, des particules plus lourdes et ayant une densité  $\rho$  plus faible sont requises.

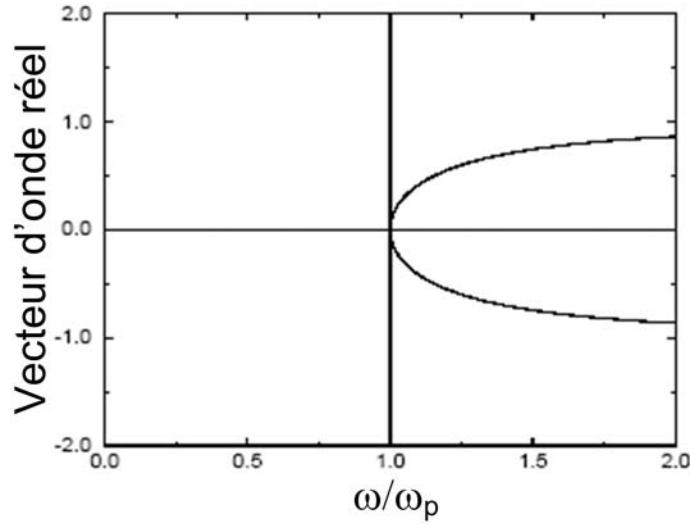


FIG. 1.30. Diagramme de dispersion de la lumière dans un métal idéal.

Une telle structure, se comportant comme un plasma de faible densité a été introduite par Pendry [48] et est présentée sur la figure 1.31. Elle est composée d'un réseau tridimensionnel de tiges métalliques très fines. L'auteur a démontré de la façon suivante comment il arrivait à abaisser  $\omega_p$  avec une telle structure.

Supposons qu'il y ait un déplacement d'électrons dans les tiges selon uniquement un seul des trois axes. Donc, seules les tiges dirigées selon cet axe sont actives et produisent une densité effective d'électrons,  $\rho_{eff}$ , plus faible. Cette densité effective est définie comme l'aire occupée par les tiges actives. Ainsi,

$$\rho_{eff} = \rho \frac{\pi r^2}{a^2} \quad (1.11)$$

La relation permettant de calculer la fréquence de plasma de la structure tridimensionnelle a été démontrée dans [48] comme étant :

$$\omega_p^2 = \frac{\rho_{eff} e^2}{\epsilon_0 m_{eff}} = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln\left(\frac{a}{r}\right)} \quad (1.12)$$

On peut remarquer dans l'équation 1.12 que les facteurs de masse effective et de densité de charge ont été remplacés par les paramètres géométriques de la structure.

#### 1.4.4. Motifs de résonateurs présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négative

Le premier motif est en forme de «  $\Omega$  » et a été introduit par Simovski [49]. Une collaboration entre l'Université Zhejiang en Chine et le Massachusetts Institute of Technology

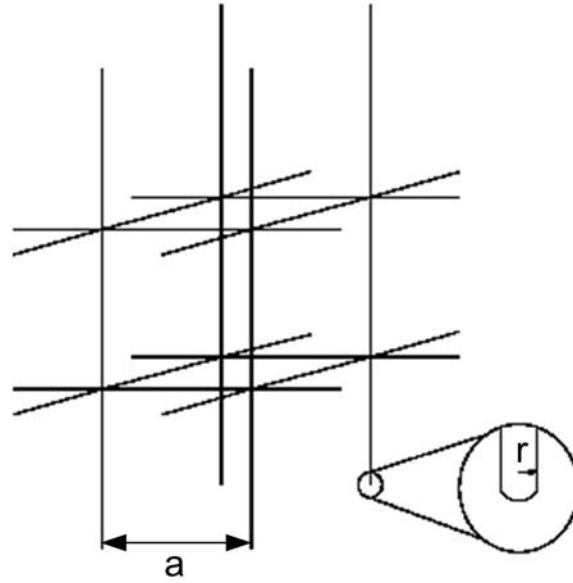


FIG. 1.31. Structure périodique 3-D, composée de tiges métalliques infiniment longues, introduite par Pendry.

aux Etats-Unis a permis de développer un autre type de motif en forme «  $S$  » présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négatives [50, 51]. Ces deux motifs sont présentés sur la figure 1.32.

Ces motifs combinent à la fois un dipôle magnétique par le biais de l'anneau et un dipôle électrique par le biais des bras. Selon les auteurs de [51], l'intérêt de ces motifs réside dans la facilité de la conception d'une structure périodique qui peut être polarisée selon deux directions, donc créer une structure bi-dimensionnelle rien qu'en empilant différentes couches de diélectriques, sans pour autant croiser les empilements.

#### 1.4.5. Lignes de propagation avec un indice de réfraction négatif

Cette approche provient de l'analogie déjà faite entre la propagation transverse électromagnétique sur les lignes de transmission « LT » et la propagation d'une onde plane dans un milieu homogène isotrope ayant des paramètres  $\epsilon$  et  $\mu$  positifs. Les paramètres linéiques  $L$  et  $C$  d'une ligne de transmission conventionnelle, illustrée sur la figure 1.33-a, peuvent être reliés à la permittivité et la perméabilité de la façon suivante :

$$\epsilon = C, \quad \mu = L \quad (1.13)$$

Donc, afin de faire la synthèse d'un milieu à indice de réfraction négatif ( $\epsilon < 0$  et  $\mu < 0$ ), l'inductance en série et la capacité en parallèle doivent être négatives. Ce changement de signe



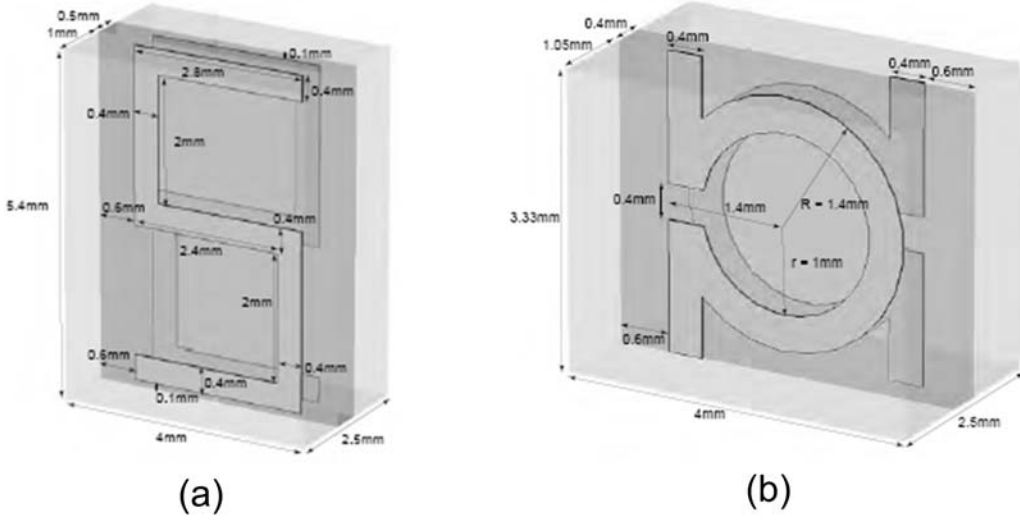


FIG. 1.32. Motifs de résonateurs présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négatives. (a) Motif en « S ». (b) Motif en « Ω ».

nous conduit à la ligne de transmission duale « LT-D » (figure 1.33-b) mise en oeuvre par l'équipe de G. V. Eleftheriades de l'Université de Toronto [52].

La ligne de transmission duale peut être réalisée en pratique en chargeant périodiquement une ligne de transmission hôte avec des éléments localisés comme illustrée sur la figure 1.34. Dans cette structure périodique, la charge est grande de sorte que les éléments localisés déterminent les caractéristiques de propagation.

Comme pour une ligne de transmission conventionnelle, des expressions de la permittivité et de la perméabilité peuvent être déduites pour les ondes Bloch guidées par la structure duale de la figure 1.34. Pour des longueurs électriques très courtes de la ligne ( $kd \ll 1$ ) et des petits retards de phase par unité de cellule ( $\beta d \ll 1$ ), la permittivité et la perméabilité effectives sont données par les expressions suivantes :

$$\epsilon_{eff} \approx \epsilon - \frac{1}{\omega^2 L d} \quad (1.14)$$

$$\mu_{eff} \approx \mu - \frac{1}{\omega^2 C d} \quad (1.15)$$

où  $\omega$  est la fréquence angulaire et  $\epsilon$  et  $\mu$  représentent la capacité et l'inductance distribuées de la section de ligne de transmission jouant le rôle du milieu hôte. Les équations 1.14 et 1.15 suggèrent qu'à hautes fréquences les effets des charges réactives diminuent et les paramètres effectifs du métamatériau se rapprochent du cas de la ligne de transmission conventionnelle.

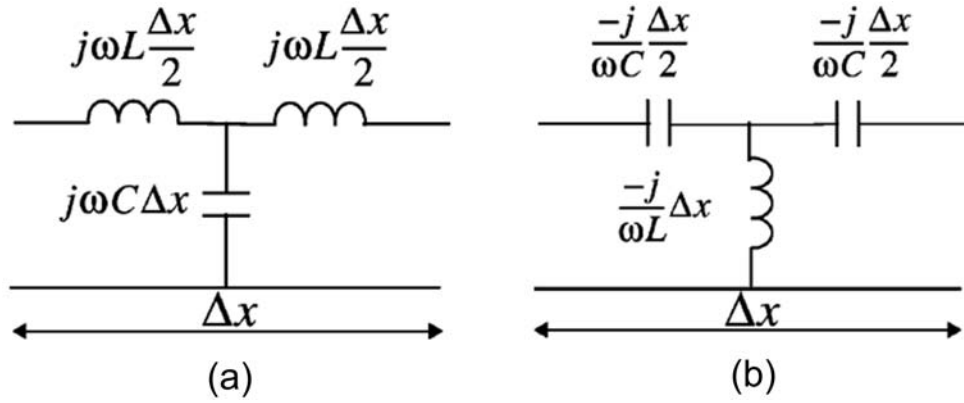


FIG. 1.33. Représentation de la ligne de transmission avec des éléments distribués. (a) Ligne conventionnelle. (b) Ligne duale.

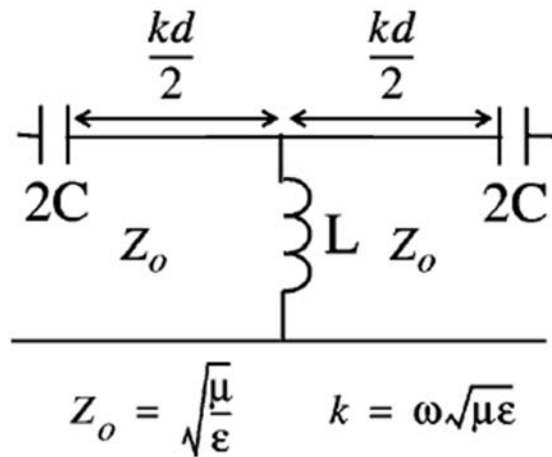


FIG. 1.34. Structure de la ligne de transmission duale avec des éléments localisés.

Par contre aux fréquences basses, les effets des charges inductives sont prépondérantes et les paramètres effectifs deviennent négatifs pour des courtes sections de lignes de transmission.

$$\epsilon_{eff} \approx \frac{-1}{\omega^2 Ld}, \quad \mu_{eff} \approx \frac{-1}{\omega^2 Cd} \quad (1.16)$$

Du point de vue milieu effectif, l'équation 1.14 indique que les inductances chargées en parallèles produisent une susceptibilité électrique négative puisqu'elles diminuent la permittivité du milieu hôte (la ligne de transmission). Quand la valeur de l'inductance chargée diminue, son effet devient plus prononcé et il devient prépondérant par rapport à la permittivité du milieu hôte établissant une permittivité effective négative. De la même façon, la capacité en série produit une susceptibilité magnétique négative puisqu'elle diminue la perméabilité du milieu hôte.

L'analyse de Bloch sur la structure de la LT-D chargée mène à l'expression suivante pour la constante de propagation de Bloch,  $\beta$  :

$$\cos(\beta d) = \cos(kd) \left(1 - \frac{1}{4\omega^2 LC}\right) + \sin(kd) \left(\frac{1}{2\omega CZ_0} + \frac{Z_0}{2\omega L}\right) - \frac{1}{4\omega^2 LC} \quad (1.17)$$

où  $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$  représente l'impédance caractéristique et  $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$  représente la constante de propagation des sections de la ligne de transmission. Pour des sections courtes ( $kd \ll 1$ ) et des petits retards de phase par unité de cellule ( $\beta d \ll 1$ ), l'expression se simplifie à :

$$\beta \approx \pm\omega \sqrt{\left(\epsilon - \frac{1}{\omega^2 Ld}\right) \left(\mu - \frac{1}{\omega^2 Cd}\right)} \quad (1.18)$$

L'expression 1.18 montre que l'effet des charges réactives diminue quand la fréquence augmente et la constante de propagation se rapproche de celle d'une ligne de transmission conventionnelle,  $\beta = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ . Par ailleurs, pour des fréquences basses, les paramètres de charge influencent les caractéristiques de propagation et l'indice de réfraction effectif devient négatif. Dans la bande de fréquences où l'indice de réfraction est négatif, la propagation se produit dans le sens opposé à celui de la propagation de l'énergie sur la ligne conventionnelle. La propagation est donc dite *backward* puisqu'elle se fait vers l'arrière.

L'équipe de Itoh de l'Université de Californie a aussi mis en oeuvre une *Ligne de Transmission Composite Main Droite / Main Gauche* « *LT CMDMG* » (*Composite Right-/Left-Handed Transmission Line* « *CRLH TL* ») basée sur des éléments  $L$  et  $C$  [53]. Dans ce cas, la ligne de transmission composite est obtenue par des capacités interdigitales en série avec des stubs inductifs reliés au plan de masse par un via. L'unité de cellule de ce type de ligne est présentée

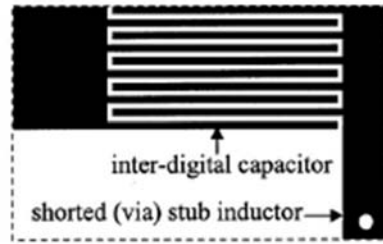


FIG. 1.35. Unité de cellule de la ligne de transmission composite main droite/main gauche.

sur la figure 1.35. Cette ligne composite tout comme la ligne duale de Eleftheriades, présente un indice de réfraction négatif à basses fréquences et un indice positif à hautes fréquences.

Plusieurs types d'applications ont été par la suite suggérés et même mis en oeuvre en ce qui concerne les lignes de transmission avec un indice de réfraction négatif. L'équipe californienne a démontré, en utilisant leur ligne composite, que des coupleurs quasi-0 dB et -3 dB sont facilement réalisables en technologie microruban [53, 54]. Avec la ligne composite, l'espacement entre les lignes couplées n'est plus une contrainte pour arriver à un facteur de couplage très grand.

Une antenne « à ondes de fuite » à balayage électronique a aussi été étudiée en technologie LT CMDMG [55]. Cette antenne est composée de capacités variables afin de moduler la constante de propagation de la structure se traduisant par un balayage du faisceau rayonné. Des mesures ont montré que le balayage varie de  $-10^\circ$  (35 V) à  $+7,5^\circ$  (0 V).

L'équipe de Toronto a, quant à elle, proposé une structure à base de lignes de transmissions main gauche 2-D pouvant dépasser les limites de diffraction des dispositifs classiques [56]. La ligne de transmission 2-D main gauche se présente sous la forme de grilles en microruban chargées par des composants discrets. Pour l'expérience de focalisation, la structure est composée d'une interface plane entre la grille de transmission main gauche 2-D et un guide conventionnel réalisé par deux plaques métalliques parallèles (figure 1.36).

Avec cette structure, il est possible de fixer la valeur de l'indice de réfraction en choisissant le pas du réseau et la valeur des éléments réactifs chargeant la grille. Un aperçu de l'effet de focalisation est présenté sur la figure 1.37.

## 1.5. Conclusion

Nous avons présenté dans ce premier chapitre les structures périodiques qui sont apparues dans la littérature ces dernières décennies dans le domaine de l'optique et des microondes. La première structure périodique a été introduite par Marconi et Franklin en 1919 afin d'aug-

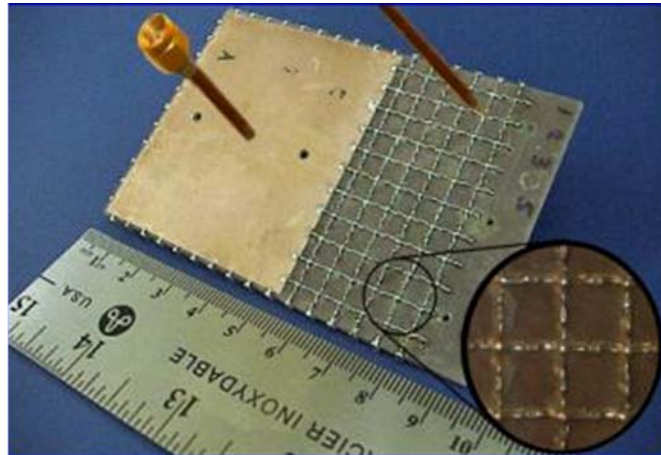


FIG. 1.36. Dispositif de focalisation proposé par Eleftheriades.

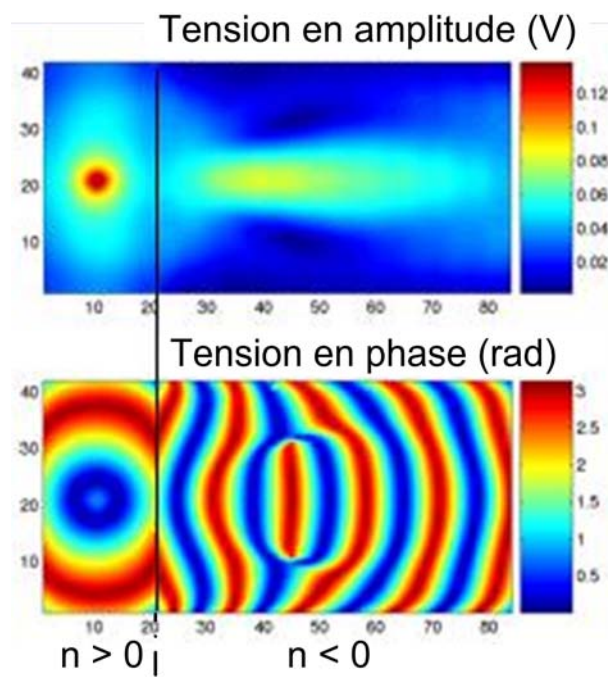


FIG. 1.37. Distribution de la tension en amplitude et en phase montrant l'effet de focalisation dans un milieu main gauche.

menter les performances des réflecteurs dans les systèmes de télégraphes et téléphonies sans fil.

La première structure périodique à une dimension de diélectriques empilées connue comme le miroir de Bragg a été présentée, ainsi que son successeur en trois dimensions qui est apparue dans le domaine microondes à la fin des années 80 sous le nom de la « Yablonovite ». C'est par cette structure que les concepts de bande interdite photonique « BIP » se sont développés dans bon nombre de laboratoires de recherches. Elle propose une bande interdite complète quelle que soit la direction de propagation ou de polarisation de l'onde. La structure périodique 3-D dite « tas de bois » a par la suite été introduite dans le même domaine fréquentiel.

Toutes les structures 3-D qui ont été réalisées jusqu'à ce jour opèrent dans le régime microondes, vu les contraintes technologiques qui existent à plus hautes fréquences. Par contre, les techniques de conception de structures 2-D dans le domaine de l'optique sont mieux maîtrisées. En ce qui concerne un confinement 3-D dans le régime optique, une solution consiste à insérer des structures 2-D dans des guides optiques planaires.

Nous avons aussi présenté les Surfaces Sélectives en Fréquences qui sont largement utilisées dans des applications diverses pour leurs propriétés de filtrage fréquentiel. Ces structures métallo-diélectriques sont conçues avec des éléments et des espacements très faibles devant la longueur d'onde. Récemment Sievenpiper de l'Université de Californie a mis au point un nouveau type de Surface Sélective en Fréquences qui présente une haute impédance. Cette surface permet de supprimer les ondes surfaciques et d'avoir des réflexions en phase avec l'onde directe.

Toutes ces structures périodiques présentées dans ce chapitre trouvent de nombreuses applications dans les systèmes tels que le LASER BIP, la propagation d'ondes guidées, les filtres, les antennes, les coupleurs, etc...

Dans la dernière partie de ce chapitre, les métamatériaux à indice de réfraction négatif aussi connus comme des métamatériaux main gauche ont été présentés. La thèse que nous présentons utilise ces métamatériaux. L'idée d'un matériau présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négatives a été introduite en 1964 par le physicien russe V.G.Veselago. Ce n'est qu'en 2000, que la première structure a été fabriquée par une équipe américaine. Cette structure utilise deux réseaux périodiques : un réseau de tiges métalliques qui produit une permittivité négative en dessous de sa fréquence de coupure et un réseau de Résonateurs en Anneau Fendu introduit par Pendry qui produit une perméabilité négative. Ce qu'il y a de plus surprenant c'est que le Résonateur en Anneau Fendu n'est nullement un matériau magnétique mais plutôt une structure métallique ayant une propriété magnétique selon la polarisation de l'onde.

Plusieurs propriétés physiques, telles que l'inversion de la loi Snell-Descartes, de l'effet Doppler et du rayonnement de Cerenkov, ont été mises en avant pour ces métamatériaux. Ces

propriétés méconnues viennent du fait que dans un milieu à indice de réfraction négatif, les vitesses de phase et de groupe sont opposées. Le vecteur de Poynting dans un tel milieu se retrouve opposé à la direction du vecteur d'onde. L'application qui a été la plus discutée est la lentille parfaite car un tel métamatériau a la capacité d'amplifier les modes évanescents.

Des lignes de propagation avec un indice de réfraction négatif ont aussi été introduites. Ce type de ligne est réalisé en chargeant périodiquement une ligne de transmission conventionnelle, agissant comme un milieu hôte, avec des éléments localisés. Cette ligne présente donc un indice positif à hautes fréquences et un indice négatif à basses fréquences et est connue comme la Ligne de Transmission Duale. Une autre ligne basée aussi sur l'utilisation des éléments  $L$  et  $C$  et connue comme la Ligne de Transmission Composite Main Droite / Main Gauche a été présentée.

Ce premier chapitre a permis de rappeler les principales structures périodiques qui ont été ou sont toujours utilisées. Nous avons passé en revue les applications importantes dans le domaine de l'optique et des microondes. À la fin du chapitre, une brève introduction a été faite sur les métamatériaux à indice de réfraction négatif. Ce type de métamatériau sera traité plus en détail dans le deuxième chapitre où des simulations montreront les propriétés des différents éléments le constituant.

## 2. Caractérisation et analyse des différents éléments constituant les métamatériaux main gauche

### 2.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous nous consacrerons à l'étude des différents éléments constituant un métamatériau à indice de réfraction négatif. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, ce type de métamatériau est basé sur l'utilisation de deux éléments. L'élément permettant d'obtenir une perméabilité négative est le Résonateur en Anneau Fendu « RAF » et celui présentant une permittivité négative est un réseau de tiges métalliques.

Afin de calculer les différents paramètres effectifs des éléments qui vont être étudiés, une procédure d'homogénéisation sera décrite au début de ce chapitre. Cette procédure d'homogénéisation est basée sur l'utilisation des coefficients de transmission et de réflexion obtenus par des simulations sous le logiciel *HFSS* d'Ansoft [57]. En effet, les paramètres tels que l'indice  $n$  et l'impédance  $Z$  peuvent être calculés en fonction de la transmission et de la réflexion. Ainsi, nous pourrions déduire les paramètres tels que la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  et la perméabilité effective  $\mu_{eff}$ .

Dans un premier temps, les différents modèles du RAF présentés dans le premier chapitre seront analysés et leurs réponses en fréquence seront commentées. Une étude paramétrique sera faite également sur le modèle du RAF carré, mis en oeuvre par Smith [58], que nous utiliserons pour la suite des travaux dans le cadre de la thèse. Ensuite une étude paramétrique sera faite sur un réseau de tiges métalliques pour voir l'évolution de sa réponse fréquentielle en faisant varier les différents paramètres des tiges et du réseau.

En dernier lieu, deux résonateurs présentant simultanément une permittivité et une perméabilité effectives négatives seront étudiés. Le premier est un résonateur en forme de «  $S$  » et le second en forme de «  $\Omega$  ».

Une conclusion clôturera l'analyse de ces différents éléments en fin de chapitre.

### 2.2. Procédure d'homogénéisation

La procédure d'homogénéisation consiste à modéliser le problème d'une structure périodique, de période transverse  $P_T$ , illuminée par une onde incidente plane normale (figure 2.1),



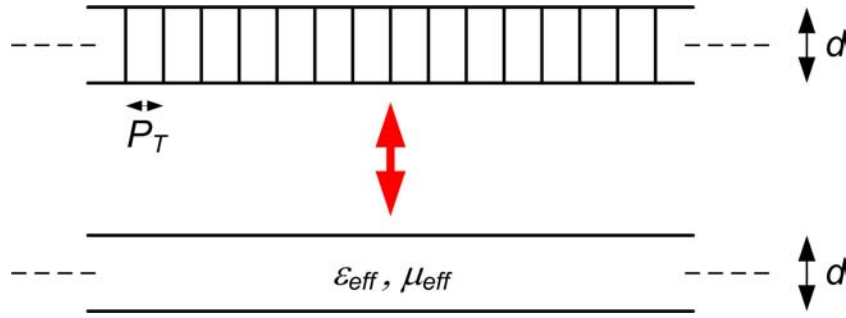


FIG. 2.1. Structure périodique considérée comme un milieu homogène.

par un problème de transmission - réflexion sur un matériau d'épaisseur  $d$  et de paramètres effectifs  $\epsilon_{eff}$  et  $\mu_{eff}$ .

Une des conditions nécessaires pour appliquer cette équivalence est que seul le mode fondamental doit se propager dans :

- la structure périodique,
- le milieu équivalent [59, 60].

Dans le premier cas, la condition est donnée par l'équation :

$$|\beta| < \frac{\pi}{P_T} \quad (2.1)$$

où  $\beta$  représente la constante de propagation dans le milieu correspondant et  $P_T$  la période transverse à la direction de propagation (figure 2.1).

Cette condition est très subtile dans la structure périodique. Pour un milieu périodique fait de RAFs, de grandes valeurs de l'indice de réfraction peuvent être obtenues à la fréquence de résonance des RAFs. Ces valeurs particulièrement erronées seront commentées et une explication physique sera fournie par la suite.

Le problème de transmission - réflexion se traduit par une méthode d'inversion qui consiste à calculer la permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  et la perméabilité effective  $\mu_{eff}$  à partir des coefficients de transmission et de réflexion. Ces deux coefficients sont obtenus à partir de simulations numériques sous le logiciel *HFSS*. Cette méthode d'inversion peut aussi être appliquée pour la caractérisation expérimentale de métamatériaux lorsque les différents coefficients de la matrice  $S$  sont connus.

Les coefficients de transmission et de réflexion des ondes Électromagnétiques (EM) à travers un matériau homogène d'épaisseur  $d$  sont donnés en termes d'indice de réfraction  $n$  et d'impédance  $Z$  du matériau, par les relations suivantes [60, 61, 62] :

$$t^{-1} = \left[ \cos(nkd) - \frac{i}{2} \left( Z + \frac{1}{Z} \right) \sin(nkd) \right] \quad (2.2)$$

et

$$\frac{r}{t} = -\frac{i}{2} \left( Z - \frac{1}{Z} \right) \sin(nkd). \quad (2.3)$$

Dans ces deux relations,  $k$  représente le vecteur d'onde dans le vide de l'onde plane incidente. Le but est d'inverser les équations (2.2) et (2.3) afin d'avoir les expressions de  $n$  et  $Z$  en fonction de  $t$  et de  $r$ . Dès que  $n$  et  $Z$  sont obtenus, la permittivité  $\epsilon$  et la perméabilité  $\mu$  peuvent être facilement calculées à partir des relations suivantes :

$$\epsilon = \frac{n}{Z} \quad \mu = nZ. \quad (2.4)$$

Ces deux relations permettent de donner une interprétation directe du matériau. Les paramètres  $n$  et  $Z$  et donc,  $\epsilon$  et  $\mu$  sont des fonctions complexes dispersives. En d'autres termes, ces paramètres dépendent de la fréquence et doivent satisfaire certaines conditions basées sur la causalité.

À une fréquence donnée, n'importe quel matériau présente généralement un indice de réfraction  $n$ , que le matériau soit continu ou non. Les matériaux à Bande Interdite Photonique (BIP) ou Électromagnétique (BIE), par exemple, sont caractérisés par des courbes de dispersion à partir desquelles un indice effectif peut être extrait, même pour des bandes très supérieures à la première bande interdite [63, 64, 65]. Cependant, il n'est généralement pas possible d'attribuer une impédance  $Z$  à un matériau non-continu, sauf dans le cas où la longueur d'onde dans le matériau est largement supérieure aux différentes dimensions des éléments constituant le milieu. Dans notre cas, cette condition de grande longueur d'onde est respectée car nous travaillons avec des dimensions géométriques très faibles devant la longueur d'onde.

Les relations pour la transmission et la réflexion sont inversées et  $Z$  est donnée par la relation suivante :

$$Z = \pm \sqrt{\frac{(1+r^2)-t^2}{(1-r^2)-t^2}} \quad (2.5)$$

avec le signe du côté droit de l'équation déterminé par le fait que :

$$\text{Re}(Z) > 0. \quad (2.6)$$

La relation (2.6) est due au fait que le milieu est passif. L'expression de  $n$  en fonction de  $t$  et de  $r$  est obtenue de la même façon :

$$\cos(nkd) = X = \frac{1}{2t} (1 - r^2 + t^2). \quad (2.7)$$

Vu que l'indice de réfraction  $n$  est complexe, il peut s'écrire sous la forme suivante :

$$n = n' + i n''. \quad (2.8)$$

L'équation (2.7) donne donc :

$$e^{(-n''kd)} \left[ \cos(n'kd) + i \sin(n'kd) \right] = Y = X \pm \sqrt{1 - X^2}. \quad (2.9)$$

Pour que l'amplitude de l'onde EM décroisse à l'intérieur de la structure,  $|Y| < 1$ . Donc, le signe de  $n$  est déterminé par la condition suivante :

$$n'' > 0. \quad (2.10)$$

La condition (2.10) permet de déterminer sans ambiguïté les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction. Notons aussi que la condition (2.10) identifie uniquement le signe de  $\text{Re}(n)$ , ce qui est très important surtout lorsque le matériau peut potentiellement avoir des régions qui sont de caractères *Main Gauche*, en d'autres mots des régions où  $\text{Re}(n)$  peut être négative.

La partie imaginaire de  $n$  est donc donnée par la relation :

$$n'' = -\frac{\ln |Y|}{kd}, \quad (2.11)$$

et la partie réelle de  $n$  est donnée par :

$$n' = \frac{\arctan \left[ \frac{\text{Im}(Y)}{\text{Re}(Y)} \right] \pm m\pi}{kd} \quad (2.12)$$

où  $m$  est un entier.

La singularité de la fonction (multi-branches) de l'équation (2.12) est habituellement évitée en considérant plusieurs couches du matériau selon la direction de propagation de l'onde traversant la structure périodique [62]. Or, cette approche ne peut pas être utilisée dans notre cas car les modes évanescent interagissent entre eux. Donc, cette singularité peut être évitée en vérifiant que seul le mode fondamental se propage dans la structure périodique. Pour cela, nous utilisons la relation suivante :

$$|\beta| = |n'k| < \frac{\pi}{P_T}. \quad (2.13)$$

De cette façon, seule la première solution ( $m = 0$ ) sera prise en considération. Cette restriction implique aussi que seules les valeurs absolues de la partie réelle de l'indice de réfraction inférieures à  $\frac{\lambda_0}{2P_T}$  ( $|n'| < \frac{\lambda_0}{2P_T}$ ) peuvent être extraites à partir de ce modèle.

## 2.3. Résonateur à activité magnétique

### 2.3.1. RAF circulaire

Le Résonateur en Anneau Fendu (RAF) circulaire introduit par Pendry [42] a été dimensionné pour un fonctionnement en bande X [8,2 GHz ; 12,4 GHz]. Le rayon de l'anneau externe est égal à 3 mm, la largeur de la piste en cuivre est de 0,33 mm, la largeur de la coupure des anneaux est de 0,33 mm et l'espacement entre les deux anneaux est de 0,33 mm (figure 2.2). Le substrat utilisé pour la simulation est le RO4003C<sup>®</sup> de chez ROGERS qui présente une permittivité relative de 3,38, des pertes tangentielles de l'ordre de 0,0027 et une épaisseur de 0,81 mm. Ce substrat sera aussi utilisé pour toutes les autres simulations dans ce chapitre. Les simulations concernent le calcul des coefficients de réflexion et de transmission d'un réseau de RAFs. Ces deux paramètres de la matrice  $S$  seront utilisés par la suite pour l'extraction de la perméabilité effective,  $\mu_{eff}$ .

Pour la simulation du réseau de RAFs, des conditions de périodicité sont appliquées sur la cellule unité présentée sur la figure 2.2. Ainsi, des conditions de murs électriques et magnétiques sont appliquées selon l'axe  $y$  et  $x$  respectivement et la propagation se fait selon l'axe  $z$ . Une seule couche de la structure est considérée pour la propagation de l'onde électromagnétique. Le champ magnétique doit être parallèle à l'axe des anneaux afin d'assurer une activité magnétique dans le RAF. Ici, dans un premier temps, nous considérerons un champ électrique selon l'axe  $y$  et ensuite nous comparerons ce cas à une autre structure similaire mais avec le champ électrique selon l'axe  $z$ . La boîte de rayonnement définie sous *HFSS* a un volume de  $3,63 \times 3,63 \times 3,63 \text{ mm}^3$  et donc la périodicité suivant les trois directions est de 3,63 mm.

La figure 2.3-a présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB et montre une fréquence de résonance  $f_{rés}$  à 11,55 GHz avec une transmission de l'ordre de -40 dB. Cette résonance est due à l'anneau externe et la fréquence associée dépend aussi de la capacité créée par, d'une part, l'espacement entre les deux anneaux et, d'autre part, la coupure dans les deux anneaux.

La figure 2.3-b illustre les variations des parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective calculée à partir du modèle de réflexion-transmission. On peut noter qu'à la résonance

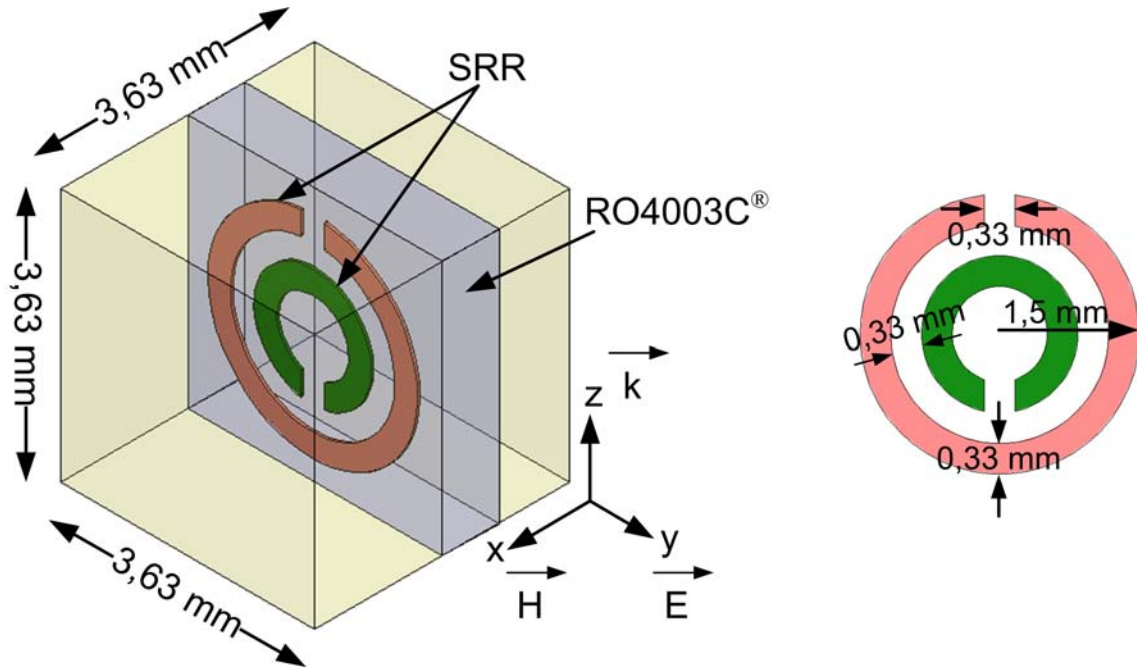


FIG. 2.2. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du RAF circulaire.

( $f_{rés} = 11,55$  GHz), la partie réelle de la perméabilité  $\text{Re}(\mu_{eff})$  du milieu est négative et est égale à  $-0,12$ . En dessous de  $11,55$  GHz, cette partie réelle est égale à  $1,2$ .

La même structure de la figure 2.2 est maintenant simulée mais avec une polarisation des champs différente. Le champ  $E$  est suivant l'axe  $z$  et le vecteur d'onde  $\vec{k}$  est selon l'axe  $y$ . Dans ce cas, la transmission présentée sur la figure 2.4-a est de l'ordre de  $-34$  dB à la fréquence de  $10,925$  GHz. La partie réelle de la perméabilité est négative dans une bande étroite de fréquences autour de la résonance et prend des valeurs variant de  $0$  à  $-5$  (figure 2.4-b). En dehors de cette bande,  $\text{Re}(\mu_{eff})$  est positive.

Ces deux cas se distinguent par la polarisation du champ  $E$ . Dans le premier cas (figure 2.2), le champ  $E$  est tel que la symétrie de la structure n'est pas respectée. La conséquence est que l'on se retrouve aussi avec une résonance électrique et non pas seulement une résonance magnétique à  $11,55$  GHz. La résonance magnétique est due à la pénétration du champ à travers les anneaux et qui donc génère un courant circulant sur ceux-ci. La résonance électrique, quant à elle, est due à l'excitation de la coupure des anneaux par le champ  $E$ .

Dans le deuxième cas, le champ  $E$  est orienté de telle façon qu'il respecte la symétrie de la structure et aussi qu'il n'excite pas la coupure des anneaux. Nous retrouvons donc seulement une résonance magnétique de la structure. Nous notons qu'en cas de double résonance, électrique et magnétique,  $f_{rés}$  est légèrement supérieure que dans celui où il n'existe que la résonance magnétique.

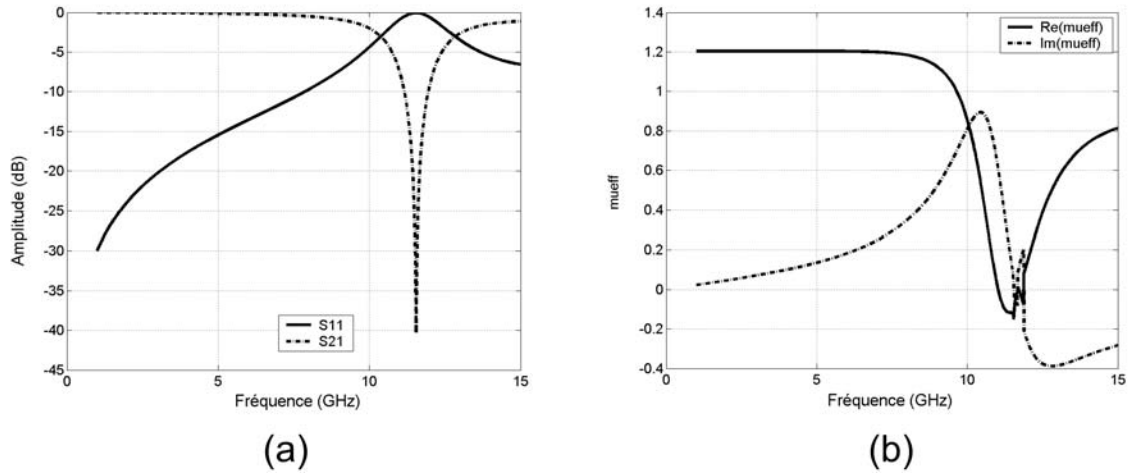


FIG. 2.3. RAF circulaire avec E selon l'axe y : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective.

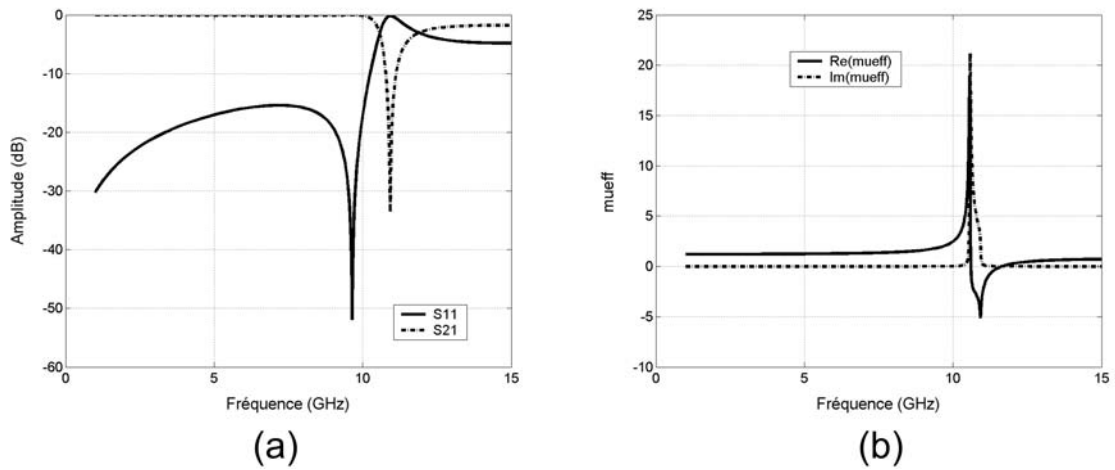


FIG. 2.4. RAF circulaire avec E selon l'axe z : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective.

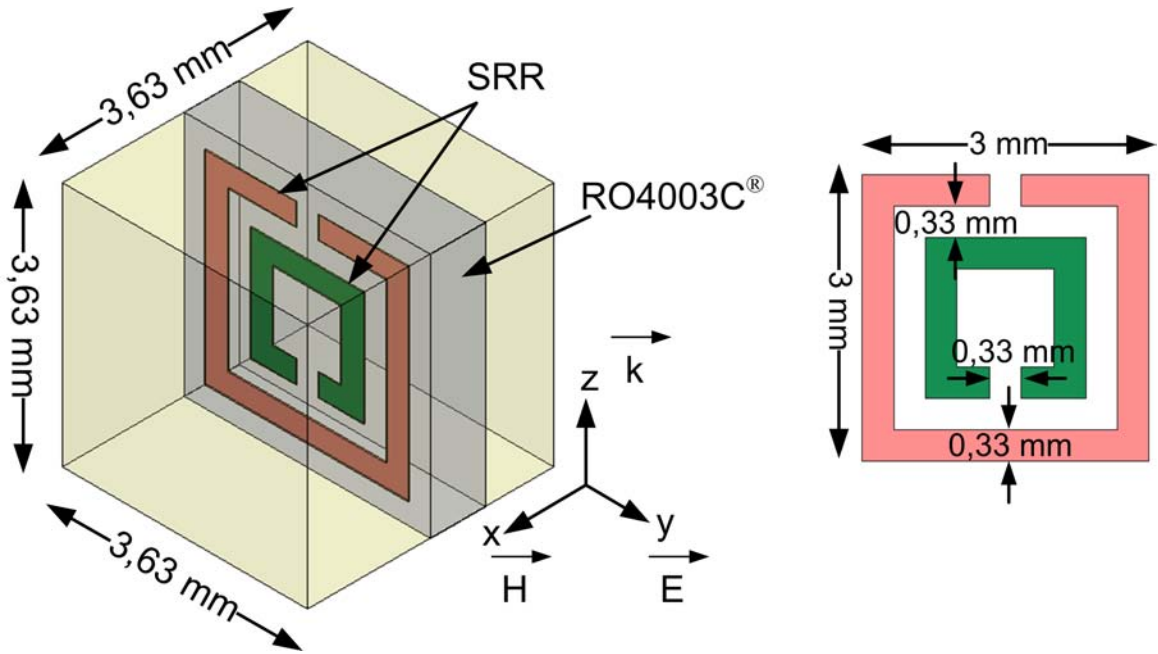


FIG. 2.5. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du RAF carré.

Une étude plus poussée sera faite dans le chapitre 4 sur les résonances électrique et magnétique du RAF dans le cas où il est placé dans un guide d'ondes.

### 2.3.2. RAF carré

Dans cette section, nous considérerons des RAFs de forme carrée. Et comme précédemment, deux cas seront traités suivant les deux possibilités de polarisation du champ  $E$ . Dans le premier cas, le champ électrique est suivant l'axe  $y$  et le vecteur d'onde  $\vec{k}$  est selon l'axe  $z$ . La structure reste la même que dans la section précédente sauf la forme du RAF qui change. Les différentes dimensions du RAF carré pour un fonctionnement en bande X [8,2 GHz ; 12,4 GHz] sont données sur la figure 2.5.

La figure 2.6-a présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB et montre une fréquence de résonance  $f_{rés}$  à 9,39 GHz avec une transmission de l'ordre de -44 dB.

La figure 2.6-b illustre les parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective calculée à partir de la matrice  $S$ . On peut noter qu'à la résonance ( $f_{rés} = 9,39$  GHz), la partie réelle de la perméabilité  $\text{Re}(\mu_{eff})$  du milieu est négative et est égale à -0,12. En dessous de 9,39 GHz, cette partie réelle est égale à 1,2.

Le deuxième cas consiste à polariser le champ  $E$  de sorte à ce qu'il soit selon l'axe  $z$  et le vecteur d'onde  $\vec{k}$  selon l'axe  $y$ . Le coefficient de transmission présenté sur la figure 2.7-a est de l'ordre de -36 dB à la fréquence de 8,69 GHz. La partie réelle de la perméabilité est

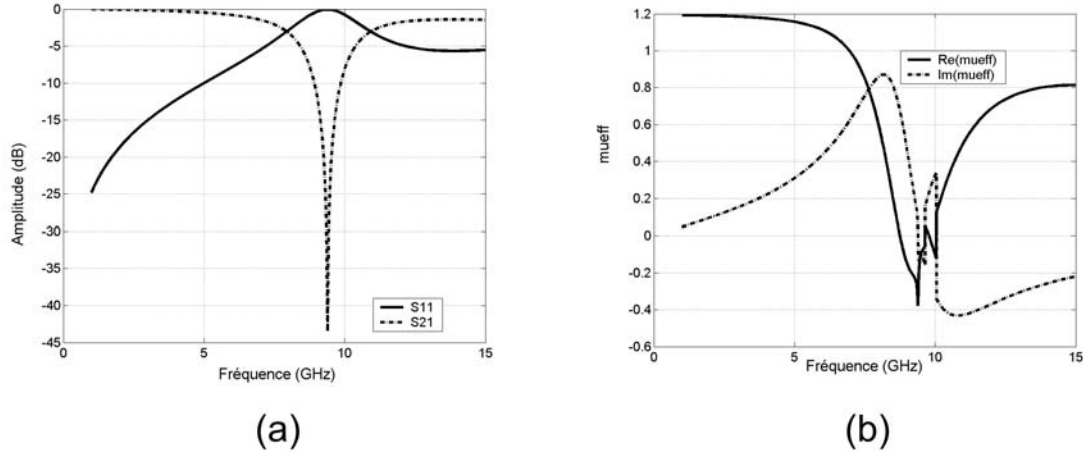


FIG. 2.6. RAF carré avec E selon l'axe y : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective.

négative dans une bande étroite de fréquences autour de la résonance et prend des valeurs variant de 0 à -6,65 (figure 2.7-b). En dehors de cette bande,  $\text{Re}(\mu_{eff})$  est positive.

### 2.3.3. BC-SRR circulaire

Si l'on se réfère aux travaux de Marquès sur la bianisotropie existant dans le RAF [44], le résonateur à activité magnétique appelé Broadside Coupled SRR « BC-SRR » devrait donc éliminer le couplage magnéto-électrique observé dans le cas de la structure de la figure 2.2, où le champ  $E$  ne respecte pas la symétrie de la structure.

Afin de comparer les propriétés de ce BC-SRR avec le RAF circulaire classique de Pendry, deux cas seront considérés. Le premier consiste à utiliser des anneaux ayant le même diamètre que l'anneau externe de la figure 2.2 (3 mm) et le deuxième cas associe des anneaux ayant le même diamètre que l'anneau interne de la figure 2.2 (1,68 mm).

La première structure est présentée sur la figure 2.8. Les deux anneaux ont les mêmes dimensions et sont placés chacun sur une face du substrat.

La figure 2.9-a présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB et montre une fréquence de résonance  $f_{rés}$  à 9,51 GHz avec une transmission de l'ordre de -37 dB.

La figure 2.9-b illustre les variations des parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective calculée. On peut noter qu'à la résonance ( $f_{rés} = 9,51$  GHz), la partie réelle de la perméabilité est négative dans une bande étroite de fréquences autour de la résonance et prend des valeurs variant de 0 à -5. En dehors de cette bande étroite,  $\text{Re}(\mu_{eff})$  est positive. La réponse de la perméabilité effective dans le cas du BC-SRR est identique à celle de la figure 2.4-b.



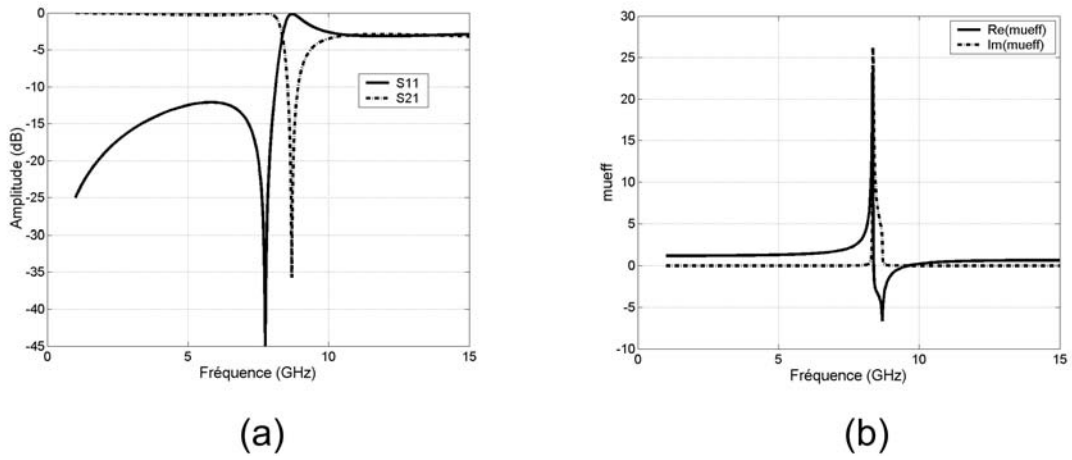


FIG. 2.7. RAF carré avec E selon l'axe z : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective.

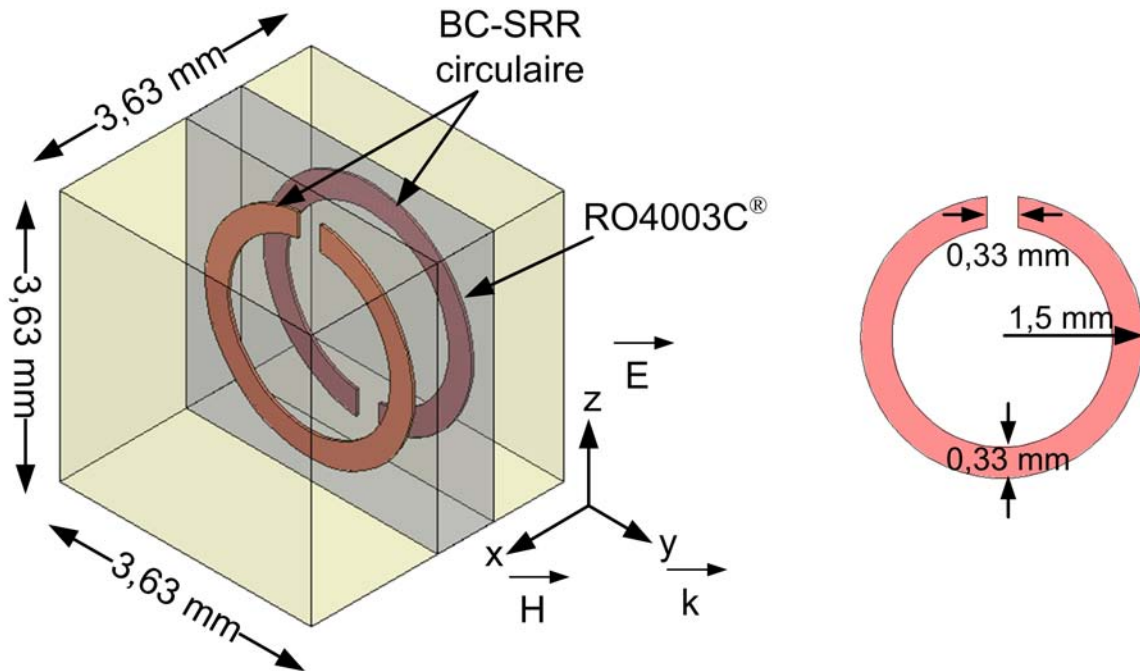


FIG. 2.8. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du BC-SRR circulaire.

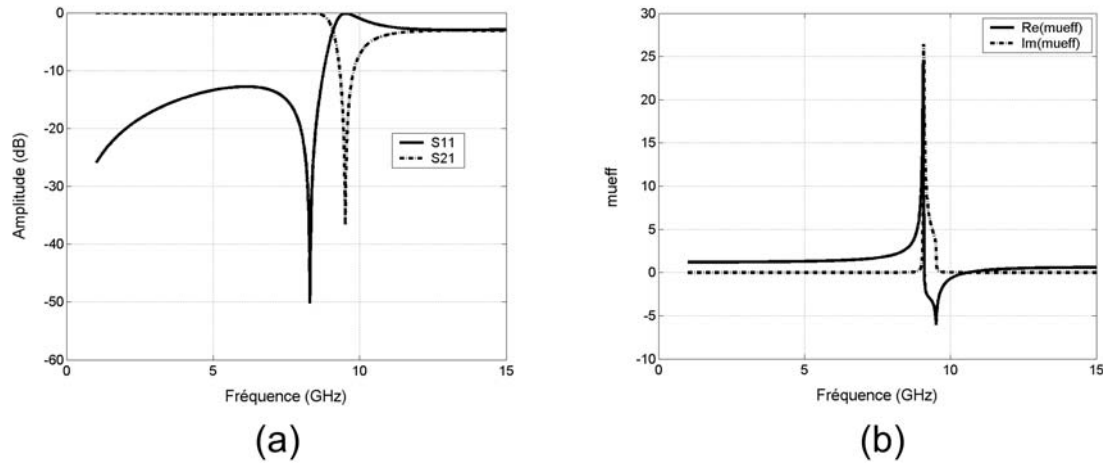


FIG. 2.9. BC-SRR circulaire avec le grand diamètre : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective.

Si nous changeons le diamètre des anneaux qui passe de 3 mm à 1,68 mm, les caractéristiques sont similaires mais la résonance a lieu à une fréquence différente.  $f_{rés}$  est donc égale à 22,35 GHz qui est due à la diminution du diamètre. Sur la figure 2.10-b, nous pouvons constater que l'amplitude de la perméabilité autour de la résonance est très faible et prend des valeurs variant de 0 à -0,6.

#### 2.3.4. BC-SRR carré

Dans cette section nous analysons le cas du BC-SRR carré pour deux dimensions différentes du motif. La configuration est donnée sur la figure 2.11. Les dimensions des anneaux sont celles de l'anneau externe de la figure 2.5. Au vu de la figure 2.12, le BC-SRR carré présente les mêmes caractéristiques que le BC-SRR circulaire. La fréquence de résonance est de 7,55 GHz avec une transmission de -40 dB.

Les simulations faites sur le BC-SRR carré avec des dimensions plus petites correspondant à l'anneau interne de la figure 2.5, montrent des caractéristiques similaires mais à  $f_{rés} = 18,32$  GHz (figure 2.13). Comme dans le cas du BC-SRR circulaire avec les petites dimensions, la perméabilité effective négative prend des valeurs assez faibles par rapport au cas où les dimensions sont plus grandes.

#### 2.3.5. C-SRR

Ce type de RAF en forme de « C » a été introduit par O'Brien [47] pour un fonctionnement dans la gamme des TéraHertz (THz). Ici, nous analysons ce résonateur à activité magnétique dans la bande X [8,2 GHz ; 12,4 GHz]. La structure est composée de deux RAFs en « C »

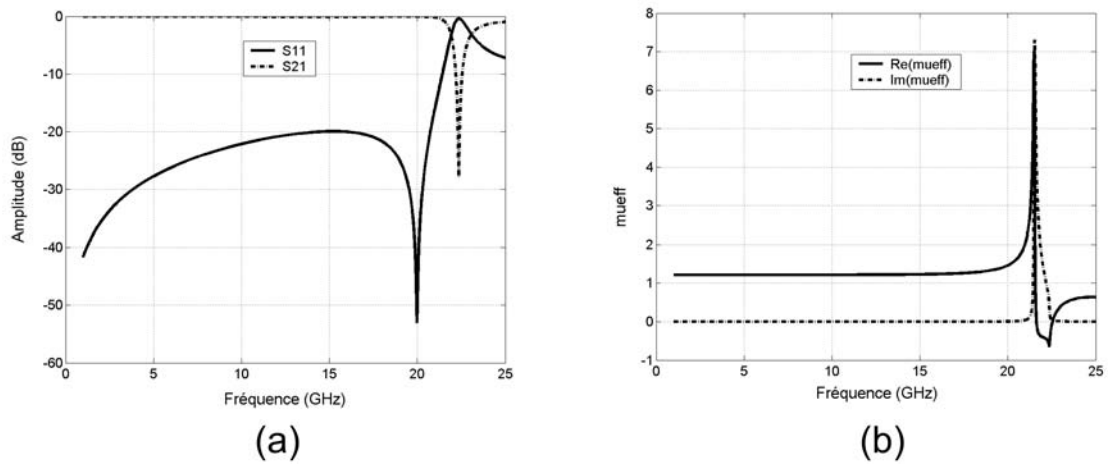


FIG. 2.10. BC-SRR circulaire avec le petit diamètre : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective.

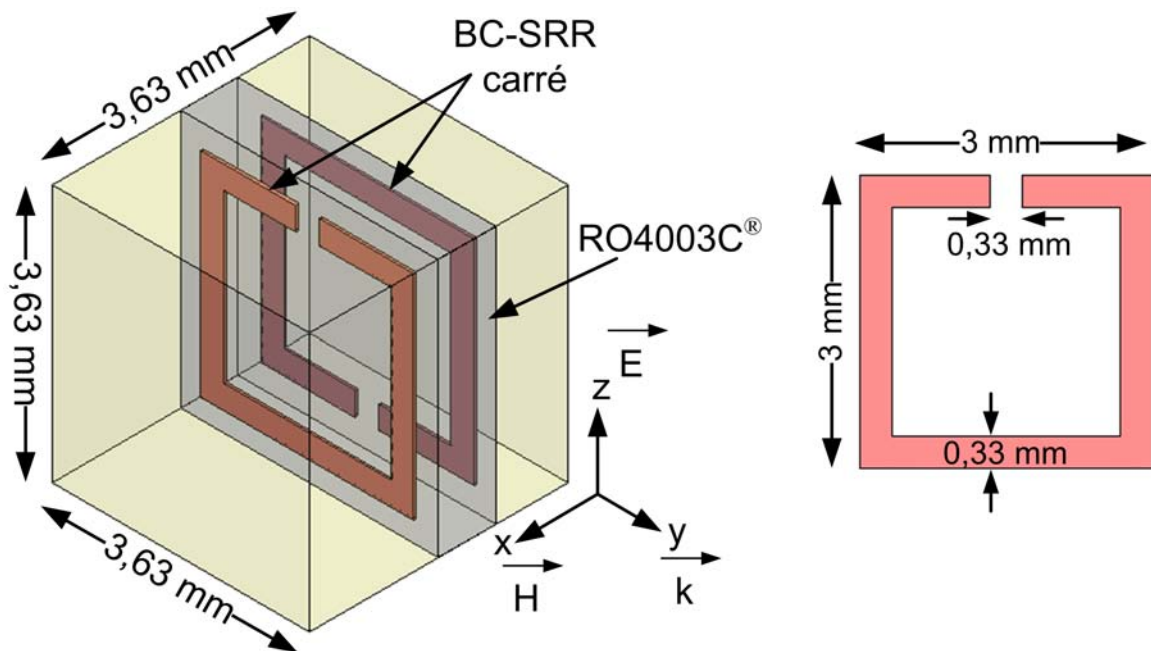


FIG. 2.11. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du BC-SRR carré.

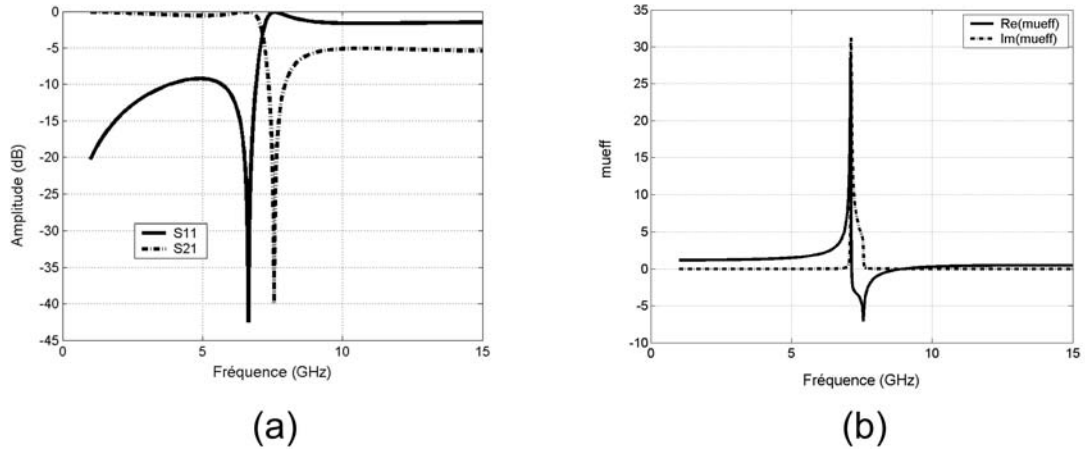


FIG. 2.12. BC-SRR carré avec les grandes dimensions : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective.

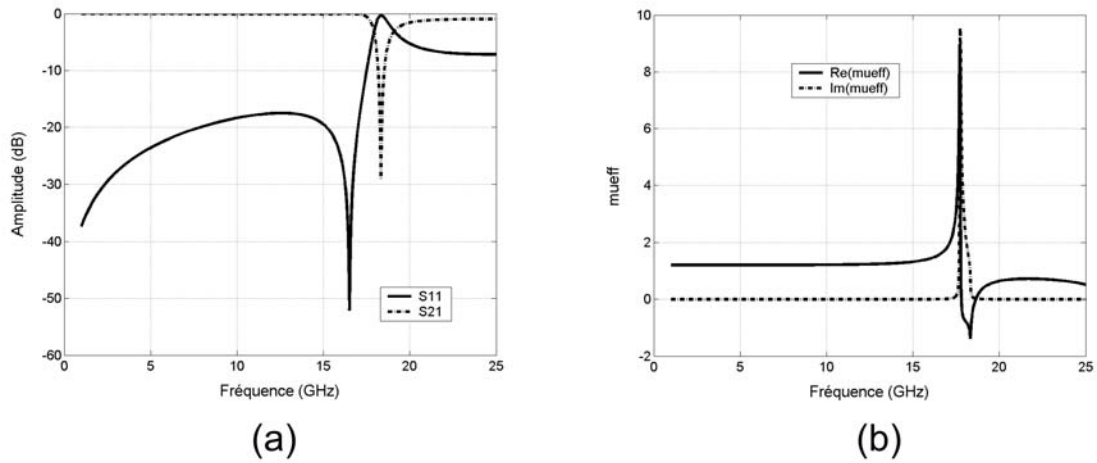


FIG. 2.13. BC-SRR carré avec les petites dimensions : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective.

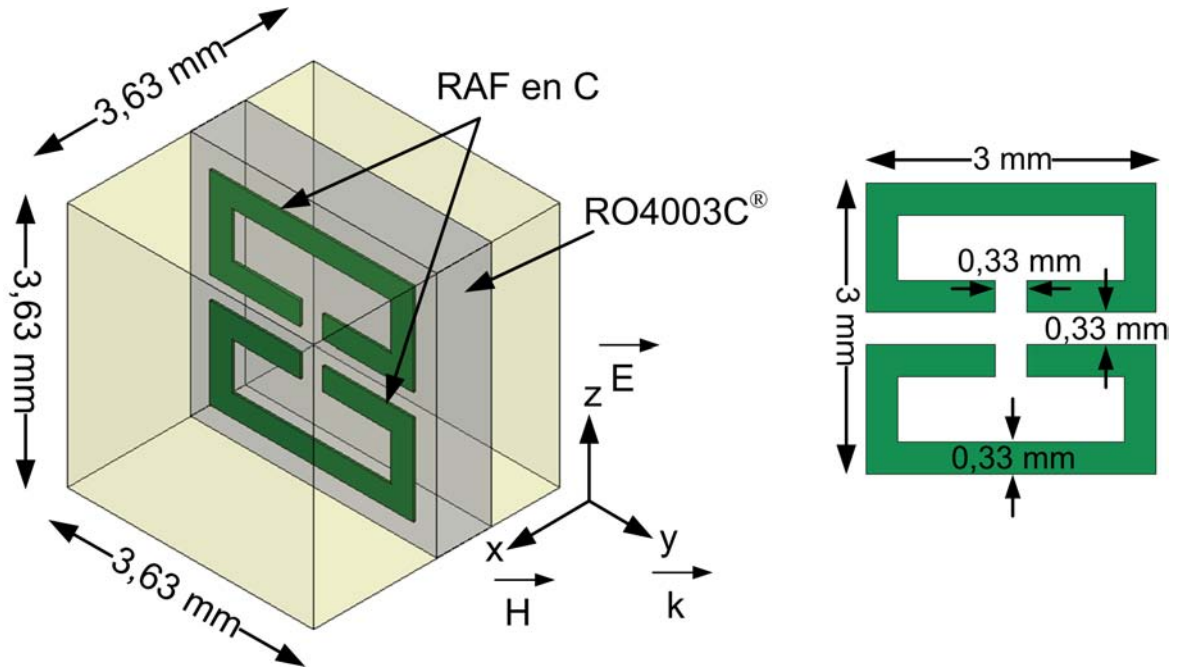


FIG. 2.14. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du RAF en forme de « C ».

sur une face du substrat. La représentation de la structure avec les différentes dimensions est donnée sur la figure 2.14.

La figure 2.15-a présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB et montre une fréquence de résonance  $f_{rés}$  à 13,82 GHz avec une transmission de l'ordre de -33 dB.

La figure 2.15-b présente la variation en fréquence des parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective calculée. On peut noter que la partie réelle de la perméabilité est négative dans une bande étroite de fréquences autour de la résonance ( $f_{rés} = 13,82$  GHz) et prend des valeurs variant de 0 à -3,5. En dehors de cette bande étroite,  $\text{Re}(\mu_{eff})$  est positive. La réponse de la perméabilité effective dans le cas du RAF en « C » est identique à celle de la figure 2.7-b.

### 2.3.6. RAF circulaire en spirale

Ce type de RAF en spirale a été introduit par J. Baena [46] afin d'abaisser fortement la fréquence de résonance. La structure est réalisée en reliant les deux anneaux formant le RAF circulaire. La fréquence de résonance de ce RAF en spirale est liée à celle du RAF classique de Pendry de la manière suivante :

$$f_{rés}^{RAF} = 2f_{rés}^{RAFSP}$$

où  $f_{rés}^{RAF}$  désigne la fréquence de résonance du RAF classique de Pendry et  $f_{rés}^{RAFSP}$  désigne la fréquence de résonance du RAF en spirale proposé par J. Baena.

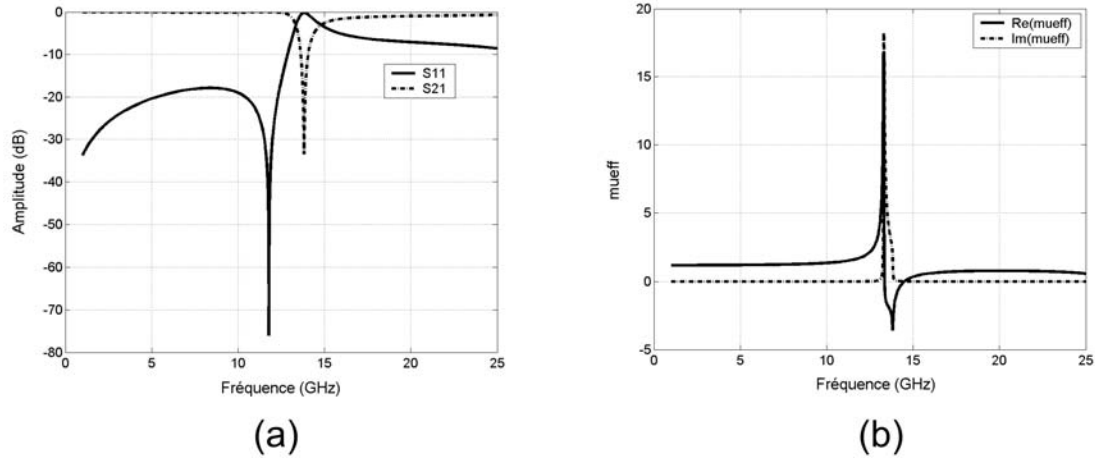


FIG. 2.15. C-SRR : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective.

Ce type de motif devrait par conséquent permettre de réaliser des milieux périodiques plus proches d'un milieu continu. La représentation de la structure avec les différentes dimensions est donnée sur la figure 2.16.

La figure 2.17-a présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB et montre une fréquence de résonance  $f_{rés}$  à 6,815 GHz avec une transmission de l'ordre de -28 dB.

La figure 2.17-b présente la variation en fréquence des parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective calculée. On peut noter qu'à la résonance ( $f_{rés} = 6,815$  GHz), la partie réelle de la perméabilité est négative dans une bande étroite de fréquences autour de la résonance et prend des valeurs variant de 0 à -10,8. En dehors de cette bande étroite,  $Re(\mu_{eff})$  est positive. La réponse de la perméabilité effective dans le cas du RAF circulaire en spirale montre une fréquence de résonance inférieure de l'ordre de 62% par rapport à celle de la figure 2.4-b

### 2.3.7. RAF carré en spirale

La structure est réalisée en reliant les deux anneaux formant le RAF carré. La représentation de la structure avec les différentes dimensions est donnée sur la figure 2.18.

La figure 2.19-a présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB et montre une première fréquence de résonance  $f_{rés}$  à 5,585 GHz avec une transmission de l'ordre de -30,3 dB et une deuxième à 13,185 GHz avec une transmission de l'ordre de -21,3 dB.

La figure 2.19-b illustre les variations des parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective calculée. On peut noter qu'à la première résonance ( $f_{rés} = 5,585$  GHz), la partie réelle de la perméabilité est négative dans une bande étroite de fréquences autour de la résonance et

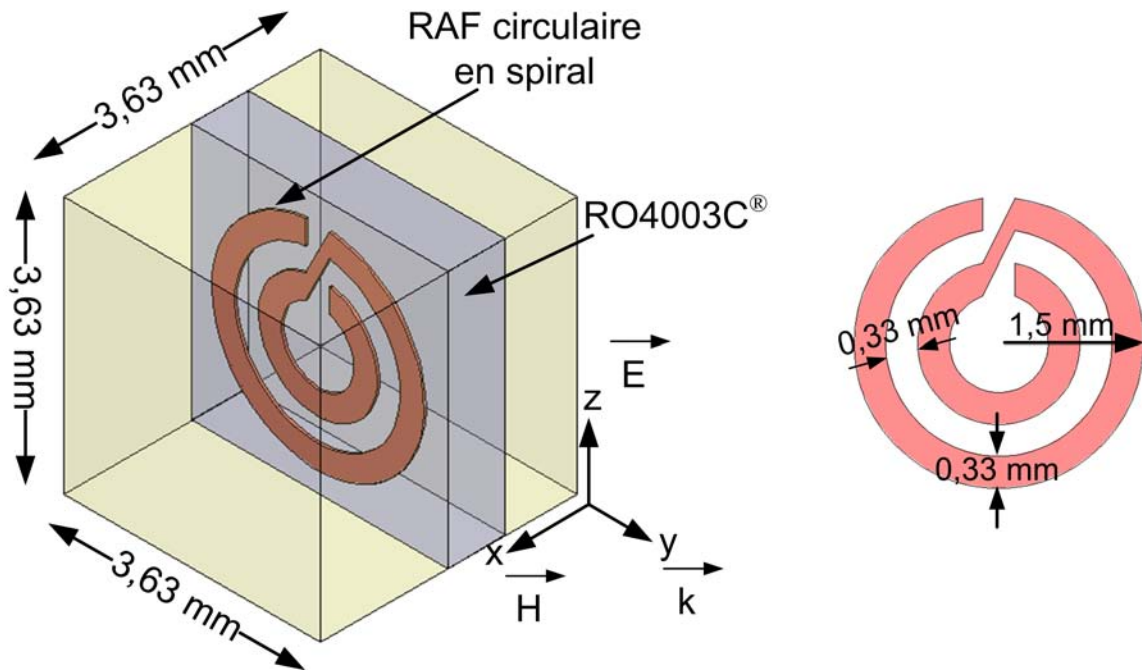


FIG. 2.16. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du RAF circulaire en spirale.

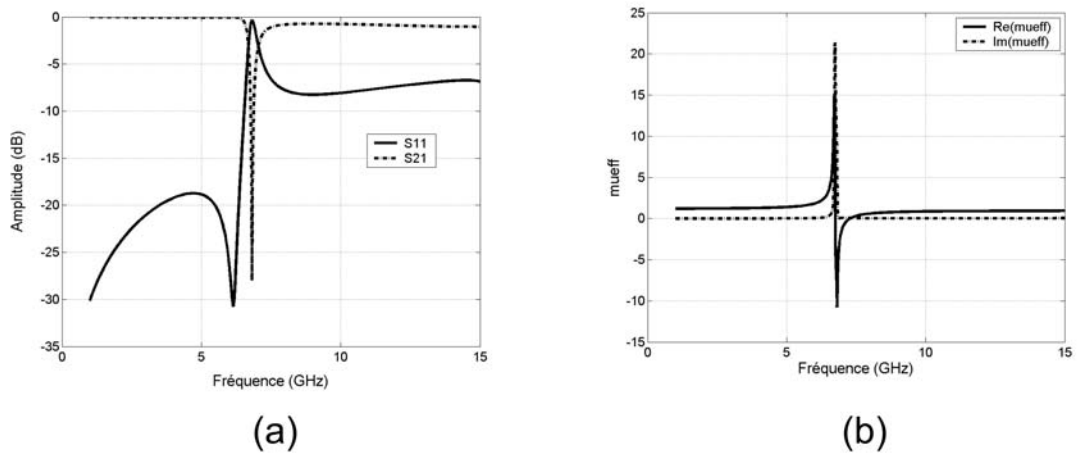


FIG. 2.17. RAF circulaire en spirale : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective.

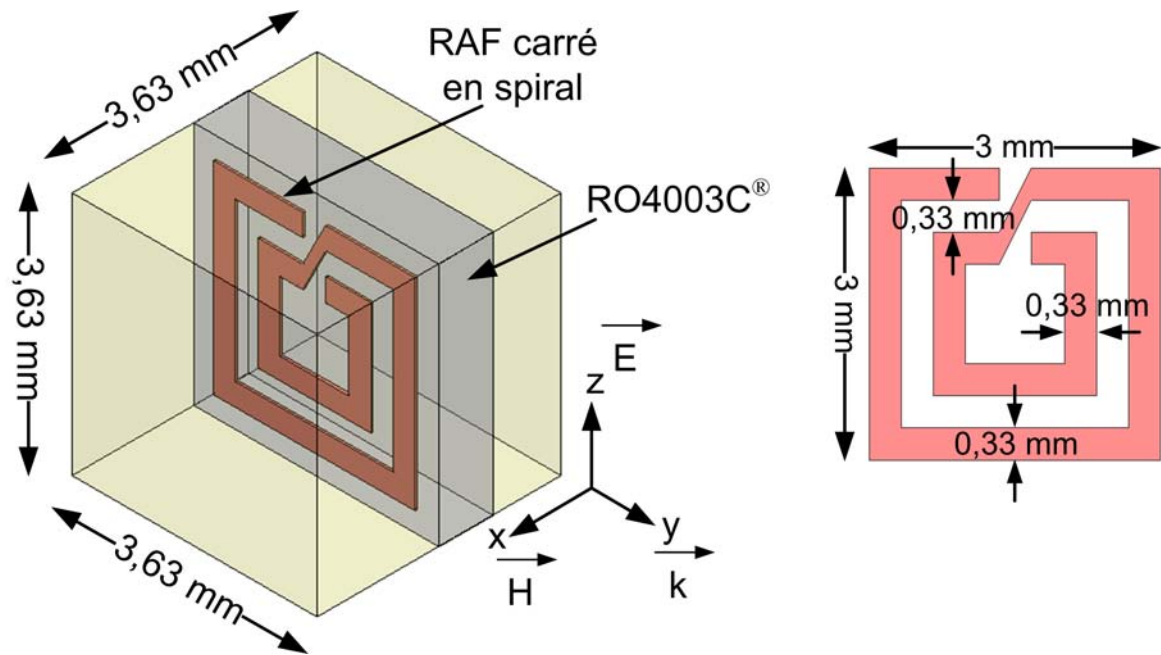


FIG. 2.18. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du RAF carré en spirale.

prend des valeurs variant de 0 à -13,4. À la deuxième résonance aussi ( $f_{rés} = 13,185$  GHz), une valeur négative est obtenue pour  $\text{Re}(\mu_{eff})$  dans la bande fréquentielle de [13,1 GHz ; 13,3 GHz]. En dehors de ces deux bandes étroites,  $\text{Re}(\mu_{eff})$  est positive. Nous notons que dans le cas de RAF en spirale, nous avons encore une fois une première fréquence de résonance inférieure de 64% à celle du RAF de Pendry. Il existe aussi une deuxième fréquence de résonance qui est de  $1,52f_{rés}^{RAF}$ .

## 2.4. Étude paramétrique du RAF carré

Dans cette partie du chapitre, nous faisons varier la valeur des différents paramètres du RAF carré afin de voir l'influence de chaque paramètre sur la fréquence de résonance. Les paramètres qui régissent le comportement fréquentiel du RAF sont :

- la largeur de piste formant les anneaux
- l'espacement entre les deux anneaux formant le RAF
- l'ouverture des anneaux.

Cette étude paramétrique est très intéressante car elle permet de mieux appréhender les contraintes de fabrication technologique vu les petites dimensions de la structure. En d'autres mots, nous saurons à quoi s'attendre en cas de non respect des différentes dimensions lors de la fabrication de la structure.



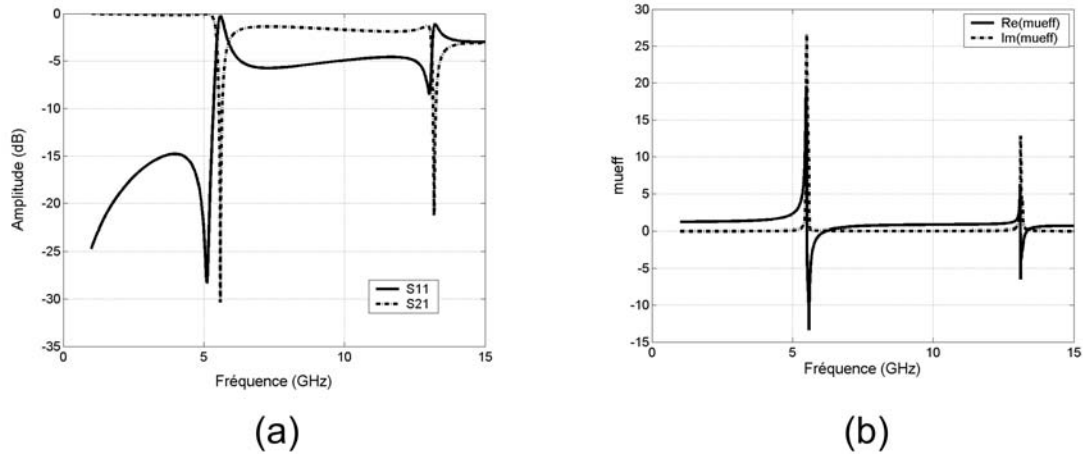


FIG. 2.19. RAF carré en spirale : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective.

Dans un premier temps, l'influence de la largeur de la piste en cuivre constituant les anneaux est étudiée. Pour cela, nous prenons deux valeurs autour de la valeur nominale utilisée dans la section 2.3.2 (figure 2.5), une inférieure et une supérieure. Le comportement de la fréquence de résonance en fonction de la largeur de piste est présenté dans la section 2.4.1.

Ensuite, une étude est faite dans la section 2.4.2 sur l'espacement laissé entre les deux anneaux constituant le RAF. De la même façon, deux valeurs seront prises autour de la valeur nominale utilisée dans la section 2.3.2.

En dernier lieu, l'influence de la taille de l'ouverture du RAF est étudiée (section 2.4.3). Similairement, deux valeurs seront prises pour la taille de l'ouverture.

#### 2.4.1. Variation de la largeur de la piste du RAF

Dans cette section, une étude sur la largeur de la piste en cuivre constituant les deux anneaux du RAF (figure 2.5) est faite. La valeur nominale utilisée sur la figure 2.5 est de 0,33 mm. Donc, afin de voir l'influence de la piste sur le comportement fréquentiel du résonateur, deux valeurs sont prises autour de la valeur nominale utilisée précédemment. Ces deux valeurs sont 0,43 mm et 0,23 mm respectivement.

Lorsque la largeur de la piste est de 0,43 mm, l'espacement entre les anneaux de 0,33 mm et l'ouverture de 0,33 mm, l'effet capacitif au sein de la structure devrait en principe augmenter. La conséquence de cette piste plus large est donc un abaissement de la fréquence de résonance.

La figure 2.20-a présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB et montre une fréquence de résonance  $f_{\text{rés}}$  à 7,21 GHz avec une transmission de l'ordre de -40,6 dB. Cette

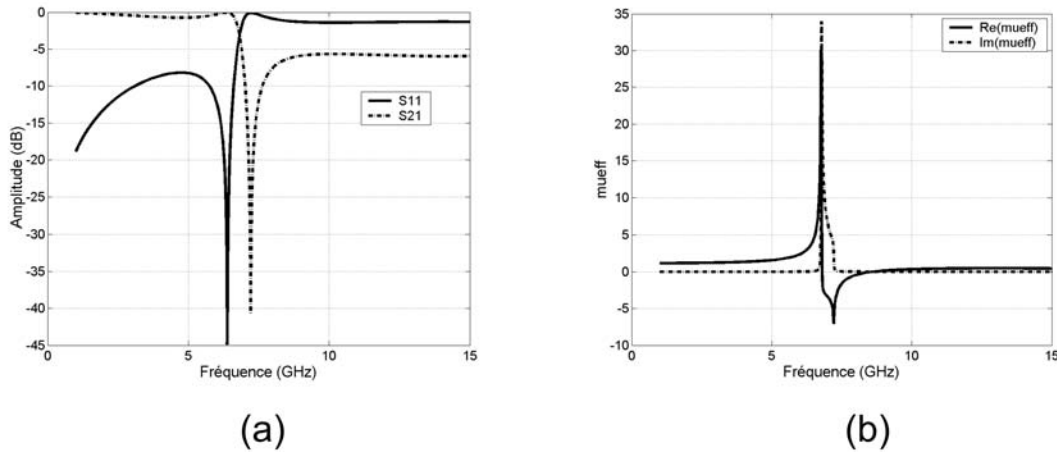


FIG. 2.20. Largeur de piste de 0,43 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b)  $\text{Re}(\mu_{eff})$  et  $\text{Im}(\mu_{eff})$ .

fréquence de résonance vérifie bien le fait que la capacité de la structure est plus grande que celle de la structure initiale de la figure 2.5 dans la section 2.3.2.

En ce qui concerne la perméabilité (figure 2.20-b), elle est négative au voisinage de la fréquence de résonance et prend des valeurs allant de 0 à -7.

Une diminution de la largeur de la piste (0,23 mm) tout en gardant l'espacement entre les anneaux à 0,33 mm et l'ouverture à 0,33 mm, entraînera une diminution de la capacité au sein de la structure et donc une augmentation de la fréquence de résonance.

La figure 2.21-a présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB et montre une première fréquence de résonance  $f_{rés}$  à 10,25 GHz avec une transmission de l'ordre de -32,7 dB. Cette fréquence de résonance vérifie bien le fait que la capacité de la structure est inférieure à celle de la structure initiale de la figure 2.5.

La perméabilité (figure 2.21-b), quant à elle, présente toujours des valeurs négatives entre 0 à -5,7 au voisinage de la fréquence de résonance.

#### 2.4.2. Variation de l'espacement entre les deux anneaux du RAF

Une étude sur la variation de l'espacement entre les deux anneaux du RAF pris comme référence (figure 2.5), est faite afin de voir son influence sur la fréquence de résonance. La valeur nominale utilisée sur la figure 2.5 est de 0,33 mm. Donc, deux valeurs sont prises autour de la valeur nominale utilisée dans la section 2.3.2. Ces deux valeurs sont respectivement 0,43 mm et 0,23 mm.

Lorsque l'espacement entre les deux anneaux est de 0,43 mm, avec la largeur de piste égale à 0,33 mm et l'ouverture égale à 0,33 mm, la capacité au sein de la structure devrait en principe diminuer. Cette baisse de la capacité devra donc augmenter la fréquence de résonance.

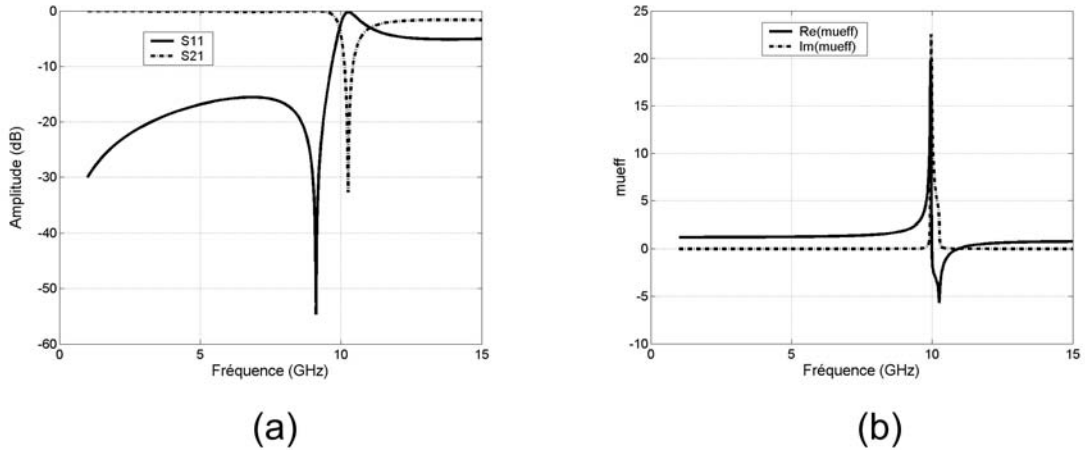


FIG. 2.21. Largeur de piste de 0,23 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b)  $\text{Re}(\mu_{eff})$  et  $\text{Im}(\mu_{eff})$ .

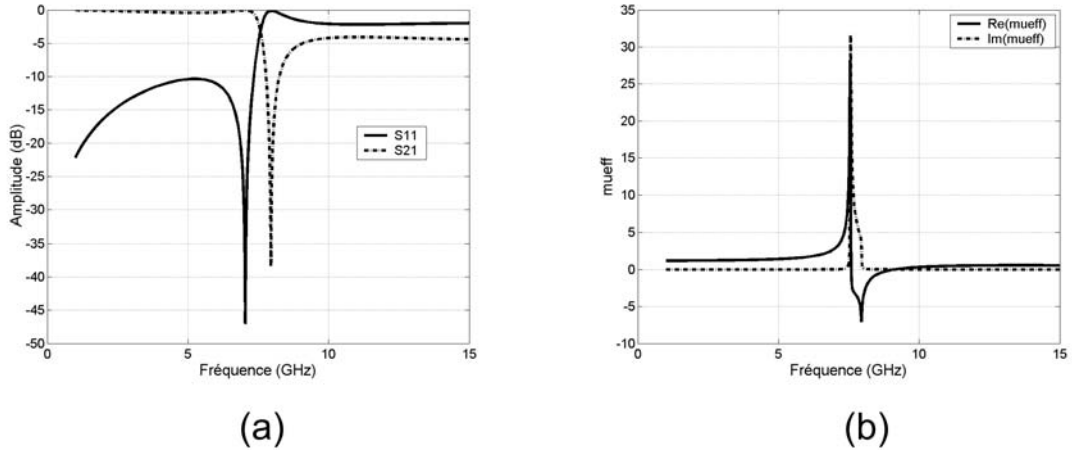


FIG. 2.22. Espacement de 0,43 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b)  $\text{Re}(\mu_{eff})$  et  $\text{Im}(\mu_{eff})$ .

La figure 2.22-a présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB et montre une première fréquence de résonance  $f_{rés}$  à 7,95 GHz avec une transmission de l'ordre de -38,4 dB. Cette fréquence de résonance est inférieure à celle du RAF de référence, ce qui est contraire à ce que nous attendions comme effet. Cette baisse de la fréquence vient du fait que quand l'espacement entre les deux anneaux a été augmenté, le côté de l'anneau externe aussi a été augmenté. Ainsi, une augmentation sur le côté de l'anneau externe provoque une baisse en fréquence et cet effet est dominant par rapport à l'augmentation de l'espacement.

En ce qui concerne la perméabilité (figure 2.22-b), elle est négative au voisinage de la fréquence de résonance et prend des valeurs allant de 0 à -7,1.

Une diminution de l'espacement entre les anneaux (0,23 mm) tout en gardant la largeur

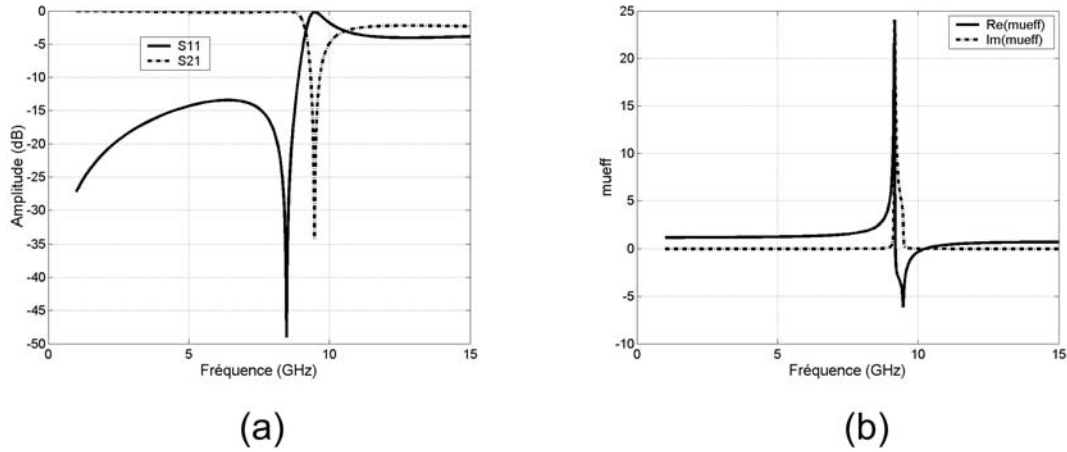


FIG. 2.23. Espacement de 0,23 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b)  $\text{Re}(\mu_{eff})$  et  $\text{Im}(\mu_{eff})$ .

de piste à 0,33 mm et l'ouverture à 0,33 mm, entraînera une augmentation de l'effet capacitif au sein de la structure et donc une baisse de la fréquence de résonance. Mais, n'oublions pas l'effet du côté de l'anneau externe qui a, quant à lui, diminué. Il a été observé précédemment, dans le cas d'une augmentation de l'espacement, que le côté de l'anneau externe affecte aussi la fréquence de résonance. Comme dans ce cas-ci, ce côté a diminué, une augmentation de la fréquence de résonance est donc attendue.

La figure 2.23-a présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB et montre une première fréquence de résonance  $f_{rés}$  à 9,47 GHz avec une transmission de l'ordre de -34,2 dB. Cette fréquence de résonance vérifie bien le fait que la capacité de la structure est inférieure à celle de la structure initiale de la figure 2.5.

La perméabilité (figure 2.23-b), quant à elle, présente toujours des valeurs négatives entre 0 à -6,15 au voisinage de la fréquence de résonance.

La variation de l'espacement entre les deux anneaux s'est aussi faite en gardant les dimensions de l'anneau externe fixes mais en diminuant le côté de l'anneau interne. Dans le cas d'un espacement de 0,43 mm, la fréquence de résonance est de 8,91 GHz avec une atténuation de l'onde de 36,3 dB. Quand l'espacement est de 0,23 mm, la résonance se fait à 8,43 GHz avec une atténuation de -35,9 dB. Dans ce cas, l'effet attendu, c'est-à-dire que la fréquence de résonance varie proportionnellement avec l'espacement, est bien observé.

### 2.4.3. Variation de l'ouverture des anneaux

Nous faisons ici, une étude sur l'influence de la taille de l'ouverture du RAF (figure 2.5). La valeur nominale utilisée sur la figure 2.5 est de 0,33 mm. Afin de voir comment la fréquence

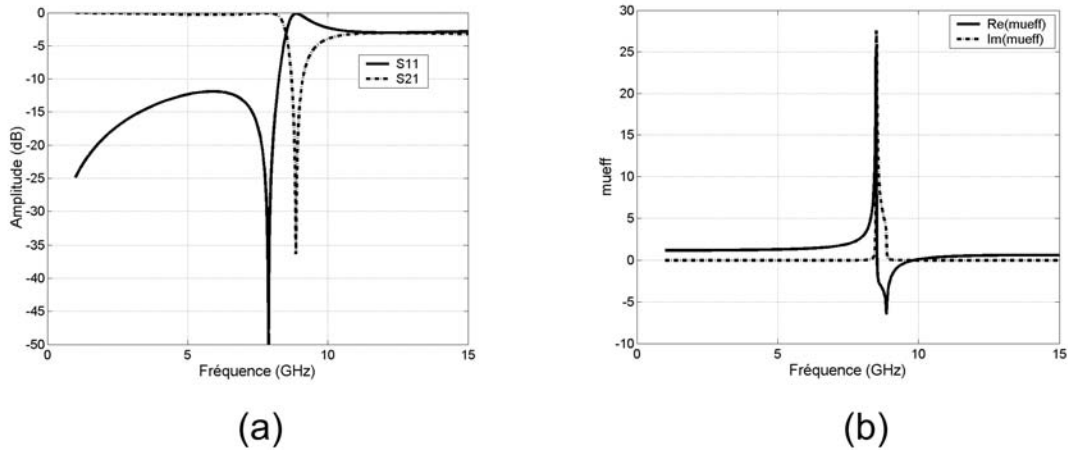


FIG. 2.24. Ouverture de 0,43 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b)  $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$  et  $\text{Im}(\mu_{\text{eff}})$ .

de résonance du RAF évolue avec l'ouverture, deux valeurs sont prises autour de la valeur nominale utilisée précédemment. Ces deux valeurs sont respectivement 0,43 mm et 0,23 mm.

Lorsque la taille de l'ouverture est de 0,43 mm, l'espacement entre les anneaux de 0,33 mm et la largeur de piste de 0,33 mm, la capacité au sein de la structure diminue. La conséquence de cette ouverture plus large par rapport à l'ouverture utilisée sur la figure 2.5 est donc une élévation de la fréquence de résonance.

La figure 2.24-a présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB et montre une première fréquence de résonance  $f_{\text{rés}}$  à 8,86 GHz avec une transmission de l'ordre de -36,3 dB. Cette fréquence de résonance vérifie bien le fait que la capacité de la structure est plus faible que celle de la structure initiale de la figure 2.5 dans la section 2.3.2.

En ce qui concerne la perméabilité (figure 2.24-b), elle est négative au voisinage de la fréquence de résonance et prend des valeurs allant de 0 à -6,45.

Dans le cas où la taille de l'ouverture est de 0,23 mm, l'espacement entre les anneaux de 0,33 mm et la largeur de piste de 0,33 mm, la capacité au sein de la structure augmente. La fréquence de résonance dans ce cas va diminuer.

La figure 2.25-a présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB et montre une première fréquence de résonance  $f_{\text{rés}}$  à 8,59 GHz avec une transmission de l'ordre de -36,2 dB. Cette fréquence de résonance vérifie bien le fait que la capacité de la structure est plus prononcée que celle de la structure initiale de la figure 2.5 dans la section 2.3.2.

En ce qui concerne la perméabilité (figure 2.25-b), elle est négative au voisinage de la fréquence de résonance et prend des valeurs allant de 0 à -6,9.

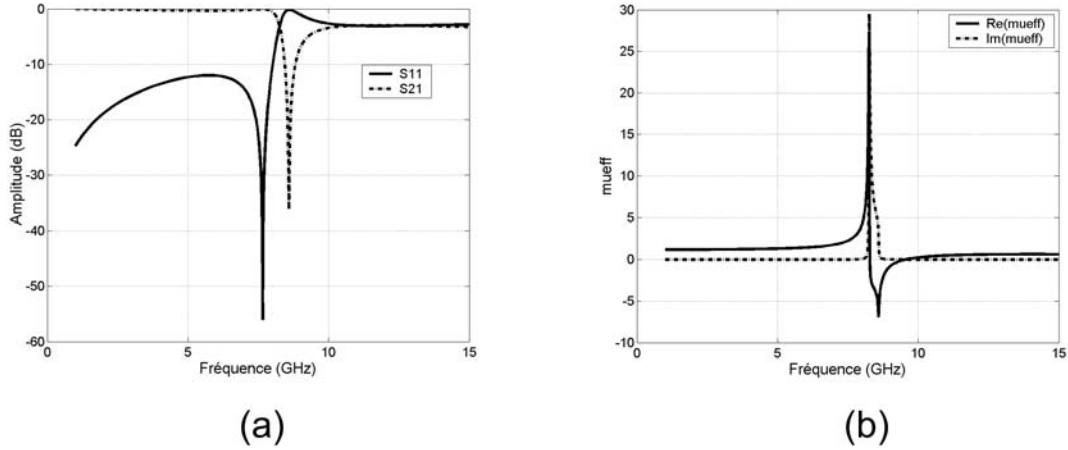


FIG. 2.25. Ouverture de 0,23 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b)  $\text{Re}(\mu_{eff})$  et  $\text{Im}(\mu_{eff})$ .

## 2.5. Résonateur à activité électrique

La conception de milieux à permittivité effective négative a été largement inspirée par la physique des plasmas. L'équipe de Pendry a démontré que la réponse électromagnétique d'un réseau périodique de tiges métalliques parallèles de rayons très faibles est similaire à celle d'un plasma de faible densité chargé par des particules très lourdes [66]. Dans ce cas, la fréquence de plasma  $f_p$  se situe dans le domaine des GHz. Une telle structure peut donc être caractérisée par une permittivité effective qui dépend de la fréquence ( $\epsilon_{eff}(f)$ ). Cette permittivité effective est donc négative pour les fréquences inférieures à la fréquence de plasma.

Les propriétés électromagnétiques de ces tiges parallèles inspirent beaucoup d'intérêts de nos jours pour la mise en oeuvre de matériaux composites possédant simultanément une permittivité et une perméabilité négatives [48, 67, 68, 69].

L'idée proposée par Pendry d'utiliser un réseau de tiges vient du fait qu'il faut diluer fortement le milieu plasma [66]. La densité effective  $\rho_{eff}$  des électrons se déplaçant dans le réseau de tiges selon un seul axe, est donnée par la fraction de l'espace occupée par les tiges :

$$\rho_{eff} = \rho \frac{\pi r^2}{a^2} \quad (2.14)$$

où  $\rho$  est la densité des électrons dans les tiges,  $r$  est le rayon des tiges et  $a$  est la périodicité du réseau.

Il a aussi pris en compte l'effet dominant de l'inductance de la structure des tiges. Cet effet peut être représenté par une contribution à la masse effective de l'électron. À partir du calcul du champ magnétique induit par le courant circulant dans les tiges, il a démontré que la masse effective  $m_{eff}$  pouvait s'écrire de la façon suivante :

$$m_{eff} = \frac{\mu_0 \pi r^2 e^2 \rho}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{r}\right) \quad (2.15)$$

où  $\mu_0$  est la perméabilité du vide et  $e$  est la charge de l'électron.

Donc, en appliquant la relation (1.10) donnée dans le chapitre 1, la fréquence de plasma est donnée par la relation suivante :

$$f_p = \frac{e}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_{eff}}{\epsilon_0 m_{eff}}} \quad (2.16)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide.

À partir des relations (2.14), (2.15) et (2.16), la fréquence de plasma peut être réécrite en fonction des paramètres macroscopiques de la structure :

$$f_p = \frac{c_0}{a \sqrt{2\pi \ln\left(\frac{a}{r}\right)}} \quad (2.17)$$

où  $c_0$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans le cadre des métamatériaux, nous nous intéresserons au domaine fréquentiel en dessous de la fréquence de plasma. Ce domaine fréquentiel nous permet d'avoir une permittivité donnée par la relation :

$$\epsilon_{eff}(f) = 1 - \frac{f_p^2}{f(f + i\gamma)} \quad (2.18)$$

qui est négative en dessous de  $f_p$ .  $\gamma$  est un facteur d'amortissement qui traduit la dissipation de l'énergie dans le système et est donné par la relation :

$$\gamma = \frac{2\epsilon_0 a^2 f_p^2}{r^2 \sigma} \quad (2.19)$$

où  $\sigma$  est la conductivité du métal des tiges.

D'autres relations théoriques ont été proposées par la suite pour la fréquence de plasma d'un réseau de tiges métalliques. Sarychev de l'Université du Nouveau Mexique [70] a proposé la relation suivante :

$$f_p = \frac{c_0}{a \sqrt{2\pi \left[ \ln\left(\frac{a}{\sqrt{2}r}\right) + \frac{\pi}{2} - 3 \right]}} \quad (2.20)$$

La relation (2.20) prend en compte de façon plus correcte l'effet de peau qui augmente avec le rayon des tiges.

La relation proposée par Maslovski [71] est :

$$f_p = \frac{c_0}{a\sqrt{2\pi \left[ \ln \left( \frac{a^2}{4r(a-r)} \right) \right]}}. \quad (2.21)$$

Afin de repousser les effets de diffraction plus haut en fréquence, il est nécessaire d'avoir une fréquence de plasma pour laquelle la longueur d'onde associée au vide  $\lambda_{op}$  est grande devant les paramètres géométriques du réseau de tiges.  $\lambda_{op}$  est d'autant plus grand si le rayon des tiges est faible devant la périodicité du réseau. Cette condition est très favorable aussi pour l'homogénéisation du milieu.

Vu que toutes les relations nécessaires ont été posées pour la caractérisation de réseaux périodiques de tiges métalliques, une étude paramétrique est faite pour voir l'évolution de  $f_p$  et de  $\epsilon_{eff}$  en faisant varier les différents paramètres des tiges et du réseau des tiges.

### 2.5.1. Tiges continues et discontinues

Dans cette partie, deux réseaux de tiges seront simulés sous *HFSS* et ensuite analysés. Les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  seront présentés afin de montrer la valeur obtenue pour la fréquence de plasma du réseau. Les parties réelle et imaginaire de la permittivité effective du milieu seront extraites dans la bande de fréquences [5 GHz ; 15 GHz] qui nous intéresse pour la suite, vu que les RAF sont modélisés pour un fonctionnement dans la bande X. Dans notre cas, nous utilisons la méthode d'homogénéisation décrite dans la section 2.2 afin d'extraire les paramètres effectifs. Le réseau de tiges est ensuite utilisé en association avec un réseau de résonateurs à activité magnétique afin d'avoir un réseau de métamatériaux composites avec une permittivité et une perméabilité simultanément négatives.

Le premier réseau est constitué de tiges métalliques infiniment longues orientées selon la direction du champ  $E$ . En définissant les conditions aux limites appropriées, le simulateur analyse le comportement d'une onde électromagnétique se propageant à travers un réseau infini de tiges selon la direction du champ  $H$ . Par contre, une seule rangée de tiges est simulée suivant la direction de propagation (figure 2.26). Les tiges ont une largeur de 0,33 mm correspondant à la taille de l'ouverture des résonateurs à activité magnétique. Notons toutefois que sur la figure 2.26, la longueur des tiges est donnée comme 3,63 mm correspondant à la hauteur de la boîte de rayonnement. En réalité, les tiges sont infiniment longues car nous appliquons les conditions aux limites suivantes sur la boîte de rayonnement :

- murs magnétiques sur les deux faces perpendiculaires à l'axe x,
- murs électriques sur les deux faces perpendiculaires à l'axe z.

Sur la figure 2.27-a, nous notons que la fréquence de plasma ou de coupure est de 19,3 GHz pour la transmission de type passe-haut. Cette figure tend vers l'évolution décrite par le



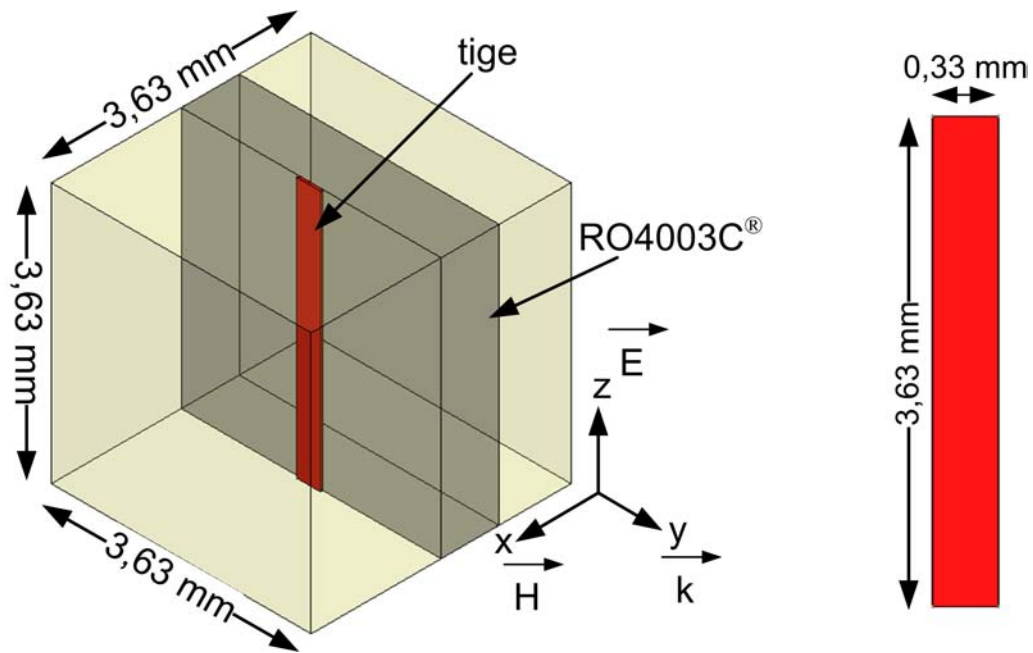


FIG. 2.26. Réseau de tiges métalliques continues de largeur 0,33 mm et de période 3,63 mm.

modèle de Drude car l'on peut observer qu'en dessous de la fréquence de plasma, il y a une réjection totale des signaux. Et au dessus de cette fréquence, il existe une zone de transparence.

En ce qui concerne la permittivité effective (figure 2.27-b),  $\text{Re}(\epsilon_{eff})$  est négative dans la bande de fréquences en dessous de la coupure.  $\text{Im}(\epsilon_{eff})$  est positive et prend des valeurs de l'ordre de  $10^{-3}$  dans cette même bande.

La réjection de  $S_{21}$  est nettement meilleure et le caractère passe-haut est presque idéal si l'on considère plusieurs rangées de tiges selon l'axe de propagation.

Le deuxième réseau étudié est constitué de tiges métalliques de longueurs finies orientées selon la direction du champ  $E$ . Par contre, le réseau est toujours considéré comme infini selon la direction du champ  $H$  et du champ  $E$ . Et ici aussi, une seule rangée de tiges est simulée suivant la direction de propagation. La largeur de 0,33 mm correspondant à la taille de l'ouverture des résonateurs à activité magnétique est toujours respectée, par contre, la longueur des tiges est de 3 mm correspondant au côté du RAF de référence de la section 2.3.2.

D'après la figure 2.28-a, le comportement de ce réseau de tiges discontinues est de type coupe-bande et différent de ce qui a été noté dans le cas des tiges continues. Donc ce réseau peut être utilisé dans la bande entre la première et la deuxième résonance entre 44,5 GHz et 54,5 GHz ; là où  $\text{Re}(\epsilon_{eff})$  est négative (figure 2.28-b).

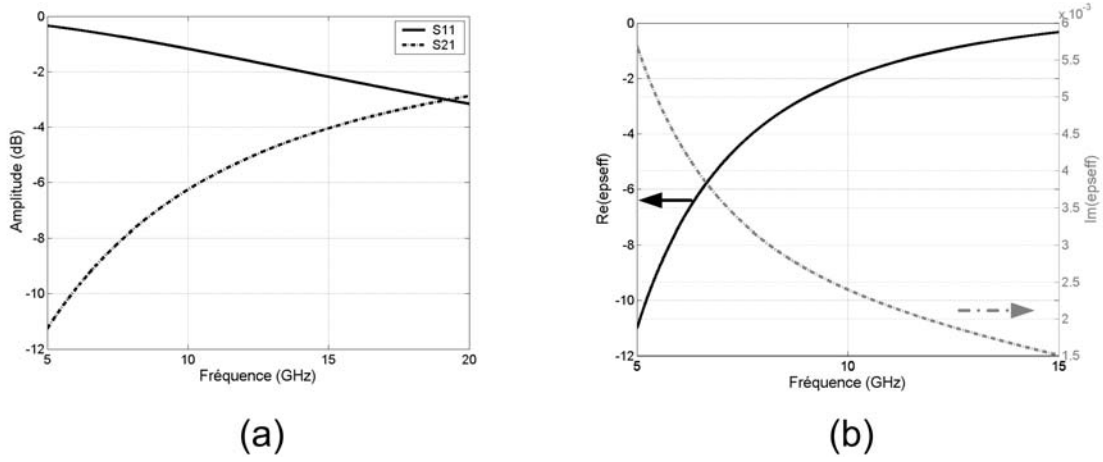


FIG. 2.27. Réseau de tiges métalliques continues de largeur 0,33 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la permittivité effective.

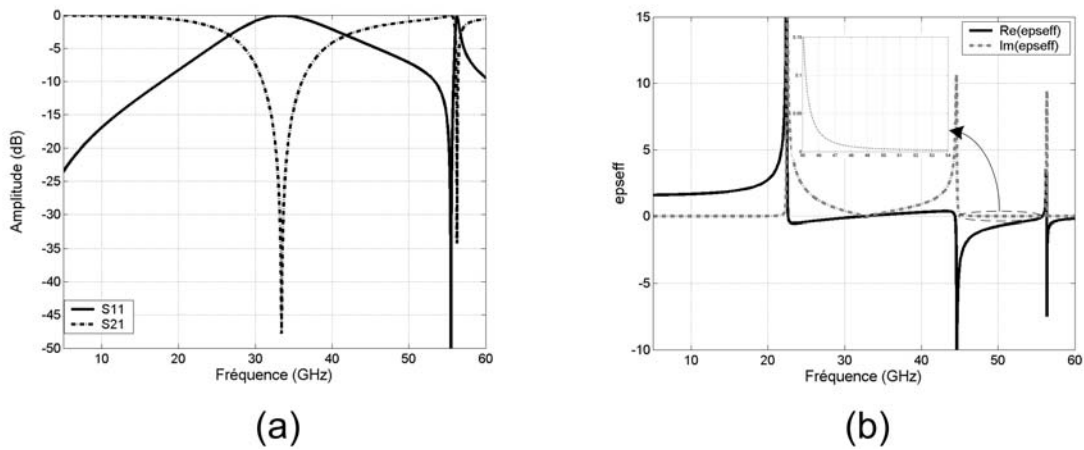


FIG. 2.28. Réseau de tiges métalliques discontinues : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la permittivité effective.

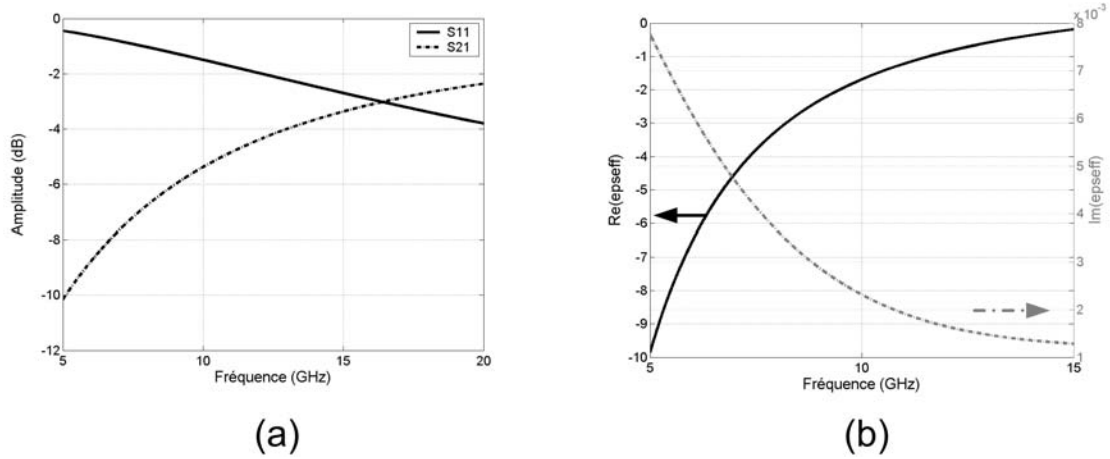


FIG. 2.29. Réseau de tiges métalliques continues de largeur 0,23 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la permittivité effective.

Si nous voulons utiliser ce type de réseau de tiges discontinues dans la bande X, il faudra que la largeur des tiges soit réduite afin d'abaisser la bande de fréquences où  $\text{Re}(\epsilon_{eff})$  est négative. L'influence de la largeur des tiges sera décrite dans la section 2.5.2.

### 2.5.2. Variation de la largeur des tiges

Cette section est consacrée à la variation de la largeur des tiges constituant le réseau afin de voir son influence sur la fréquence de plasma et sur la permittivité effective du milieu.

Dans un premier temps, une largeur de 0,23 mm est considérée pour un réseau de tiges continues et infiniment longues. La structure est la même que celle de la figure 2.26, sauf que la largeur passe de 0,33 mm à 0,23 mm. Les paramètres  $S_{11}$ ,  $S_{21}$ ,  $\text{Re}(\epsilon_{eff})$  et  $\text{Im}(\epsilon_{eff})$  sont représentés sur la figure 2.29.

Une fréquence de coupure de 16,4 GHz est observée pour une transmission de type passe-haut (figure 2.29-a). Une permittivité effective négative est donc obtenue en dessous de cette fréquence de plasma comme nous pouvons le visualiser sur la courbe de la figure 2.29-b.

Un autre réseau de tiges continues et infiniment longues, mais avec une largeur de 0,43 mm permet de voir comment évolue la fréquence de plasma avec la largeur des tiges. Ce réseau présente une fréquence de plasma de 22,2 GHz. Nous pouvons en déduire qu'en augmentant la largeur des tiges tout en respectant la même périodicité du réseau,  $f_p$  augmente. Nous pouvons aussi apercevoir sur la figure 2.30-b que  $\text{Im}(\epsilon_{eff})$  prend des valeurs positives très proches de zéro en dessous de  $f_p$ .

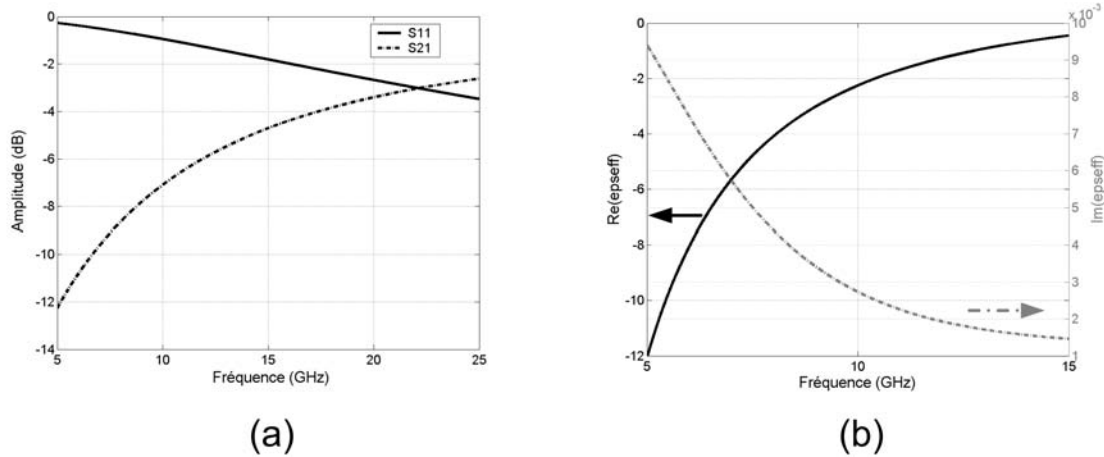


FIG. 2.30. Réseau de tiges métalliques continues de largeur 0,43 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la permittivité effective.

### 2.5.3. Variation de la périodicité du réseau

Dans cette partie, nous verrons l'influence de la réponse électromagnétique du réseau quand la périodicité du réseau est réduite. La figure 2.31 illustre ce réseau dont la périodicité est de 2,25 mm. Les tiges constituant le réseau sont considérées infiniment longues avec une largeur de 0,33 mm. Une seule rangée de tiges est prise suivant la direction de propagation.

Ce réseau de tiges présente une fréquence de plasma de 32,6 GHz (figure 2.32-a) et la figure 2.32-b montre que  $\text{Re}(\epsilon_{eff})$  prend des valeurs négatives dans la bande [5 GHz ; 15 GHz].  $\text{Im}(\epsilon_{eff})$  prend des valeurs positives de  $17 \times 10^{-3}$  à 5 GHz à  $2 \times 10^{-3}$  à 15 GHz. Ces valeurs sont supérieures à celles notées dans le cas du réseau de périodicité 3,63 mm car ici nous sommes en présence d'un réseau moins dilué de tiges métalliques. De ce fait, les pertes par effet Joules augmentent et ceci se traduit par des valeurs plus grandes pour la partie imaginaire de la permittivité effective.

## 2.6. Résonateur en « S »

### 2.6.1. Structure en double « S »

Le résonateur en forme de « S » a été introduit à l'origine par Prosvirnin [72] pour des structures BIP, et ensuite repris par Sauviac *et al.* [73] et par Chen *et al.* [50]. D'autres travaux plus récents ont par la suite été publiés sur ce type de structure [74, 75]. La particularité de ce type de résonateur est qu'il présente une double résonance, magnétique et électrique, sans avoir recours à un réseau additionnel de tiges, constituant ainsi les propriétés nécessaires d'un matériau *Main Gauche*. La cellule unité représentée sur la figure 2.33 est formée de deux

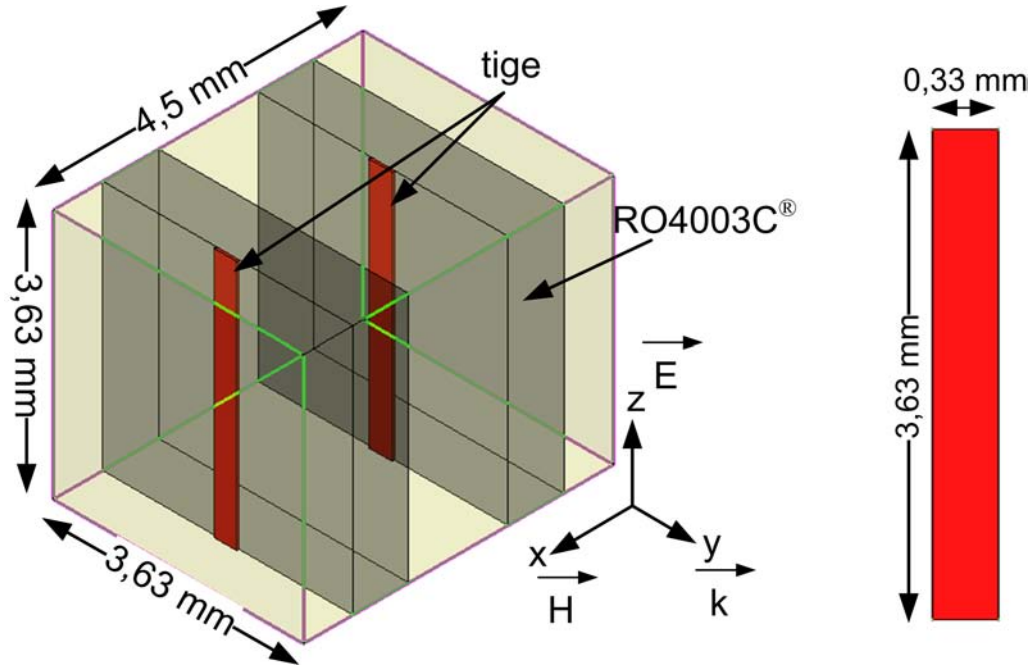


FIG. 2.31. Réseau de tiges métalliques continues de largeur 0,33 mm et de période 2,25 mm.

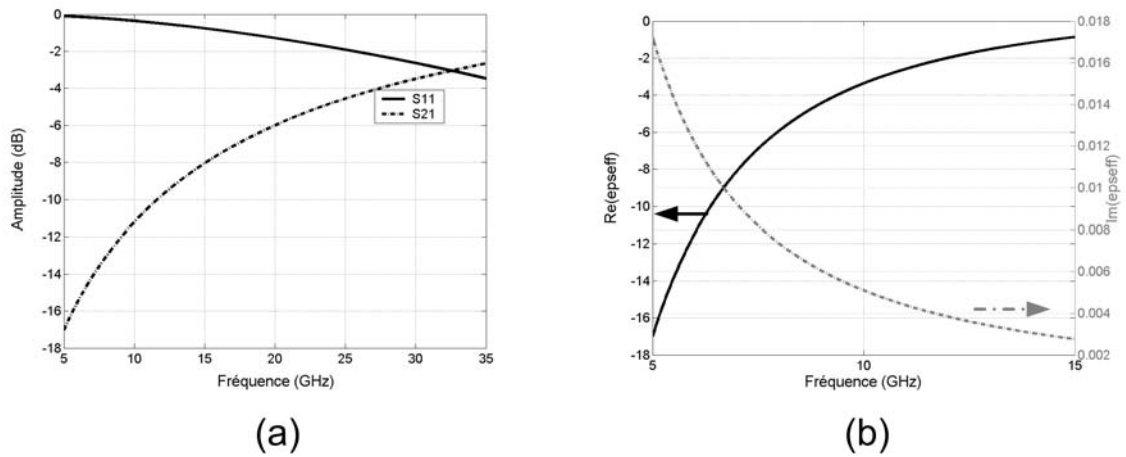


FIG. 2.32. Réseau de tiges métalliques continues de largeur 0,33 mm et de période 2,25 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de la permittivité effective.

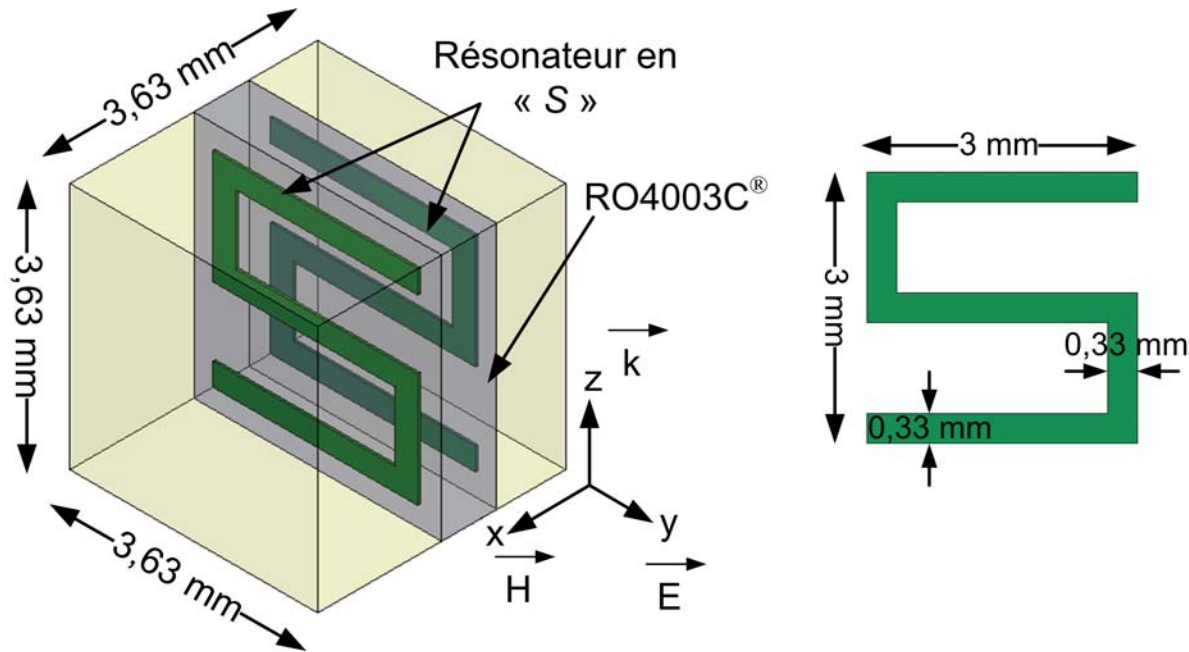


FIG. 2.33. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du Résonateur en double « S ».

lignes microrubans en forme de « S ». Chaque résonateur est placé sur une face du substrat RO4003C<sup>®</sup> de sorte à ce qu'ils soient inversés l'un par rapport à l'autre. Évidemment, cet élément n'est pas isotrope [73]; il peut être représenté par un tenseur de polarisabilité où les composantes croisées ne sont pas nulles. C'est donc un élément bianisotrope.

La procédure d'homogénéisation décrite précédemment est très bien adaptée pour extraire les différents paramètres effectifs de ce type de résonateur, à condition de respecter les deux conditions stipulées, qui sont :

- la partie réelle de l'impédance,  $\text{Re}(Z)$ , est positive
- la partie imaginaire de l'indice,  $\text{Im}(n)$  est positive

car le milieu est passif. Le fait que  $\text{Im}(n)$  soit positive assure aussi que l'amplitude de l'onde électromagnétique qui se propage, décroît à l'intérieur de la structure.

La largeur de la piste en cuivre est de 0,33 mm et le côté du « S » est de 3 mm (figure 2.33), les mêmes que pour les RAFs étudiés précédemment.

Pour la simulation de cette structure sous *HFSS*, des conditions de périodicité sont appliquées, comme précédemment, sur la cellule unité présentée sur la figure 2.33. Ainsi des conditions de murs électriques et magnétiques sont appliquées selon l'axe  $y$  et  $x$  respectivement et la propagation se fait selon l'axe  $z$ . Une seule couche de la structure est considérée pour la propagation de l'onde électromagnétique. Le champ magnétique doit être perpendiculaire au plan des « S » afin d'assurer une activité magnétique dans le résonateur. La boîte de

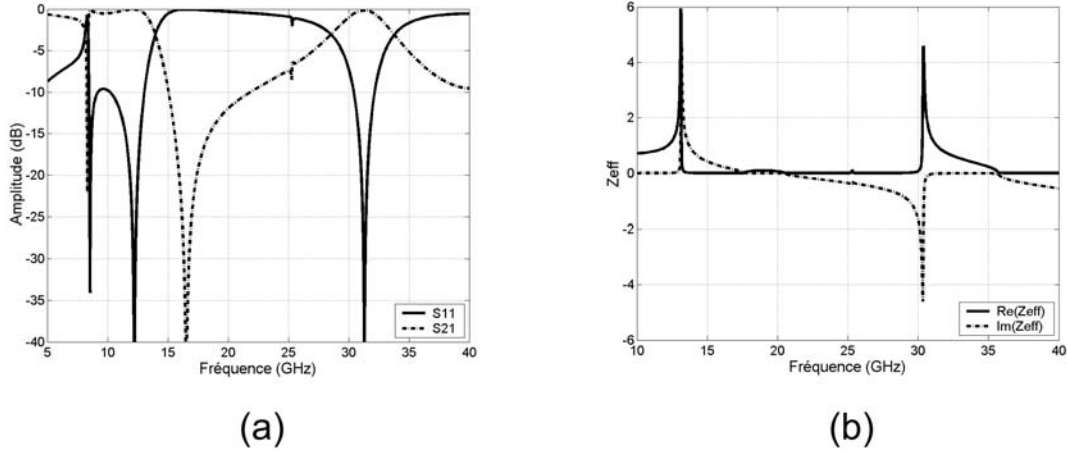


FIG. 2.34. Résonateur en double «  $S$  » : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective.

rayonnement définie sous  $HFSS$  a un volume de  $3,63 \times 3,63 \times 3,63 \text{ mm}^3$ , en tenant compte de la périodicité suivant les axes  $x$  et  $y$ , qui est de 3,63 mm.

La figure 2.34-a présente les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  calculés par  $HFSS$ . D'après la courbe de  $S_{21}$ , nous observons un pic d'absorption à 8,32 GHz et un autre à 16,53 GHz. Dans la bande de fréquences [8,32 GHz ; 13,96 GHz] et dans une bande étroite autour de 31,3 GHz, tout le signal injecté est transmis à travers la structure.

L'allure de l'impédance effective de l'onde se propageant à travers la structure est illustrée sur la figure 2.34-b. Une partie réelle positive, assurant que le milieu est passif, est vérifiée. Cette partie réelle prend des valeurs allant de 0 à environ 6.

En ce qui concerne la permittivité, la perméabilité et l'indice de réfraction, leurs parties réelles et imaginaires sont présentées sur la figure 2.35.  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  est négative dans la bande [26 GHz ; 40 GHz], mais la bande de fréquences qui nous intéresse est celle où  $\text{Re}(\epsilon_{\text{eff}})$  et  $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$  sont simultanément négatives. Par exemple :

- dans la bande [26 GHz ; 30,2 GHz], une  $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$  positive est observée, et
- au dessus de 35,67 GHz ( $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  négative et très proche de zéro), une  $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$  positive est observée ;

en conséquence nous ne pouvons pas utiliser ces deux bandes de fréquences pour leurs propriétés d'indice de réfraction négatif. Par contre, dans la bande de fréquences [30,2 GHz ; 35,67 GHz], une partie réelle de  $n_{\text{eff}}$  négative est obtenue avec simultanément,  $\text{Re}(\epsilon_{\text{eff}})$  et  $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$  négatives. D'après la figure 2.35-b, la partie imaginaire de l'indice effective est relativement faible ( $< 5 \times 10^{-3}$ ) dans la bande de fréquences qui nous intéresse. Nous observons qu'une

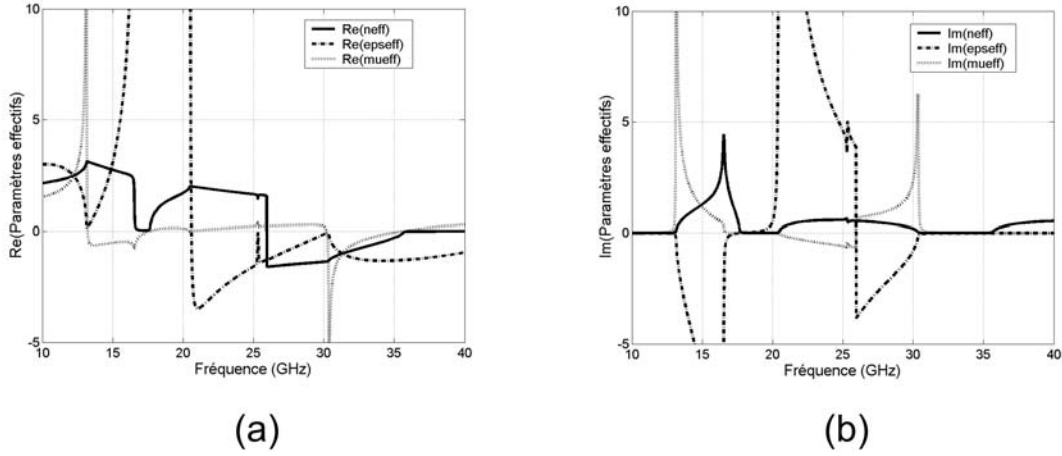


FIG. 2.35. Résonateur en double « S » : (a)  $Re(\epsilon_{eff})$ ,  $Re(\mu_{eff})$ ,  $Re(n_{eff})$ . (b)  $Im(\epsilon_{eff})$ ,  $Im(\mu_{eff})$ ,  $Im(n_{eff})$

résonance dans le cas d'un des paramètres ( $\epsilon$  ou  $\mu$ ) entraîne une anti-résonance de l'autre [76].

Dans la procédure d'homogénéisation, une condition nécessaire pour considérer la structure périodique comme un problème de transmission - réflexion a été imposée. Cette condition est qu'il y ait une valeur limite pour la constante de propagation  $\beta$ . En fait, la valeur absolue de  $\beta$  doit être inférieure à  $\frac{\pi}{P_T}$  ( $|\beta| < \frac{\pi}{P_T}$ ). Cette restriction nous mène tout simplement à une autre condition qui est :  $|Re(n_{eff})| < \frac{\lambda_0}{2P_T}$  où  $P_T$  est la période transverse à la direction de propagation.

Dans notre cas, où  $P_T = 3,63$  mm, nous devons avoir par exemple à :

- 5 GHz ( $\lambda_0 = 60$  mm),  $|Re(n_{eff})|$  inférieure à 8,26,
- 30 GHz,  $|Re(n_{eff})| < 1,38$ , et
- 35 GHz,  $|Re(n_{eff})| < 1,18$ .

Par conséquent, pour le résonateur en double « S », aucun effet de saturation n'est observé pour  $Re(n_{eff})$ .

### 2.6.2. Structure en simple « S »

Nous avons voulu faire une étude avec un seul élément « S » au lieu de deux comme sur la figure 2.33 afin de voir l'influence du couplage ramené par le deuxième élément, vu dans la section 2.6.1.

La figure 2.36-a présentant les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  calculés par *HFSS*, montre la présence de trois pics d'absorption à 9,42 GHz, à 18,96 GHz et un autre à 31,81 GHz. Tout le signal



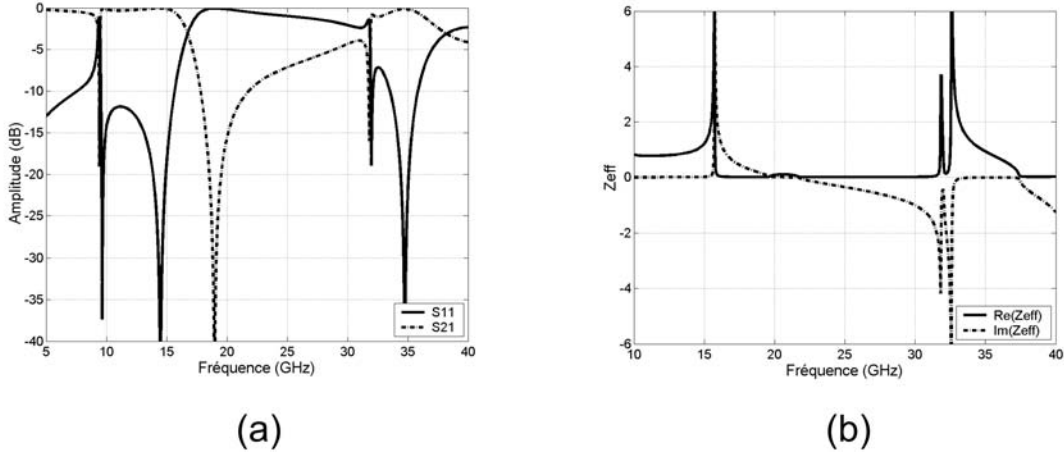


FIG. 2.36. Résonateur en simple «  $S$  » : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective.

injecté est transmis dans la bande de fréquences [9,42 GHz ; 16,73 GHz] et dans la bande étroite autour de 35 GHz.

L'allure de l'impédance effective  $Z_{eff}$  (figure 2.36-b) est similaire à celle de la structure double «  $S$  », avec un décalage vers les hautes fréquences d'environ 2 GHz.

Sur la figure 2.37, les parties intéressantes du milieu *Main Gauche* où  $\text{Re}(n_{eff})$  est négative se trouvent dans la bande de fréquences [32,2 GHz ; 37,3 GHz]. D'après la figure 2.37-b, la partie imaginaire de l'indice effective est très faible, inférieure à  $8 \times 10^{-3}$ , dans la bande [32,6 GHz ; 37,3 GHz].

Si nous comparons les deux structures en «  $S$  », nous voyons que la présence du deuxième élément apporte plus d'effet capacitif, diminuant ainsi les fréquences des passe-bandes. De ce fait, la structure en double «  $S$  » présente une  $\text{Re}(n_{eff})$  négative à des fréquences plus basses que la structure en simple «  $S$  ».

## 2.7. Résonateur en « $\Omega$ »

### 2.7.1. Structure en double « $\Omega$ » de période 3,63 mm

Ce résonateur en forme de «  $\Omega$  » possède des propriétés identiques au résonateur en forme de «  $S$  ». Ces deux motifs combinent à la fois un dipôle magnétique par le biais de l'anneau et un dipôle électrique par le biais des bras. Ils permettent donc d'obtenir un indice de réfraction négatif. Le résonateur en «  $\Omega$  » a été introduit initialement par Saadoum [77], et a été ensuite repris dans de nombreux travaux [74, 75, 49, 78, 51]. La cellule unitaire représentée sur la figure 2.38 est formée de deux lignes microrubans en forme de «  $\Omega$  ». Chaque résonateur est placé sur

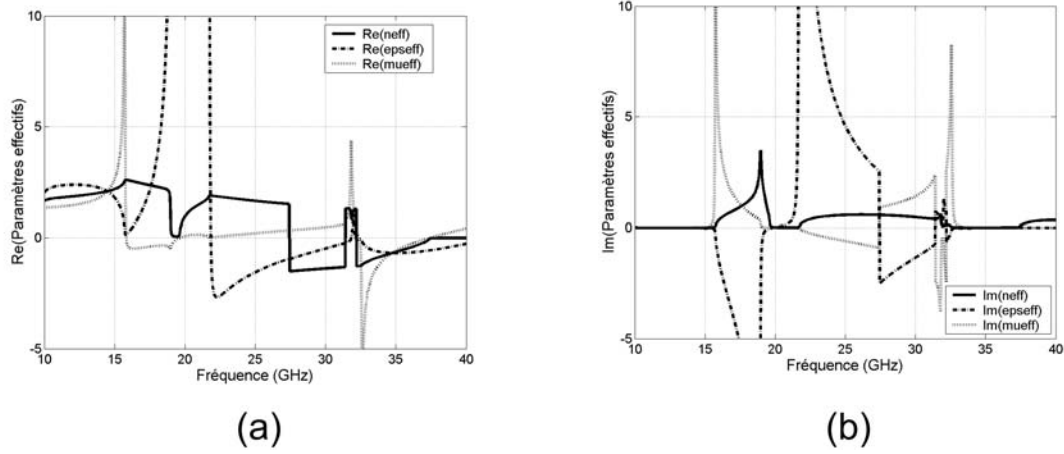


FIG. 2.37. Résonateur en simple «  $S$  » : (a)  $Re(\epsilon_{eff})$ ,  $Re(\mu_{eff})$ ,  $Re(n_{eff})$ . (b)  $Im(\epsilon_{eff})$ ,  $Im(\mu_{eff})$ ,  $Im(n_{eff})$

une face du substrat RO4003C<sup>®</sup> de sorte à ce qu'ils soient inversés l'un par rapport à l'autre. Cette configuration permet d'augmenter le couplage et aussi d'éviter les effets chiraux [74].

Les différentes dimensions utilisées pour le résonateur en double «  $\Omega$  » sont données sur la figure 2.38 et correspondent à un fonctionnement en dessous de 20 GHz. La largeur de la piste en cuivre et la taille de l'ouverture de l'anneau sont de 0,33 mm. Le rayon interne de l'anneau formant le «  $\Omega$  » est de 1,5 mm.

Pour la simulation de la structure sous *HFSS*, des conditions de périodicité sont appliquées, comme pour la structure en «  $S$  », sur la cellule unité présentée sur la figure 2.38. La propagation se fait selon l'axe  $z$  et des conditions de murs électriques et magnétiques sont appliquées selon l'axe  $y$  et  $x$  respectivement. Une seule couche de la structure est donc considérée pour la propagation de l'onde électromagnétique. Le champ magnétique doit être parallèle à l'axe des anneaux afin d'assurer une activité magnétique dans le résonateur. Le champ électrique, quant à lui, doit être parallèle aux deux morceaux de tiges rajoutés à la boucle pour constituer le «  $\Omega$  » afin d'assurer la propriété électrique du résonateur. La boîte de rayonnement définie sous *HFSS* a un volume de  $3,63 \times 3,63 \times 3,63$  mm<sup>3</sup> et la périodicité suivant les axes  $x$  et  $y$  est de 3,63 mm.

Les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  obtenus en simulation sous *HFSS* sont présentés sur la figure 2.39-a. D'après la courbe de  $S_{21}$ , nous observons un pic d'absorption à 14,77 GHz. Des deux côtés de la résonance, nous observons un phénomène passe-bande mais avec un niveau assez faible, de l'ordre de -6 dB au dessus et -8,5 dB en dessous de la résonance.

La variation de l'impédance effective de l'onde se propageant à travers la structure, est illustrée sur la figure 2.39-b. Une partie réelle positive, assurant que le milieu est passif, est vérifiée. Cette partie réelle prend des valeurs allant de 0 à 30  $\Omega$ .

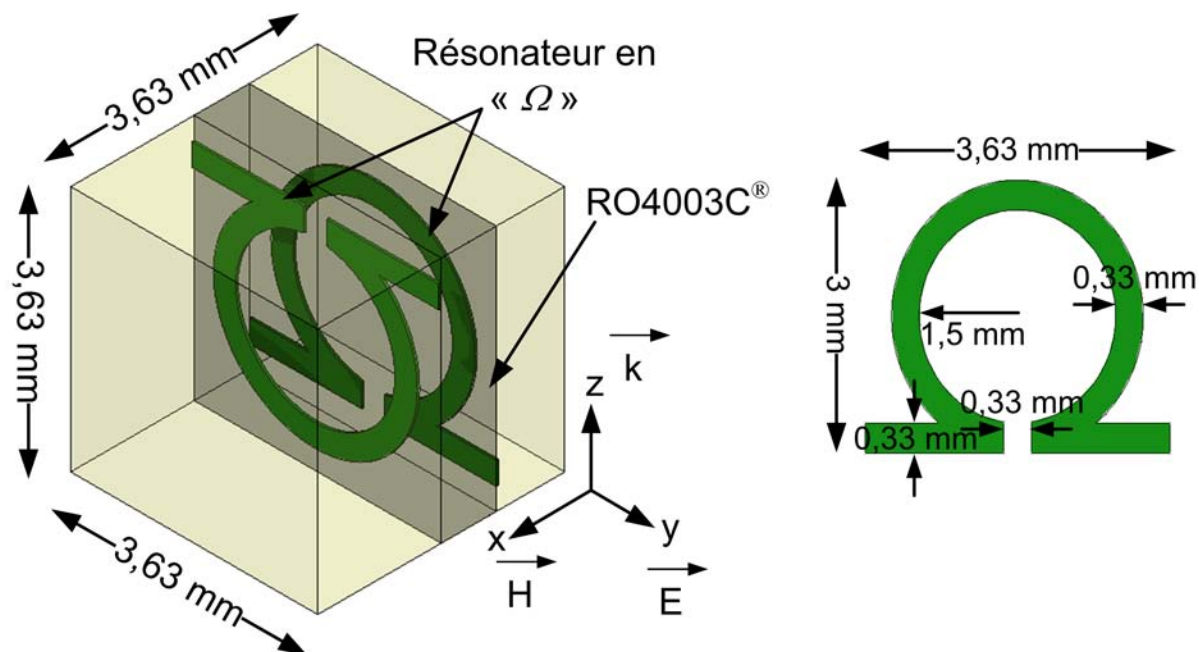


FIG. 2.38. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du résonateur en double «  $\Omega$  » de période 3,63 mm.

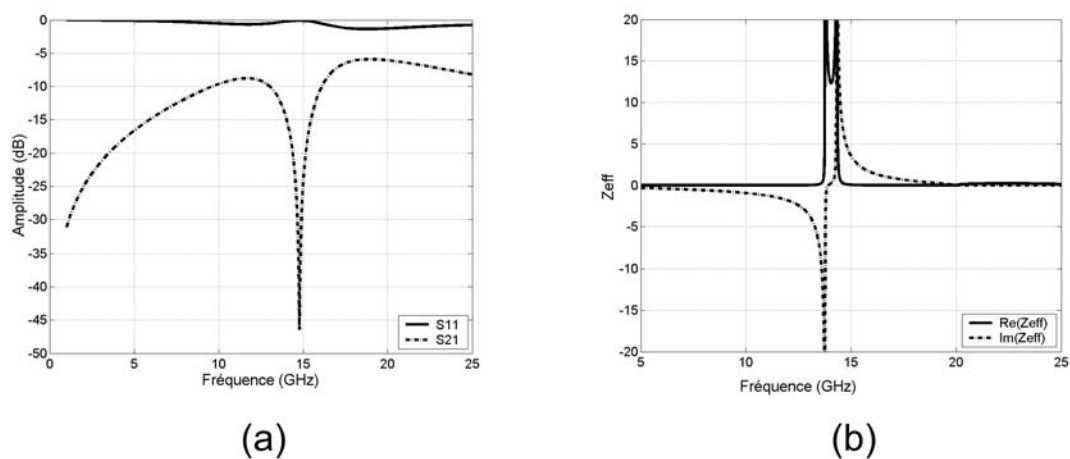


FIG. 2.39. Résonateur en double «  $\Omega$  » de période 3,63 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective.

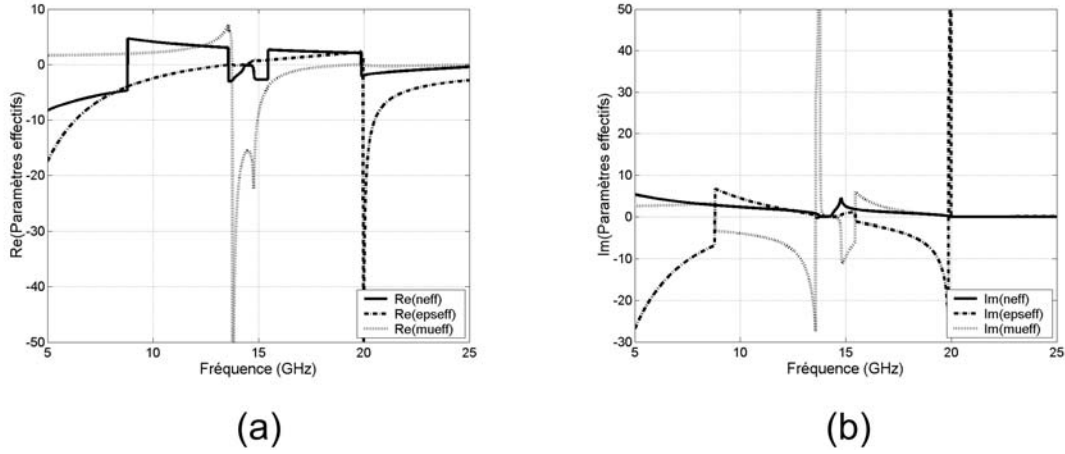


FIG. 2.40. Résonateur en double «  $\Omega$  » de période 3,63 mm : (a)  $Re(\epsilon_{eff})$ ,  $Re(\mu_{eff})$ ,  $Re(n_{eff})$ . (b)  $Im(\epsilon_{eff})$ ,  $Im(\mu_{eff})$ ,  $Im(n_{eff})$

Les parties réelles et imaginaires des paramètres effectifs extraits de l'homogénéisation de la structure sont données sur la figure 2.40. Nous observons une  $Re(n_{eff})$  négative avec  $Re(\epsilon_{eff})$  et  $Re(\mu_{eff})$  simultanément négatives dans la bande [13,75 GHz ; 14,3 GHz] et au dessus de 20 GHz. Des deux plages de fréquences, celle au dessus de 20 GHz est beaucoup plus intéressante puisqu'elle présente moins de pertes car  $Im(n_{eff})$  est de l'ordre de  $10^{-3}$  sur la figure 2.40-b.

### 2.7.2. Structure en double « $\Omega$ » de période 1,815 mm

Comme nous l'avons observée sur la figure 2.39, la réponse fréquentielle de  $S_{21}$  présente beaucoup de pertes d'insertion. Afin d'améliorer cette réponse, nous procédons à l'analyse d'une deuxième structure où nous ne changeons que la périodicité de la structure et gardons les autres paramètres physiques de la structure fixes.

Nous considérons donc la même structure que celle présentée à la figure 2.38 mais avec une périodicité selon l'axe  $x$  de 1,815 mm. Dans ce cas, nous observons un comportement passe-bande beaucoup plus net dans la bande [12,2 GHz ; 17 GHz] autour de la fréquence centrale de 14,6 GHz (figure 2.41-a). Les pertes d'insertion sont de l'ordre de 0,9 dB, ce qui améliorent nettement la réponse de la structure.

La figure 2.41-b montre l'impédance effective de l'onde se propageant à travers la structure. La partie réelle positive a une valeur maximale limite de 12, deux fois et demie moins que celle de la structure de période 3,63 mm. Ceci est dû au niveau de transmission qui est largement supérieur dans le cas de la structure de période 1,815 mm.

Une partie réelle négative issue de l'homogénéisation est observée pour l'indice de réfraction effective dans la bande [19 GHz ; 24,3 GHz] (figure 2.42-a). La partie imaginaire illustrée sur la figure 2.42-b montre des valeurs de l'ordre de  $6 \times 10^{-3}$  pour cette même bande de fréquences.

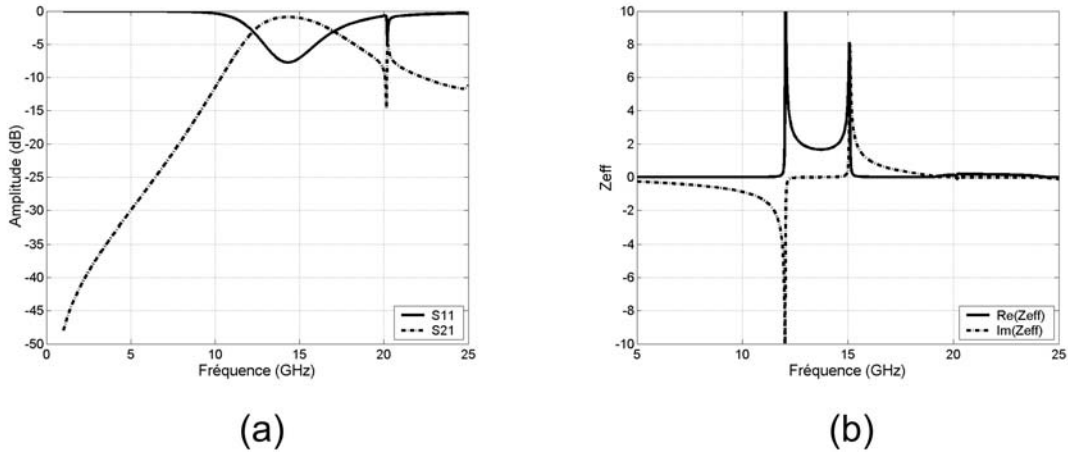


FIG. 2.41. Résonateur en double «  $\Omega$  » de période 1,815 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective.

Par rapport aux différents résultats obtenus avec les deux valeurs de la période, nous concluons que le couplage est plus intense quand la période est égale à 1,815 mm. De ce fait, la bande de fréquences où l'indice de réfraction est négatif s'élargit.

### 2.7.3. Structure en simple « $\Omega$ » de période 3,63 mm

Comme pour le résonateur en «  $S$  », nous faisons l'étude d'une structure contenant un seul «  $\Omega$  » dans cette partie. Cette nouvelle configuration annule donc le couplage qui existait entre les deux résonateurs.

La figure 2.43-a présente les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  calculés par *HFSS*. D'après la courbe de  $S_{21}$ , nous observons un comportement passe-bande dans la bande [7,65 GHz ; 17,77 GHz] avec un niveau de transmission de -1 dB. Cette bande de transmission est centrée autour de 12,7 GHz et son élargissement est dû à l'annulation de l'effet capacitif vu que nous travaillons avec un seul «  $\Omega$  ». Par contre, le niveau de  $S_{11}$  dans cette bande est de -7 dB, le même niveau qui a été observé pour le résonateur en double «  $\Omega$  » de période 1,815 mm sur la figure 2.41-a.

En ce qui concerne la partie réelle de l'impédance effective  $Z_{\text{eff}}$  de cette structure présentée sur la figure 2.43-b, elle prend des valeurs allant de 0 à 2,2  $\Omega$ .

Les parties réelles et imaginaires des paramètres effectifs extraits de l'homogénéisation de la structure sont données sur la figure 2.44. Nous observons une  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  négative avec  $\text{Re}(\epsilon_{\text{eff}})$  et  $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$  simultanément négatives dans la bande [10 GHz ; 18 GHz] et au dessus de 23,3 GHz. Dans la bande [10 GHz ; 18 GHz], une partie imaginaire de  $n_{\text{eff}}$  de l'ordre de 0,15 est obtenue. Au dessus de 23,3 GHz les pertes ont tendance à diminuer car  $\text{Im}(n_{\text{eff}})$  est de l'ordre de  $10^{-2}$  sur la figure 2.44-b.

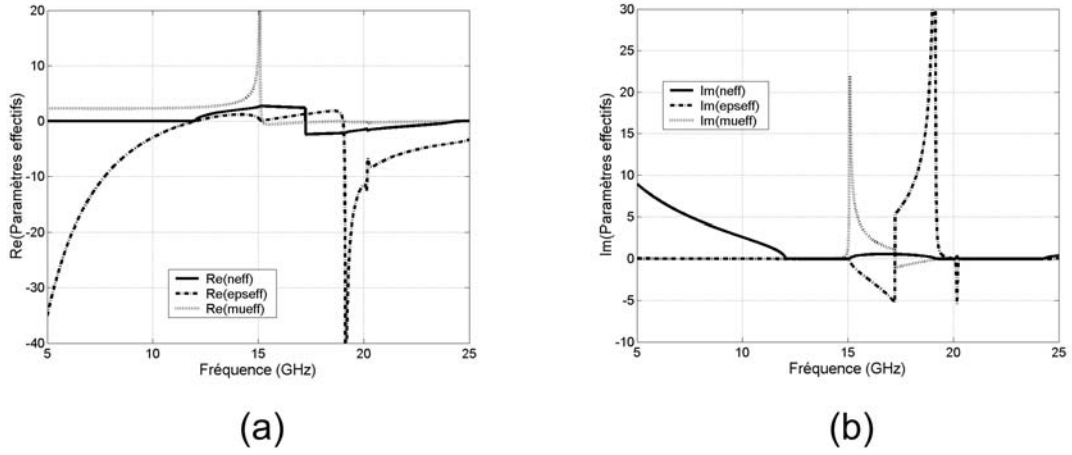


FIG. 2.42. Résonateur en double «  $\Omega$  » de période 1,815 mm : (a)  $\text{Re}(\epsilon_{eff})$ ,  $\text{Re}(\mu_{eff})$ ,  $\text{Re}(n_{eff})$ . (b)  $\text{Im}(\epsilon_{eff})$ ,  $\text{Im}(\mu_{eff})$ ,  $\text{Im}(n_{eff})$

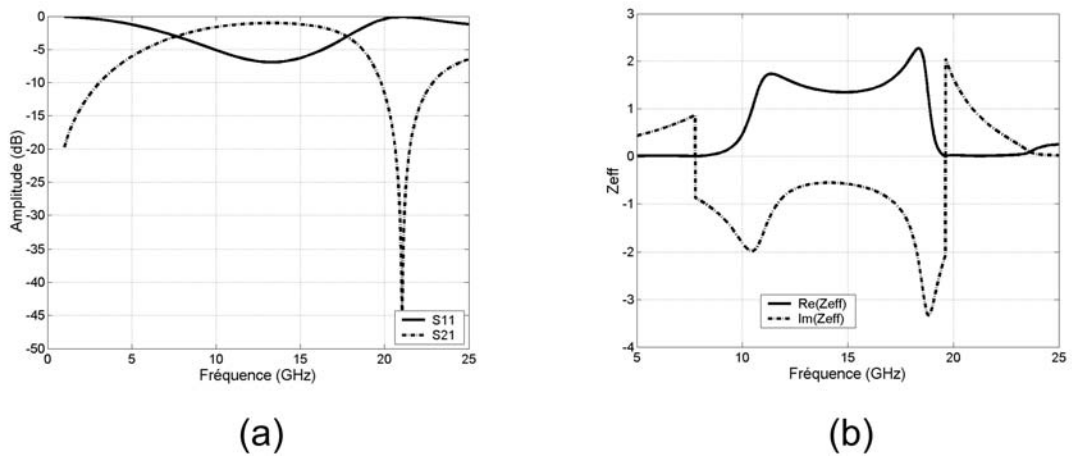


FIG. 2.43. Résonateur en simple «  $\Omega$  » de période 3,63 mm : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective.

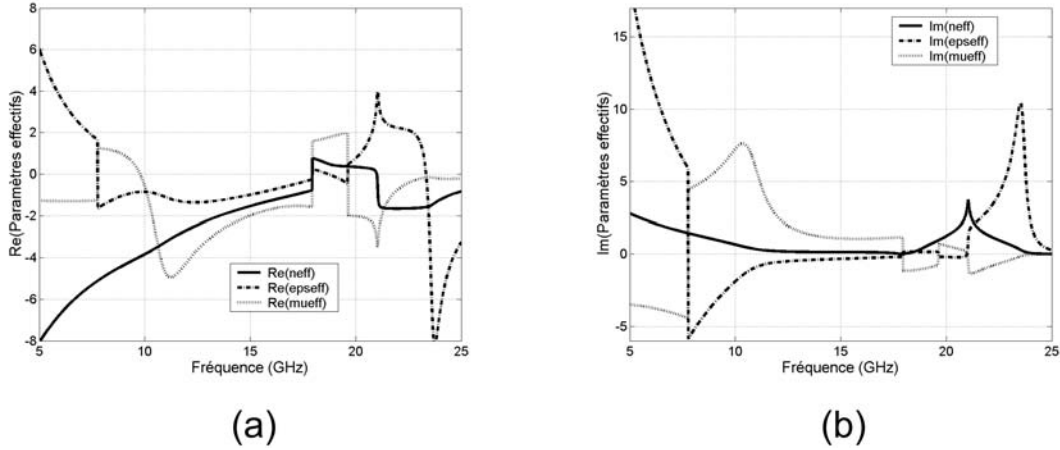


FIG. 2.44. Résonateur en simple «  $\Omega$  » de période 3,63 mm : (a)  $Re(\epsilon_{eff})$ ,  $Re(\mu_{eff})$ ,  $Re(n_{eff})$ . (b)  $Im(\epsilon_{eff})$ ,  $Im(\mu_{eff})$ ,  $Im(n_{eff})$

Nous observons donc qu'en utilisant un seul élément, la bande passante s'élargit, produisant ainsi une plus large bande de fréquences où  $Re(n_{eff}) < 0$ , mais par contre, les pertes sont plus élevées. Dans ces conditions, une utilisation de la structure comportant deux éléments avec une période faible est plus adaptée.

## 2.8. Conclusion

Nous avons abordé dans ce deuxième chapitre l'étude des deux éléments de base qui sont utilisés pour la fabrication d'un milieu présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négatives. Différentes structures de résonateurs ont été présentées et simulées afin d'extraire les valeurs de la perméabilité. Nous avons aussi présenté et caractérisé deux réseaux de tiges présentant une permittivité négative.

Suite aux résultats obtenus en simulation pour les différents résonateurs à activité magnétique, nous pouvons dans un premier temps affirmer que pour un bon fonctionnement, le champ  $E$  doit être orienté de telle sorte que la symétrie du résonateur soit respectée. Cette condition est nécessaire pour que la coupure des anneaux constituant le résonateur ne soit pas excitée. Nous avons aussi vu que les résonateurs BC-SRR permettent entre autres d'enlever la bianisotropie existant dans le cas du RAF mais aussi d'abaisser sa fréquence de résonance, ce qui est très intéressant dans l'objectif de réaliser des structures plus compactes. Dans ce cas, l'hypothèse d'un milieu homogène est mieux justifiée.

Les résonateurs en spirale étudiés ont eux aussi montré une résonance à une fréquence plus basse que pour le RAF, par contre, la bande de fréquences où la perméabilité effective est négative est beaucoup plus étroite.

L'étude paramétrique effectuée sur le RAF de Pendry a montré que la fréquence de résonance est inversement proportionnelle à la largeur de piste en cuivre formant les anneaux du RAF. Donc, si nous augmentons la largeur de piste, nous pouvons nous attendre à ce que la résonance ait lieu à une fréquence inférieure. En ce qui concerne la variation de l'espacement entre les deux anneaux formant le RAF, l'évolution de la réponse électromagnétique dépend du changement des dimensions des anneaux. En fait, si nous augmentons l'espacement en gardant le côté de l'anneau interne fixe, mais en augmentant le côté de l'anneau externe, la fréquence de résonance diminue. Inversement, une diminution de l'espacement entraînera une augmentation en fréquence. Par contre, si nous nous trouvons dans le cas contraire où nous gardons le côté de l'anneau externe fixe et nous changeons le côté de l'anneau interne, une augmentation (diminution) de l'espacement entraîne une hausse (baisse) de la fréquence de résonance. En principe, un plus grand espacement entre les anneaux crée une capacité plus faible, ce qui a pour conséquence une augmentation en fréquence de résonance.

La taille de l'ouverture des anneaux n'influence pas énormément la réponse fréquentielle du RAF. La capacité qui est créée au sein de cette ouverture reste faible par rapport à celle créée entre les deux anneaux. En effet, en faisant varier ce paramètre par pas de 0,1 mm, nous observons un décalage en fréquence de 0,135 GHz en moyenne. La fréquence de résonance varie proportionnellement avec la taille de l'ouverture des anneaux.

La partie consacrée à l'étude des différents types de résonateurs à activité magnétique nous a permis de choisir celui qui est le plus adapté dans le cadre des applications envisagées dans cette thèse. Les modèles de résonateurs considérés comme intéressants sont le RAF, le BC-SRR et le C-SRR. Celui que nous avons retenu est le RAF carré car la partie imaginaire de sa perméabilité prend des valeurs très faibles sur une plus large plage de fréquences que le C-SRR. Le BC-SRR est aussi très intéressant mais il présente l'inconvénient d'utiliser les deux faces du support diélectrique pour sa mise en oeuvre. Or, la deuxième face du substrat est nécessaire pour la fabrication du milieu à permittivité négative, notamment le réseau de tiges.

Parmi les deux réseaux de tiges étudiés, celui construit à partir de tiges continues infiniment longues semble être plus pratique dans la fabrication de milieux dits « *Main Gauche* ». La raison est que déjà au niveau de l'aspect technologique, il est très simple à mettre en oeuvre. Concernant ses propriétés électromagnétiques, une permittivité effective négative est obtenue dans toute la bande en dessous de la fréquence de plasma ou de coupure ; contrairement au réseau de tiges discontinues où la permittivité est négative dans une bande restreinte.

Lorsque nous faisons varier la largeur des tiges du réseau, nous observons que la fréquence de plasma varie proportionnellement avec la largeur. Si nous diminuons la périodicité du réseau, cette fréquence augmente.



La dernière partie de ce chapitre était consacrée à des structures, en forme de «  $S$  » ou «  $\Omega$  », présentant simultanément une permittivité et une perméabilité effective négatives. Nous avons constaté que  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  est négative à des fréquences au dessus de 20 GHz ; en conséquence ces deux structures sont de dimensions supérieures à  $\lambda/10$  et l'hypothèse du milieu homogène n'est pas justifiée.

Dans le chapitre suivant, une structure basée sur l'association de tiges métalliques et de RAFs et présentant simultanément une permittivité et une perméabilité négatives est présentée et caractérisée. Nous verrons aussi son application pour l'amélioration des performances d'antennes.

## 3. Métamatériaux à indice de réfraction négatif - Application aux antennes

### 3.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à un métamatériau, présentant simultanément une permittivité et une perméabilité effective négatives, obtenu par une association de tiges métalliques et de RAFs. Le but est d'extraire les différents paramètres effectifs tels que  $\epsilon_{eff}$ ,  $\mu_{eff}$ ,  $n_{eff}$  et  $Z$  de cette structure.

La procédure d'homogénéisation décrite dans le chapitre 2 sera utilisée pour l'extraction des différents paramètres propres aux structures.

Nous associerons donc des tiges et des RAFs afin de fabriquer un métamatériau composite main gauche que nous analyserons par la suite. Les analyses fréquentielles seront faites en employant le logiciel *HFSS*.

Nous aborderons ensuite l'application de ce métamatériau composite dans l'environnement proche d'une antenne de type patch. Nous comparerons nos résultats avec ceux d'une méthode utilisant des couches diélectriques de forte permittivité.

Nous clôturerons le chapitre par une conclusion sur ce métamatériau doublement négatif ( $\epsilon_{eff}$  et  $\mu_{eff}$  simultanément négatives) et son application pour l'amélioration des performances d'antennes.

### 3.2. Association de tiges et de RAFs

Cette partie est consacrée à l'étude d'un métamatériau *Main Gauche* qui est constitué d'un assemblage de deux réseaux périodiques [79, 80, 81, 82]. Ces deux réseaux ont été présentés et étudiés dans le chapitre 2. Le premier est un réseau de RAFs carrés qui permet d'avoir une perméabilité négative et le deuxième est un réseau de tiges continues qui montre une permittivité négative. Le réseau de RAFs utilisé est celui de la section 2.3.2 et les tiges sont celles qui sont continues de la section 2.5 du chapitre 2.

L'unité de cellule de cette structure [83, 84, 85] est illustrée sur la figure 3.1. Pour la simulation de cette structure sous *HFSS*, des conditions de périodicité sont appliquées : le champ magnétique pénètre à travers les anneaux du RAF et le champ électrique est parallèle

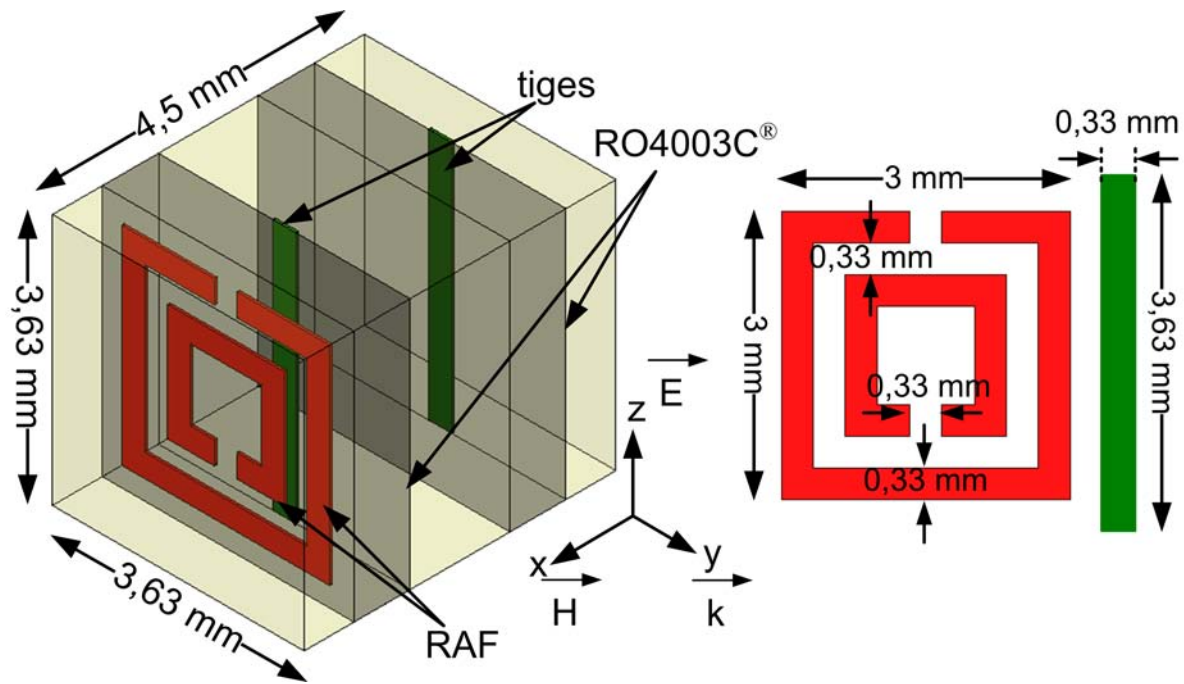


FIG. 3.1. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du matériau main gauche fait de tiges et de RAFs.

à l'axe des tiges. Ainsi des conditions de murs électriques et magnétiques sont appliquées respectivement selon les axes  $z$  et  $x$ , et la propagation se fait selon l'axe  $y$ . Une seule couche de la structure est considérée pour la propagation de l'onde électromagnétique. Le champ magnétique doit être parallèle à l'axe des anneaux afin d'assurer l'activité magnétique du RAF. Le champ électrique, quant à lui, excite les tiges pour activer la résonance électrique et ainsi permettre d'avoir une permittivité négative en dessous de la fréquence plasma du réseau. La boîte de rayonnement définie sous *HFSS* a un volume de  $4,5 \times 3,63 \times 3,63 \text{ mm}^3$  et donc la périodicité de la structure étudiée suivant les axes  $x$  et  $z$  est de 4,5 mm et 3,63 mm respectivement.

La cellule unité représentée sur la figure 3.1 est formée d'un RAF carré et de deux lignes microrubans. Le RAF est placé sur une face du substrat RO4003C<sup>®</sup> et une des deux tiges est placée sur la face opposée du substrat. La deuxième tige est placée sur un autre substrat de même type. La distance centre à centre des deux substrats est de 2,25 mm. Donc, la périodicité du réseau des tiges est de 2,25 mm alors que celle des RAFs est de 4,5 mm.

D'après les différentes dimensions du RAF et l'analyse faite sur ce type de résonateur dans le chapitre 2, la résonance magnétique aura lieu autour de 8,69 GHz. Le réseau de tiges a une fréquence de plasma de 32,6 GHz (figure 2.32-a). Ainsi, la permittivité négative attendue en dessous de la fréquence de plasma du réseau de tiges coïncidera avec la perméabilité négative du RAF.

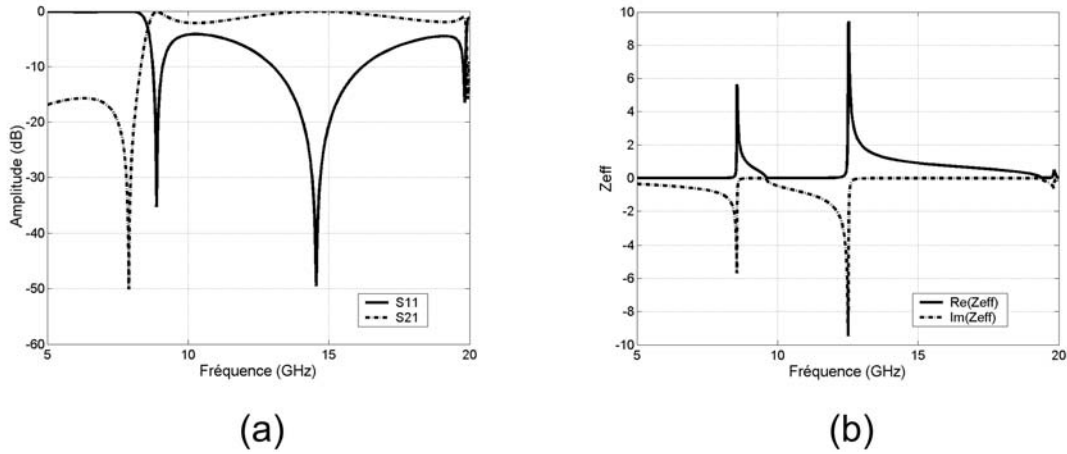


FIG. 3.2. Matériau main gauche : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective.

La figure 3.2-a présente les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  calculés par *HFSS*. Sur la courbe de  $S_{21}$ , nous observons une transmission à faible bande à 8,88 GHz. Cette fréquence correspond à la fréquence de résonance du RAF avec un léger décalage vers les hautes fréquences. Ce décalage est de l'ordre de 0,19 GHz et est dû à la périodicité des RAFs qui est de 4,5 mm dans cette partie au lieu de 3,63 mm dans le chapitre 2.

L'allure de l'impédance effective de l'onde, se propageant à travers la structure, est illustrée sur la figure 3.2-b. Une partie réelle positive, assurant que le milieu est passif, est vérifiée. Cette partie réelle prend des valeurs allant de 0 à 9,5.

Concernant la permittivité, la perméabilité et l'indice de réfraction effectives, leurs parties réelles et imaginaires sont présentées sur la figure 3.3.  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  est négative dans la bande [7 GHz ; 9,6 GHz], mais la bande de fréquences qui nous intéresse est [8,54 GHz ; 9,6 GHz] où  $\text{Re}(\epsilon_{\text{eff}})$  et  $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$  sont simultanément négatives. Dans la bande de fréquences [7,92 GHz ; 8,54 GHz], une  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  ayant une valeur proche de -5 est observée. Si nous appliquons la condition que  $|\text{Re}(n_{\text{eff}})| < \frac{\lambda_0}{2P_T}$ , cette valeur est très proche de la valeur limite, donc il n'y a pas de présence de saturation dans les valeurs de  $n_{\text{eff}}$ . Cette valeur limite est très importante car elle détermine si l'on est dans le cas d'un régime de grande longueur d'onde où les dimensions de la structure sont très petites par rapport à celle-ci. Tandis que  $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$  montre un comportement résonant,  $\text{Re}(\epsilon_{\text{eff}})$  a plutôt un comportement anti-résonant. Ce comportement anti-résonant est dû à l'utilisation d'une seule couche du métamatériau suivant l'axe de propagation, ce qui impose une limite pour les valeurs de l'indice de réfraction.

L'explication d'un comportement résonant pour l'un des paramètres et un comportement anti-résonant pour l'autre est très simple. Considérons la relation ci-dessous de l'indice de réfraction en fonction de la perméabilité et de la permittivité :

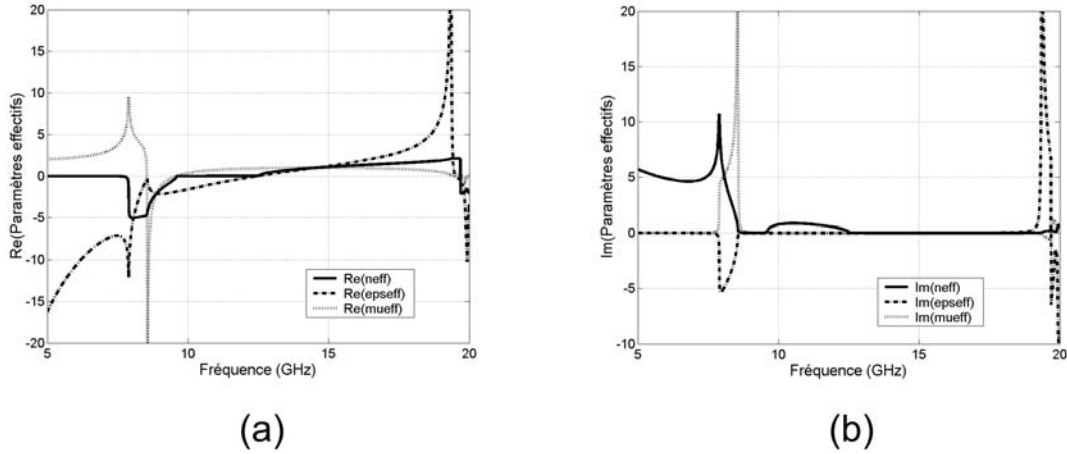


FIG. 3.3. Matériau main gauche : (a)  $\text{Re}(\epsilon_{eff})$ ,  $\text{Re}(\mu_{eff})$ ,  $\text{Re}(n_{eff})$ . (b)  $\text{Im}(\epsilon_{eff})$ ,  $\text{Im}(\mu_{eff})$ ,  $\text{Im}(n_{eff})$

$$\epsilon(\omega) = \frac{n^2(\omega)}{\mu(\omega)}. \quad (3.1)$$

Dans la relation 3.1, nous voyons que les pôles et les zéros de  $\epsilon$  et de  $\mu$  sont inversés tant que  $n$  a une valeur limite.

Le fait que  $\text{Im}(\epsilon_{eff})$  ou  $\text{Im}(\mu_{eff})$  soit négative peut nous sembler contradictoire par rapport à notre intuition physique. Il n'y a pas de doute que l'un des deux paramètres doit être positif quand une force externe (champ électrique ou magnétique) agit sur la structure. En effet, l'énergie dissipée dans le milieu est proportionnelle à la partie imaginaire du paramètre. Dans le cas présent, nous analysons simultanément les réponses électrique et magnétique du métamatériau, et donc l'énergie dissipée est donnée par la somme suivante :

$$W = \frac{1}{4\pi} \int d\omega \omega \left[ \epsilon''(\omega) |E(\omega)|^2 + \mu''(\omega) |H(\omega)|^2 \right]. \quad (3.2)$$

Donc, la condition que  $W > 0$  ne spécifie pas que  $\text{Im}(\epsilon_{eff})$  et  $\text{Im}(\mu_{eff})$  doivent être positives simultanément.

D'après la figure 3.3-b, la partie imaginaire de l'indice effectif est de l'ordre de 0,025 dans la bande de fréquences intéressante.

La même structure est cette fois-ci simulée en utilisant un autre substrat de chez ROGERS, le RT/Duroid<sup>®</sup> 5880. Ce substrat présente une permittivité et des pertes tangentielles plus faibles que le RO4003C<sup>®</sup>. La permittivité relative est de 2,2, les pertes tangentielles sont de 0,0009 et l'épaisseur est de 0,254 mm. Évidemment, le RAF et les tiges doivent être redimensionnés vu que les caractéristiques du substrat changent. Nous avons donc adopté

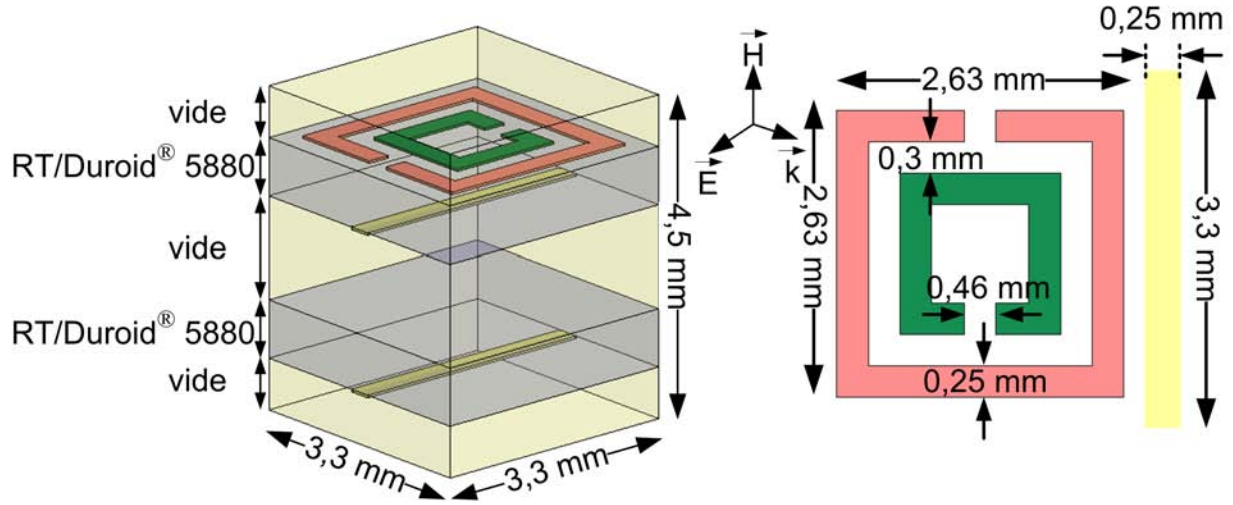


FIG. 3.4. Représentation et dimensions d'une unité de cellule du matériau main gauche fait de tiges et de RAFs sur le substrat RT/Duroid<sup>®</sup> 5880.

les dimensions de Parazzoli *et. al* [83] pour un fonctionnement aux alentours de 12 GHz. La structure et les différentes dimensions sont données sur la figure 3.4.

Les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  obtenus sous *HFSS* sont présentés sur la figure 3.5-a dans la bande de fréquences [10 GHz ; 14 GHz]. D'après la courbe de  $S_{21}$ , nous observons un comportement passe-bande autour de 12,47 GHz. L'impédance effective de l'onde se propageant à travers la structure illustrée sur la figure 3.5-b, prend des valeurs allant de 0 à 4,6.

Les parties réelles et imaginaires des paramètres effectifs extraits de la procédure d'homogénéisation, sont présentées sur la figure 3.6.  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  est négative dans la bande [11,25 GHz ; 13,3 GHz], mais la bande de fréquences qui nous intéresse est [12,25 GHz ; 13,3 GHz] où  $\text{Re}(\epsilon_{\text{eff}})$  et  $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$  sont simultanément négatives. Dans cette bande de fréquences, nous apercevons que des pertes faibles, de l'ordre de 0,03, sont obtenues (figure 3.6-b).

D'après les résultats de simulations de ces deux structures, nous notons que les pertes sont du même ordre de grandeur que l'on utilise le RO4003C<sup>®</sup> ou RT/Duroid<sup>®</sup> 5880 comme support diélectrique. Pourtant le RT/Duroid<sup>®</sup> 5880 présente trois fois moins de pertes diélectriques. Nous pouvons donc conclure que les pertes sont majoritairement dues à la conductivité métallique des lignes microrubans.

### 3.3. Application du métamatériau main gauche dans l'environnement d'une antenne

L'analyse du métamatériau *Main Gauche* de la section 3.2 est très utile pour la suite de ce chapitre. En effet, ce type de matériau avec une permittivité et une perméabilité simultanément

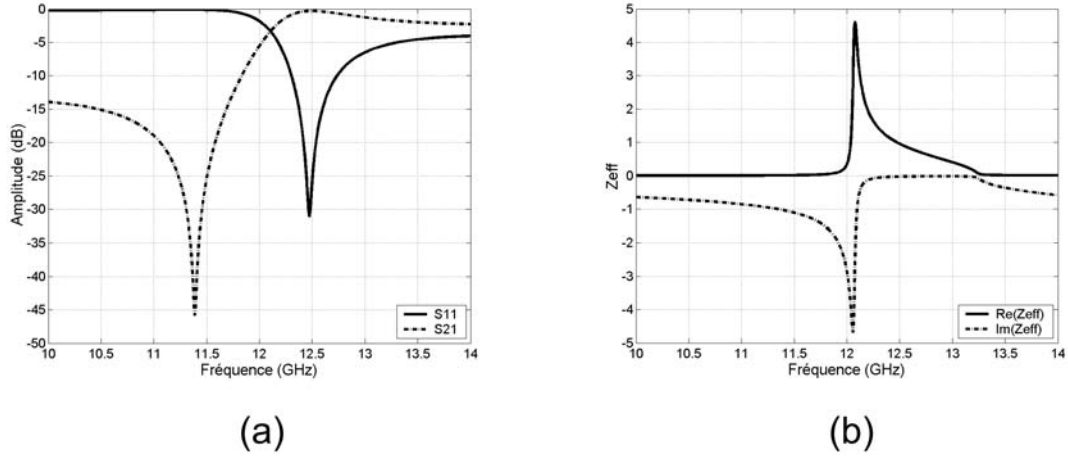


FIG. 3.5. Matériau main gauche utilisant le RT/Duroid® 5880 : (a) Réflexion et transmission en dB. (b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance effective.

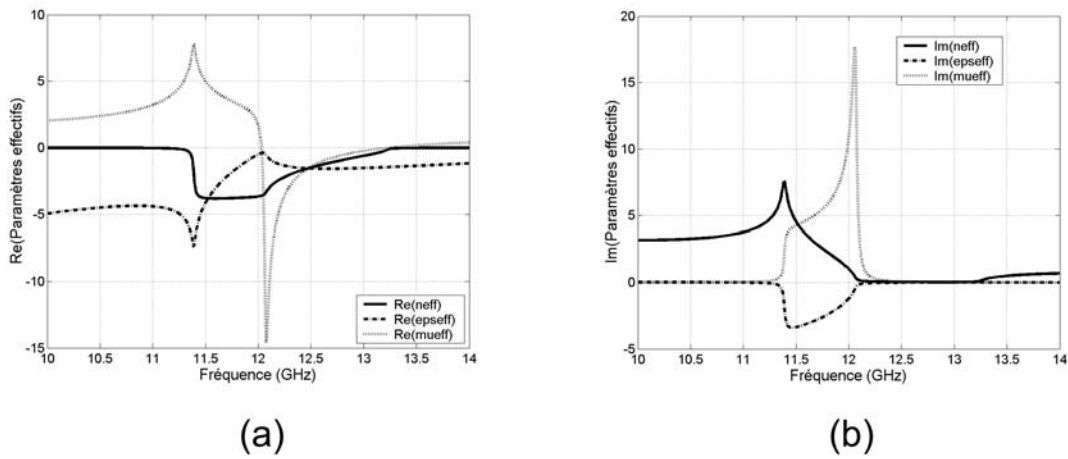


FIG. 3.6. Matériau main gauche utilisant le RT/Duroid® 5880 : (a)  $Re(\epsilon_{eff})$ ,  $Re(\mu_{eff})$ ,  $Re(n_{eff})$ . (b)  $Im(\epsilon_{eff})$ ,  $Im(\mu_{eff})$ ,  $Im(n_{eff})$

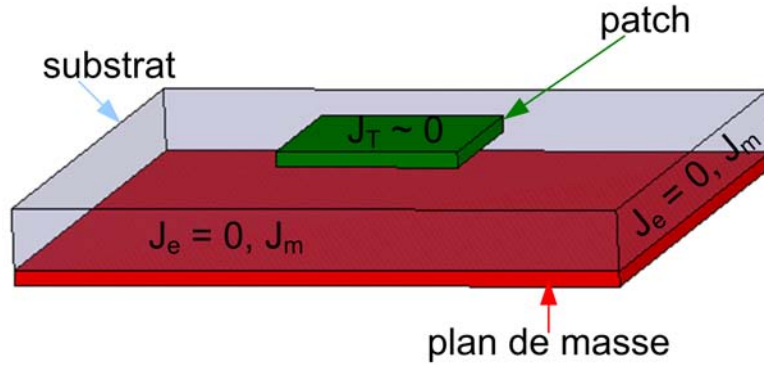


FIG. 3.7. Antenne patch rectangulaire.

négatives sera utilisé dans l'environnement proche d'une antenne afin d'étudier son influence sur l'énergie rayonnée.

L'antenne que nous utilisons est une antenne patch de type circulaire. Dans un premier temps, une étude sur l'antenne toute seule est faite et nous présenterons ses différentes caractéristiques. La modélisation de l'antenne dépend du métamatériau *Main Gauche* homogénéisé en terme de fréquence de résonance. En fait, l'antenne doit avoir une fréquence de travail dans la bande où  $\text{Re}(\epsilon_{eff})$  et  $\text{Re}(\mu_{eff})$  sont simultanément négatives pour cette étude.

Deux cas d'études, qui ont fait l'objet d'une publication [86] et de plusieurs communications [87, 88, 89], seront présentés. Le premier cas consiste à prendre des valeurs arbitraires pour les paramètres  $\epsilon_r$  et  $\mu_r$  du substrat diélectrique sur lequel est imprimée l'antenne. De même, les valeurs de  $\epsilon_{eff}$  et  $\mu_{eff}$ , prises pour le matériau *Main Gauche*, seront aussi arbitraires. Dans le second cas, nous prendrons des valeurs de  $\epsilon_{eff}$  et  $\mu_{eff}$  extraites de la procédure d'homogénéisation. Ainsi à partir de la bande de fréquences où  $\text{Re}(n_{eff})$  est négative, nous procéderons à la modélisation de l'antenne patch.

### 3.3.1. Étude de l'antenne patch circulaire

L'antenne microruban a été introduite dans les années 1950, mais ce n'est que dans les années 1970, et avec la technologie de fabrication de circuits imprimés (Printed Circuit Board « PCB »), que de sérieux progrès ont été réalisés dans ce domaine. Il s'agit d'une technologie à faible coût pour une production de masse. Elle est aussi conformable et non protubérante, et est compatible avec l'intégration des composants électroniques. Jusqu'à maintenant, des antennes imprimées ont été réalisées entre 100 MHz et 300 GHz [90].

Comme présentée sur la figure 3.7, une antenne microruban est constituée d'une paire de couches conductrices parallèles séparées par un milieu diélectrique, le substrat. Suivant cette configuration, la couche conductrice supérieure ou le « patch », est la source de rayonnement où



l'énergie électromagnétique est rayonnée sur les bords du patch. Une partie de cette énergie est ensuite rayonnée vers le substrat et une autre partie vers l'espace libre. La couche inférieure, appelée plan de masse, agit comme un plan réflecteur parfait et réfléchit l'énergie dans le substrat et l'espace libre. Dans les applications les plus courantes, les antennes patch peuvent être de formes rectangulaires ou circulaires. Cependant, toutes les géométries sont possibles.

L'antenne patch est équivalente à un circuit  $RLC$  qui illustre son caractère résonant. La résistance  $R$  correspond aux pertes associées aux conducteurs (plan de masse et patch) et au substrat (pertes tangentielles) et prend également en compte la résistance de rayonnement. Ce type d'antenne peut être facilement modifié afin de produire une gamme d'impédances, de diagrammes de rayonnement et de fréquences de travail souhaités.

Concernant l'alimentation, il existe plusieurs méthodes pour transmettre de l'énergie à une antenne microruban. Les méthodes les plus courantes sont :

- la ligne de transmission
- la sonde coaxiale
- le couplage par fente
- le couplage par proximité.

Les méthodes d'alimentation les plus simples à réaliser sont celles utilisant une ligne de transmission ou une sonde coaxiale. Les deux approches utilisent un contact direct avec le patch afin d'induire l'excitation. Ce point de contact ou d'excitation est ajustable, permettant ainsi au concepteur de contrôler l'adaptation de l'impédance entre l'alimentation et l'antenne, et la polarisation. Généralement, pour des alimentations de type contact direct, la meilleure adaptation d'impédance est obtenue quand le point de contact n'est pas centré. Ceci produit une dissymétrie dans l'excitation de l'antenne patch qui génère des modes de propagation supérieurs. Ces modes supérieurs induisent une composante de polarisation croisée dans les diagrammes de l'antenne dans les plans principaux qui sont les plans  $E$  et  $H$ . Cette composante récupère l'énergie du mode dominant  $TM_{010}$  et conduit à la dégradation du faisceau principal de l'antenne.

Donc, dans la majorité des cas d'alimentation de type contact direct, un processus d'optimisation est utilisé pour obtenir l'adaptation optimale. Des études ont montré que l'adaptation est optimale lorsque le point de contact se trouve à une distance d'un tiers sur l'axe de l'antenne en partant du bord. La ligne de transmission et la sonde coaxiale sont, la plupart du temps, adaptées à une impédance de  $50 \Omega$ .

Les deux autres configurations d'alimentation (couplage par fente et couplage par proximité) font appel à deux substrats et sont des méthodes de couplage sans contact direct. Pour le couplage par fente, l'antenne patch est imprimée sur l'un des deux substrats et la ligne microruban sur l'autre. Les deux substrats possèdent un plan de masse commun dans lequel

est gravée une fente. L'alimentation de l'antenne se fait en couplant l'énergie de la ligne micro-ruban à travers la fente. Le plan de masse crée une isolation entre l'alimentation et le patch, diminuant le rayonnement parasite de la ligne qui pourrait interférer avec celui de l'antenne.

En ce qui concerne le couplage par proximité, il n'existe pas de plan de masse commun entre les deux substrats. Seule la ligne micro-ruban possède un plan de masse et l'alimentation du patch se fait par proximité. Il existe aussi certains cas où l'antenne et la ligne d'alimentation se trouvent dans le même plan et sur le même plan de masse.

L'étude de l'antenne patch se fait généralement par le modèle de cavité qui est une méthode simple et précise pour prédire les caractéristiques de rayonnement d'antennes micro-rubans. Dans ce type de modèle, l'antenne est représentée par une cavité chargée d'un diélectrique. La cavité est formée par un substrat qui est tronqué dessus et dessous par deux conducteurs électriques parfaits - le patch et le plan de masse. Les côtés latéraux sont des murs magnétiques parfaits qui sont déterminés par les dimensions du patch. Donc, les lignes de champ électrique dans le substrat (entre le plan de masse et le patch), sont perpendiculaires à ces murs électriques, comme spécifiées par les équations de Maxwell.

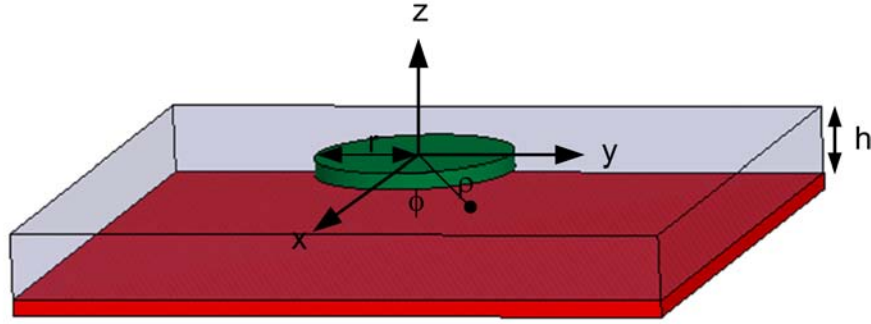
Utilisant ces conditions aux limites, les caractéristiques de cette cavité peuvent être évaluées en utilisant le principe d'équivalence de Huygens. Le principe d'équivalence fonctionne de telle sorte que des sources équivalentes fictives peuvent remplacer la source réelle de rayonnement (l'antenne). Ces sources fictives sont dites équivalentes dans une région car elle produisent les mêmes champs que l'antenne elle-même. Ce principe stipule qu'une solution, qui satisfait une équation différentielle et les conditions aux limites, est unique. Dans le cas d'une antenne patch, des densités de courants électriques équivalentes  $J_T$  et  $J_B$  sont respectivement formées sur les surfaces du dessus et du dessous du patch (figure 3.7). Les quatre murs latéraux sont représentés par les densités de courants électrique et magnétique équivalentes qui s'écrivent sous la forme suivante :

$$\vec{J}_s = \hat{n} \times \vec{H}_z \quad (3.3)$$

$$\vec{J}_m = -\hat{n} \times \vec{E}_z \quad (3.4)$$

où  $E_z$  et  $H_z$  sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique sur les murs de la cavité.

Dans la majorité des cas, l'épaisseur du substrat par rapport à la largeur du patch est très faible, permettant juste un faible courant à circuler sur le patch. De ce fait,  $J_T$  est très proche de zéro. Ceci ne crée aucune composante tangentielle de champ magnétique sur les bords du patch, réduisant à zéro les densités de courant électrique équivalentes sur les murs latéraux.

FIG. 3.8. Antenne patch circulaire sur un substrat d'épaisseur  $h$ .

Afin de simplifier le modèle, la théorie des images est utilisée pour prendre en compte le plan de masse. La densité de courant magnétique équivalente devient :

$$\vec{J}_m = -2\hat{n} \times \vec{E}_z \quad (3.5)$$

Dans le cas d'une antenne patch rectangulaire, ce modèle se limite à deux fentes rayonnantes. Ces deux composantes s'ajoutent en phase dans la direction normale au patch.

Les antennes patch circulaires offrent des performances similaires à celles ayant des géométries rectangulaires. Cependant dans certaines applications, par exemple la mise en réseau, les géométries circulaires peuvent disposer de quelques avantages sur d'autres types de configuration.

Dans le cas de la géométrie circulaire (figure 3.8), le patch imprimé peut être modélisé par une cavité cylindrique bornée au dessus et en dessous par des murs électriques et sur les côtés par un mur magnétique.

La fréquence de résonance  $f_r$  d'une antenne patch circulaire pour le mode de propagation  $TM_{mn0}$  est donnée, d'après [91], par la relation suivante :

$$(f_r)_{mn0} = \frac{\chi'_{mn} c_0}{2\pi r_e \sqrt{\epsilon_r}} \quad (3.6)$$

où :

$\chi'_{mn}$  est la  $n^{\text{ième}}$  racine non nulle de la dérivée de la fonction de Bessel de première espèce d'ordre  $m$  ( $\chi_n = 1,84118$ )

$c_0$  est la vitesse de la lumière dans l'espace libre

$\epsilon_r$  est la permittivité relative du substrat

$r_e$  représente le rayon effectif du patch circulaire et est donné par la relation suivante :

$$r_e = r \left[ 1 + \frac{2h}{\pi r \epsilon_r} \left( \ln \frac{\pi a}{2h} + 1,7726 \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.7)$$

Dans la relation (3.7),  $r$  représente le rayon physique du patch et  $h$  est l'épaisseur du substrat.

C'est l'influence d'un matériau main gauche sur les caractéristiques de ce type d'antenne à laquelle nous nous sommes intéressés.

### 3.3.2. Matériau *Main Gauche* pris arbitrairement

Dans cette partie, le métamatériau *Main Gauche* utilisé est considéré comme un milieu homogène caractérisé par une permittivité et une perméabilité effectives de -2,5. Nous supposons aussi que ce matériau *Main Gauche* est sans pertes pour une analyse dans le cas idéal. Un tel matériau peut être conçu par la combinaison d'un réseau de RAFs et de tiges métalliques comme nous l'avons vu dans la section 3.2. Les RAFs permettent d'obtenir une perméabilité effective négative lorsqu'un champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan des anneaux. Un réseau de tiges métalliques fortement dilué présente, en régime microondes, une permittivité effective négative en dessous de sa fréquence de plasma. Ce type de matériau lorsqu'il est fabriqué présente toutefois des pertes et les valeurs de la perméabilité et de la permittivité ne sont pas fixes. Ces valeurs varient en fonction de la fréquence et sont simultanément négatives avec un minimum de pertes que dans une bande de fréquence étroite. Et dans ce cas, la fréquence de résonance de l'antenne doit être adaptée à cette bande de fréquences comme nous le verrons dans le deuxième cas d'étude.

L'antenne utilisée pour cette étude est une antenne patch circulaire classique utilisant un substrat supposé sans pertes et ayant une permittivité et une perméabilité relatives de 2,5. Cette valeur de 2,5 est prise car c'est celle qui est la plus couramment utilisée comme constante diélectrique dans les applications aux antennes. La valeur du rayon  $r$  de cette antenne sur ce type de substrat peut être calculée à partir de relations théoriques données dans la section 3.3.1. Par contre, ici nous devons aussi tenir compte de la perméabilité relative du substrat. Donc le rayon effectif  $r_e$  et la fréquence de résonance sont donnés par :

$$r_e = r \left[ 1 + \frac{2h}{\pi r \epsilon_r \mu_r} \left( \ln \frac{\pi a}{2h} + 1,7726 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.8)$$

et

$$(f_r)_{mn0} = \frac{\chi'_{mn} c_0}{2\pi r_e \sqrt{\epsilon_r \mu_r}}. \quad (3.9)$$

Le rayon calculé dans le cas du mode fondamental  $TM_{mno}$  est donc de 3,54 mm pour une fréquence envisagée de 10 GHz. Le logiciel commercial *HFSS* d'Ansoft est employé pour la

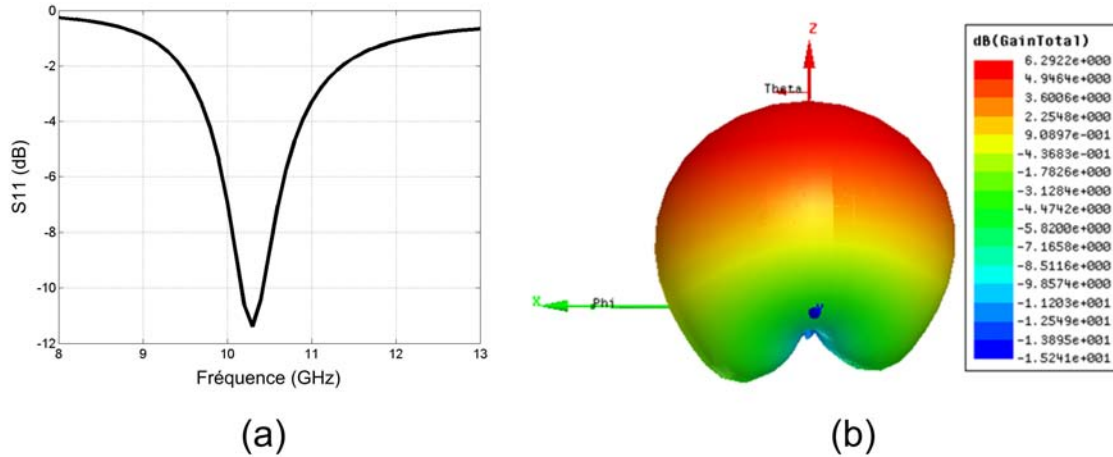


FIG. 3.9. Antenne patch seule : (a) Paramètre  $S_{11}$ . (b) Diagramme de gain 3-D.

modélisation des performances théoriques de cette antenne dans la bande de fréquences [7 GHz ; 13 GHz]. L'adaptation de l'antenne est donnée sur la figure 3.9-a et le diagramme de gain en 3-D sur la figure 3.9-b. Le gain dans le plan  $E$  ( $\phi = 90^\circ$ ) et le plan  $H$  ( $\phi = 0^\circ$ ) est représenté sur la figure 3.10.

L'antenne simulée présente une adaptation de -11,3 dB à 10,3 GHz et une ouverture à -3 dB de l'ordre de  $100^\circ$ . Le gain maximal de cette antenne est de l'ordre de 6,3 dBi avec un rayonnement arrière maximal de -3 dBi, à  $\theta = 120^\circ$  et  $\phi = 0^\circ$ , dû au plan de masse fini.

L'étude consiste à placer le matériau *Main Gauche* dans l'environnement proche de l'antenne étudiée précédemment, afin de voir son influence sur les performances de l'antenne. Le matériau en forme de demi sphère, de rayon 27 mm, est donc placé au dessus de l'antenne avec une distance  $d$  optimale de 7,5 mm le séparant du substrat (figure 3.11). Nous affirmons que cette distance est optimale car c'est relatif à l'épaisseur du matériau *Main Gauche*. En fait, si nous voulons avoir un effet de focalisation de champs dans le matériau *Main Gauche*, la source rayonnante doit se situer à une distance égale à la moitié de l'épaisseur du matériau *Main Gauche*, de l'interface [29].

Le fait de prendre les mêmes valeurs en absolu pour la permittivité et la perméabilité du substrat et du matériau *Main Gauche*, a pour but de modéliser l'espace entourant l'antenne comme un milieu le plus homogène possible avec une interface matériau *Main Droite* - *Main Gauche*. Ainsi, l'onde rayonnée par l'antenne est focalisée dans le matériau *Main Gauche* sans réflexion importante à l'interface.

Le paramètre  $S_{11}$  et la représentation 3-D du gain de l'antenne, lorsque le métamatériau est placé dans son environnement proche, sont donnés sur la figure 3.12. Les figures 3.13-a et

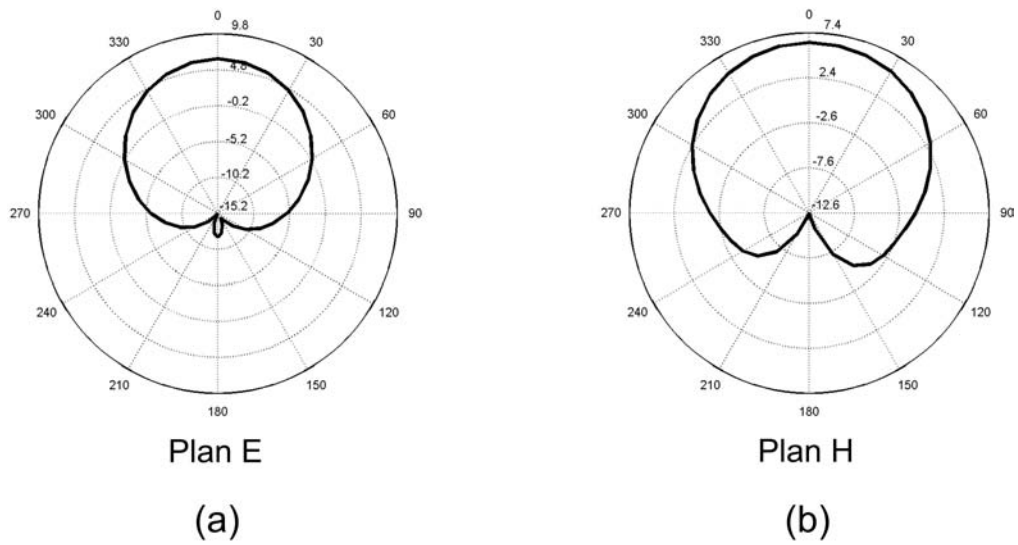


FIG. 3.10. Diagramme de gain dans les plans : (a)  $E$  et (b)  $H$  de l'antenne patch seule.

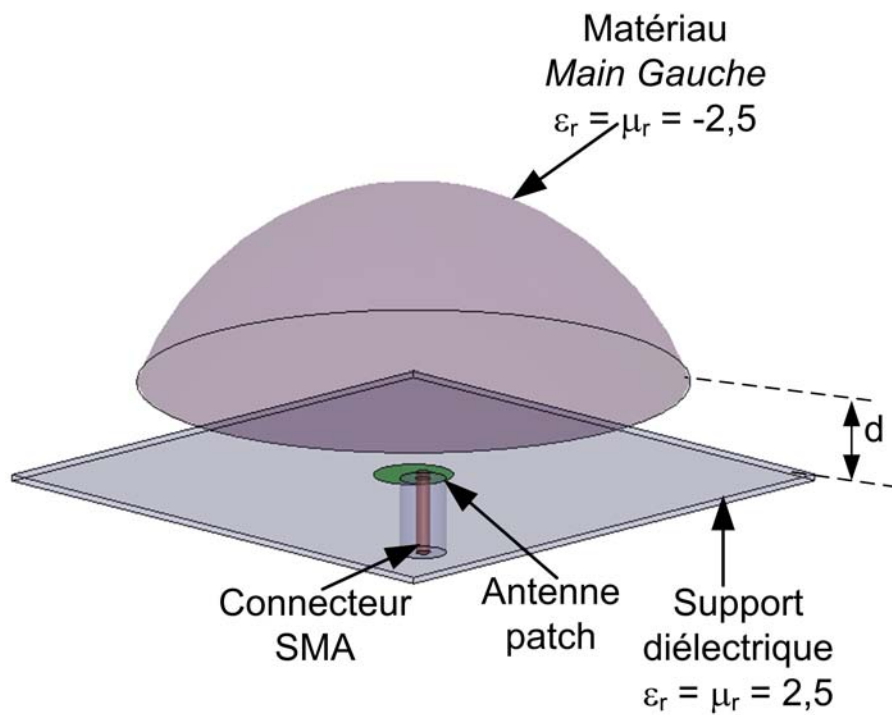


FIG. 3.11. Schéma du dispositif où le métamatériau *Main Gauche* est placé au dessus de l'antenne patch.

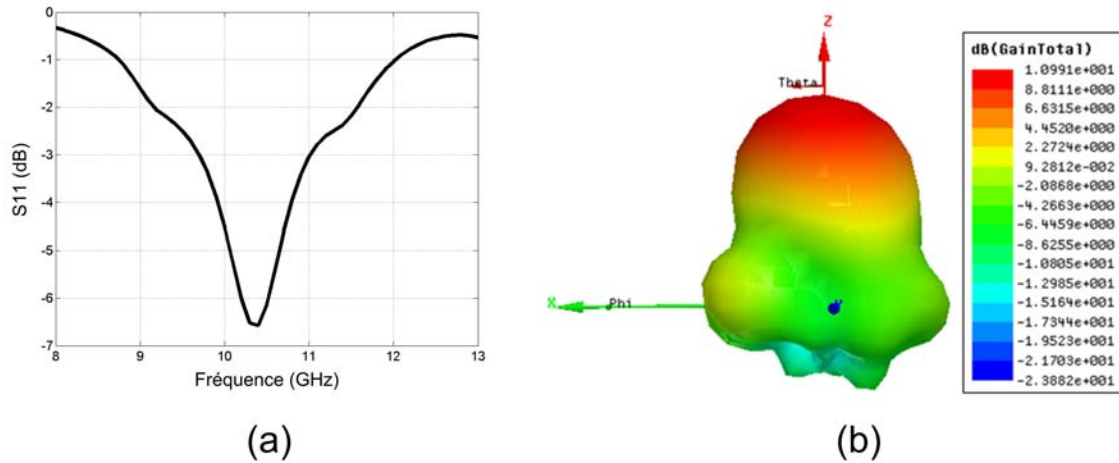


FIG. 3.12. Antenne patch en présence du métamatériau : (a) Paramètre  $S_{11}$ . (b) Diagramme de gain 3-D à 10,3 GHz.

3.13-b montrent respectivement le diagramme de gain de l'antenne dans le plan  $E$  ( $\phi = 90^\circ$ ) et le plan  $H$  ( $\phi = 0^\circ$ ).

Nous notons ici une dégradation de l'adaptation de l'antenne ; au lieu de -11,3 dB dans le cas de l'antenne seule, nous avons ici une amplitude de  $S_{11}$  égale à -6,5 dB. Les différents diagrammes de gain montrent un niveau très proche de 11 dBi. En comparant la représentation de la figure 3.12-b à celle de la figure 3.9-b, nous constatons aussi que l'antenne est plus directive avec une ouverture à -3 dB de  $30^\circ$  au lieu de  $100^\circ$  et a un niveau de rayonnement arrière moins conséquent.

Cette influence du matériau *Main Gauche* sur l'antenne patch peut être expliquée par une modification dans la représentation du champ rayonné. La figure 3.14 compare la distribution du champ  $E$  en l'absence et en la présence du matériau *Main Gauche*.

Nous voyons que dans le cas de l'antenne toute seule, le champ  $E$  rayonné par l'antenne est équireparti dans la boîte de rayonnement utilisée pour la simulation sous *HFSS*. Dans le cas où le matériau *Main Gauche* est au-dessus de l'antenne, on observe une focalisation du champ  $E$  dans la demi sphère représentant le matériau *Main Gauche* qui est ensuite reparti uniformément dans l'espace libre. Cette modification de distribution de champ  $E$  dans l'environnement de l'antenne entraîne une amélioration du gain et de la directivité. On observe aussi une apparition de lobes secondaires favorisée par les bords de la demi sphère.

Or d'après [92], la perméabilité du métamatériau est négative que dans une seule direction. En effet, cette perméabilité négative est obtenue lorsque le champ magnétique pénètre à travers les anneaux formant le RAF. Or, ce champ possède trois composantes respectivement selon les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Donc, d'après l'auteur de [92], la perméabilité est négative que dans la direction de la composante du champ magnétique qui est perpendiculaire au plan du RAF.

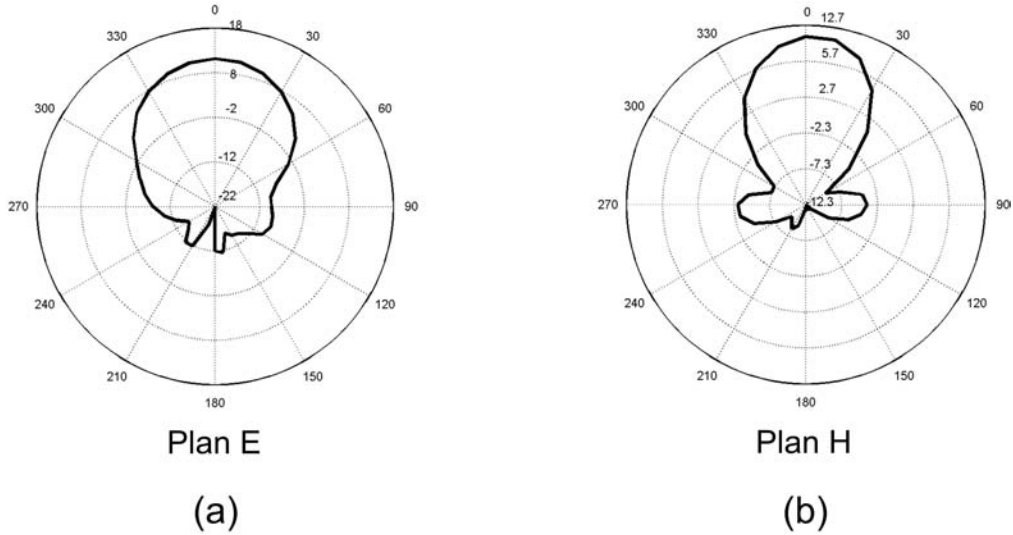


FIG. 3.13. Diagramme de gain, à 10,3 GHz, dans les plans (a)  $E$  et (b)  $H$  de l'antenne patch en présence du métamatériau.

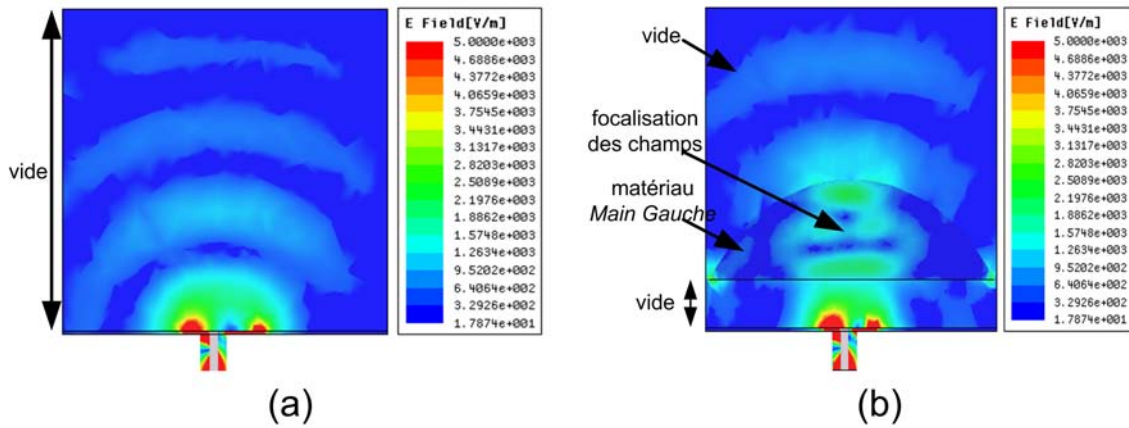


FIG. 3.14. Distribution du champ  $E$  à 10,3 GHz : (a) antenne seule. (b) antenne en présence du métamatériau.



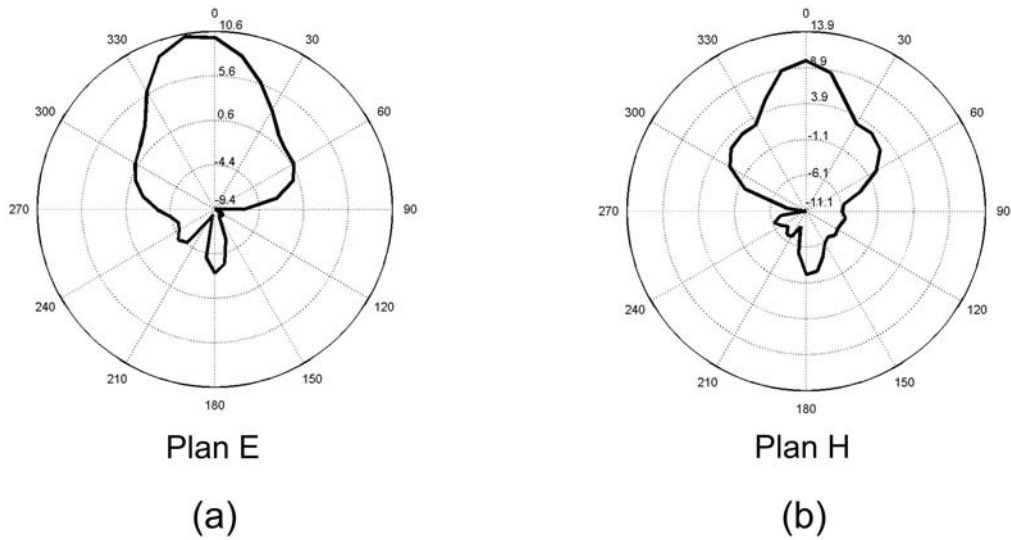


FIG. 3.15. Diagramme de gain dans les plans (a)  $E$  et (b)  $H$  de l'antenne patch en présence du métamatériau dont la perméabilité est négative que selon une seule direction.

Afin de voir l'influence de cette propriété anisotrope uniaxiale du métamatériau, des simulations sont faites sur l'antenne patch en présence du métamatériau. La structure reste la même que celle de la figure 3.11, sauf qu'ici, la perméabilité n'est négative ( $= -2,5$ ) que dans la direction normale au patch. Sinon, dans les deux autres directions, la perméabilité est positive et est égale à  $2,5$ .

Les résultats obtenus montrent une adaptation très proche de celle de la figure 3.12. Les diagrammes de gain dans les plans  $E$  et  $H$  sont donnés sur la figure 3.15.

Les différents diagrammes de gain montrent un niveau très proche de  $10,2$  dBi. La directivité de l'antenne est la même que celle observée quand la perméabilité est négative dans toutes les directions (figures 3.12-b et 3.13). Le niveau de rayonnement arrière dans ce cas-ci est de l'ordre de  $-2,3$  dBi,  $1$  dB de plus que ce qui a été présenté sur la figure 3.13.

Donc, par rapport aux résultats obtenus quand la perméabilité est la même dans toutes les directions de l'espace, nous avons ici une diminution du gain de  $0,8$  dB et un niveau de rayonnement arrière plus conséquent. Mais ceux-ci restent toujours des résultats intéressants dans la mesure où l'on utilise une source simple et l'on modifie sa directivité. Car une telle amélioration du gain aurait nécessité l'utilisation d'un réseau d'au moins trois antennes patch.

### 3.3.3. Matériau *Main Gauche* issu de la procédure d'homogénéisation

Dans cette partie aussi, nous analysons l'influence du matériau *Main Gauche* dans l'environnement d'une antenne patch circulaire. La différence avec la partie précédente est que cette fois-ci, nous prenons des valeurs de la permittivité et de la perméabilité qui pourraient être

obtenues dans le cas réel. En fait, ces valeurs sont extraites de la procédure d'homogénéisation effectuée sur une structure *Main Gauche* dans la section 3.2. Donc, au lieu d'avoir une valeur fixe pour l'indice de réfraction sur toute une bande de fréquences, nous avons ici des valeurs qui varient en fonction de la fréquence. Pour cette étude, nous devons modéliser une antenne qui a une fréquence de travail dans la bande de fréquences où  $\text{Re}(\epsilon_{\text{eff}})$  et  $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$  sont simultanément négatives.

Les valeurs de la perméabilité et de la permittivité que nous utilisons ici, sont celles obtenues en utilisant le substrat RT/Duroid<sup>®</sup> 5880. D'après la figure 3.6, ces valeurs négatives, avec un minimum de pertes, se situent dans la bande de fréquences [12,25 GHz ; 13,3 GHz]. Dans ce cas, l'antenne que nous modélisons doit absolument fonctionner dans cette bande si nous voulons analyser son comportement en présence du matériau *Main Gauche*.

Nous optons pour une fréquence de 12,4 GHz comme fréquence de fonctionnement de l'antenne patch. À cette fréquence, nous notons sur la figure 3.6-a que  $\text{Re}(\epsilon_{\text{eff}})$  et  $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$  prennent toutes les deux une valeur de -1,55. Donc, si nous voulons minimiser les pertes dues aux réflexions à l'interface matériau *Main Droite* - *Main Gauche*, il faut que nous fassions un choix pour le support diélectrique de l'antenne. Parmi ceux proposés et plus couramment utilisés, nous choisissons de prendre un support diélectrique fait de mousse présentant une permittivité relative de 1,45 et des pertes tangentielles de 0,0058. Ainsi, en prenant des valeurs assez proches en absolues pour le matériau *Main Gauche* et le support diélectrique de l'antenne, nous espérons avoir une bonne adaptation de l'impédance d'onde à l'interface de ces deux matériaux.

La valeur du rayon  $r$  calculée pour l'antenne sur le support en mousse à 12,4 GHz est de 5,28 mm. L'adaptation (paramètre  $S_{11}$ ) et le diagramme de gain en 3-D associés à cette antenne sont présentés sur la figure 3.16. Le gain dans le plan  $E$  ( $\phi = 90^\circ$ ) et dans le plan  $H$  ( $\phi = 0^\circ$ ) est représenté sur la figure 3.17.

L'antenne simulée présente une adaptation de -23,5 dB à 12,4 GHz et une ouverture à -3 dB de l'ordre de  $90^\circ$ . Le gain associé à cette antenne est de 7 dBi avec un rayonnement arrière maximal de -8 dBi, à  $\theta = 100^\circ$  et  $\phi = 0^\circ$ , dû au plan de masse fini.

Nous plaçons maintenant le matériau *Main Gauche* au dessus de l'antenne étudiée sur le substrat en mousse, afin de voir son influence sur les performances de l'antenne. Le matériau en forme d'une boîte rectangulaire d'épaisseur 15 mm, est donc placé au dessus de l'antenne avec la distance  $d$  optimale de 7,5 mm les séparant (figure 3.18).

En ce qui concerne la boîte rectangulaire, elle a les mêmes caractéristiques que la structure *Main Gauche* homogénéisée précédemment. Avec le logiciel *HFSS*, nous pouvons introduire des données sous forme d'une matrice pour caractériser un matériau quelconque. Ici, nous avons récupéré les données en fonction de la fréquence dans la bande [10 GHz ; 14 GHz], extraites de l'homogénéisation de la section 3.2, que nous avons ensuite introduites dans le projet *HFSS*.

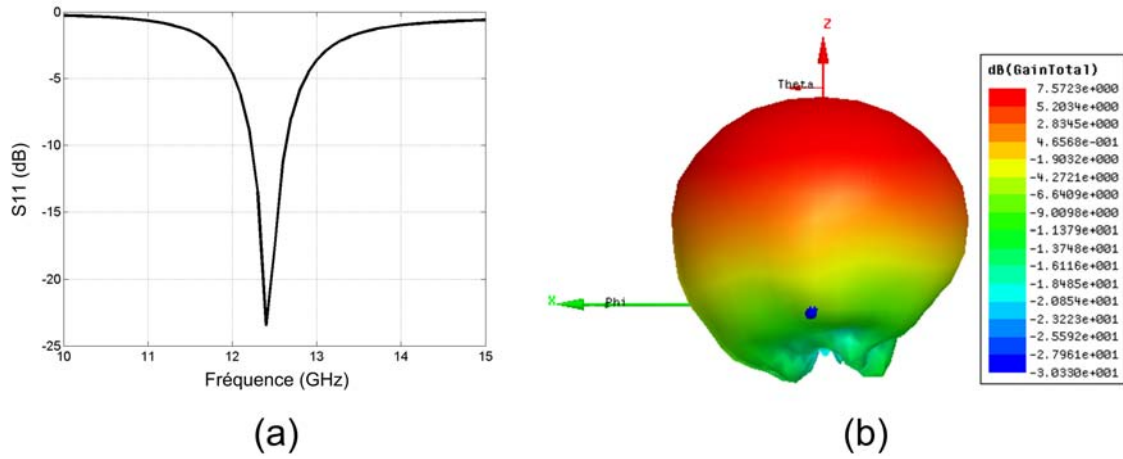


FIG. 3.16. Antenne patch seule : (a) Paramètre  $S_{11}$ . (b) Diagramme de gain 3-D à 12,4 GHz.

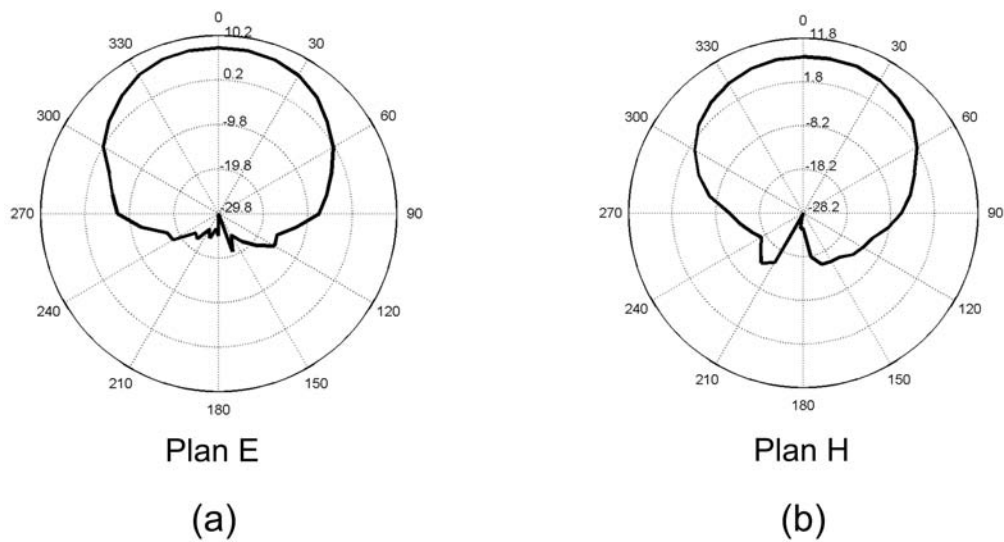


FIG. 3.17. Diagramme de gain, à 12,4 GHz, dans les plans (a)  $E$  et (b)  $H$  de l'antenne patch seule.

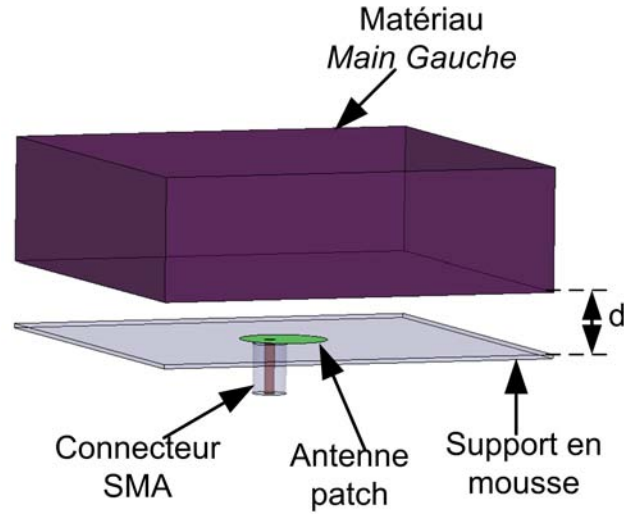


FIG. 3.18. Schéma du dispositif où le métamatériau *Main Gauche* homogénéisé est placé au dessus de l'antenne patch.

Le paramètre  $S_{11}$  et la représentation 3-D du gain de l'antenne, en la présence du métamatériau pour la fréquence de 12,25 GHz, sont donnés sur la figure 3.19. Les figures 3.20-a et 3.20-b montrent respectivement le diagramme de gain de l'antenne dans les plans  $E$  ( $\phi = 90^\circ$ ) et  $H$  ( $\phi = 0^\circ$ ).

D'après les résultats de simulation, nous avons une adaptation de -30 dB pour l'antenne à 12,25 GHz. Les différents diagrammes de gain montrent un niveau de 9,8 dBi. Nous constatons aussi que l'antenne est plus directive avec une ouverture à -3 dB de  $45^\circ$  au lieu de  $90^\circ$  et a un niveau de rayonnement arrière moins conséquent.

Ces mêmes performances ont été vérifiées en utilisant un métamatériau moins épais (épaisseur = 11 mm) et bien-sûr une distance  $d$  de 5,5 mm.

Lorsque nous visualisons la distribution du champ  $E$  en la présence du matériau *Main Gauche* de la figure 3.21, nous observons une focalisation très nette du champ  $E$  dans la boîte rectangulaire représentant le métamatériau.

Si nous comparons les résultats obtenus des différentes simulations des sections 3.3.2 et 3.3.3, nous observons que l'amélioration des performances est plus grande dans le cas où des valeurs arbitraires sont prises pour les paramètres effectifs du métamatériau. C'est ainsi car, dans le cas des valeurs arbitraires posées, nous n'avons pas tenu compte des pertes du métamatériau et du support diélectrique de l'antenne. Tandis que dans le cas où les paramètres issus de l'homogénéisation sont utilisés, nous avons pris en compte les parties imaginaires des paramètres et les pertes tangentiels de la mousse.

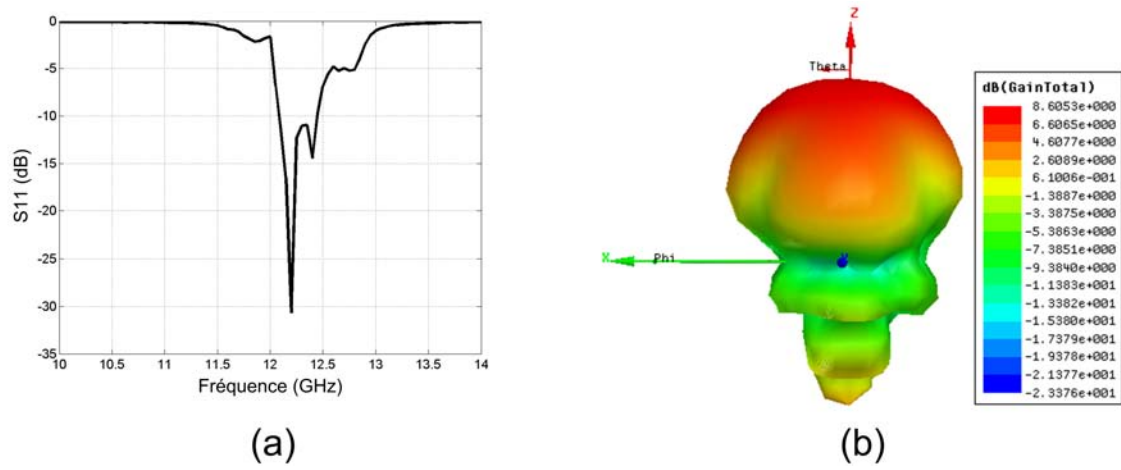


FIG. 3.19. Antenne patch en présence du métamatériau : (a) Paramètre  $S_{11}$ . (b) Diagramme de gain 3-D à 12,25 GHz.

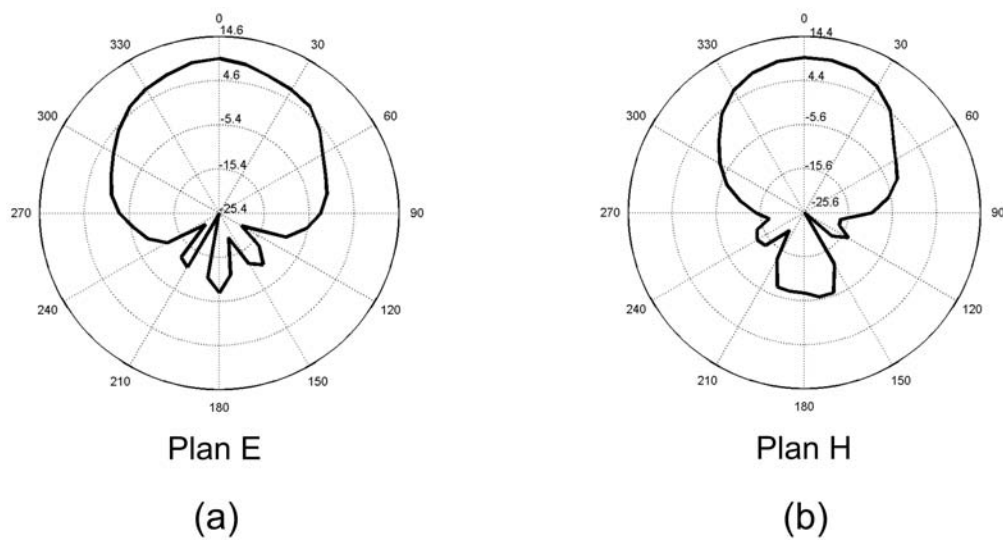


FIG. 3.20. Diagramme de gain, à 12,25 GHz, dans les plans (a)  $E$  et (b)  $H$  de l'antenne patch en présence du métamatériau.

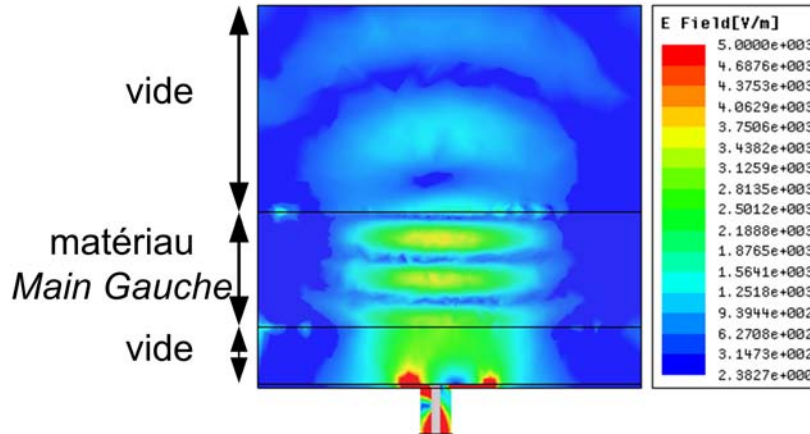


FIG. 3.21. Distribution du champ  $E$  de l'antenne en présence du métamatériau.

Dans la prochaine et dernière partie de ce chapitre, nous comparerons les différents résultats de la section 3.3.3 avec une autre méthode utilisant des substrats de forte permittivité ou perméabilité.

### 3.3.4. Comparaison avec une méthode utilisant des substrats de forte permittivité

Cette partie est consacrée à la comparaison de nos résultats sur l'amélioration du gain d'une antenne patch par rapport à une autre méthode introduite par Alexopoulos et Jackson [93, 94]. Cette méthode, appelée méthode de gain à la résonance « resonance gain method », utilise des superstrats qui sont des couches diélectriques de forte permittivité ( $\epsilon \gg 1$ ) ou de forte perméabilité ( $\mu \gg 1$ ), afin d'améliorer le gain des antennes imprimées. La méthode implique donc l'addition d'une couche de superstrat au-dessus du support diélectrique de l'antenne. Dans ce cas, nous nous retrouvons dans la même configuration que notre méthode utilisant le métamatériau *Main Gauche*. Les auteurs de [93, 94] affirment que si l'on choisit bien les épaisseurs des couches (du substrat de l'antenne et du superstrat) et la position de l'antenne correctement, un très grand gain peut être obtenu pour n'importe quel angle.

Dans cette partie de ce chapitre, nous comparons nos résultats par rapport à l'utilisation de superstrats de forte permittivité seulement. Ainsi, nous gardons la configuration de la figure 3.18, et remplaçons le métamatériau *Main Gauche* par un substrat de forte permittivité. Nous faisons cette étude en prenant trois valeurs de permittivité qui sont respectivement 10, 15 et 25, tout en gardant la même distance  $d = 7,5$  mm entre l'antenne rayonnante et le superstrat.

Dans le cas d'une permittivité de 10, nous avons choisi un diélectrique disponible dans le commerce, l'Arlon AR<sup>®</sup> 1000 de chez ARLON. Ce diélectrique présente une permittivité

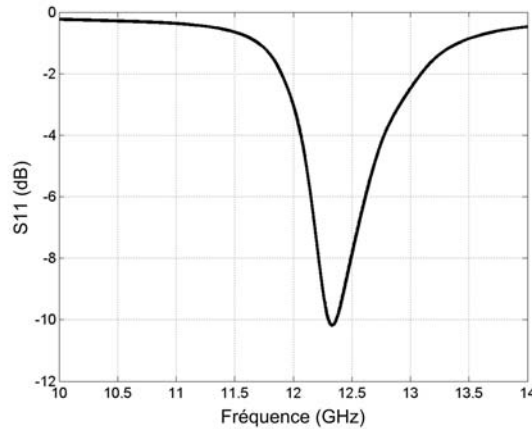


FIG. 3.22. Adaptation de l'antenne patch en utilisant un superstrat de permittivité égale à 10.

relative de 10 avec des pertes tangentielles de 0,0035. L'adaptation de l'antenne obtenue est présentée sur la figure 3.22. À 12,35 GHz, nous avons une adaptation de -10,16 dB, ce qui est faible par rapport à la valeur de -30 dB obtenue avec le métamatériau homogénéisé (figure 3.19).

La figure 3.23 présente les diagrammes de gain dans les plans  $E$  et  $H$  de l'antenne. Nous voyons que l'antenne a un gain de 9,69 dBi avec un rayonnement arrière maximal de -5,6 dBi. En ce qui concerne la directivité, l'ouverture à -3 dB est d'environ  $60^\circ$ . Ces performances sont plus ou moins identiques à celles que nous avons obtenues en utilisant le métamatériau homogénéisé.

Pour une permittivité de 15, nous avons considéré que le diélectrique ne présente pas de pertes. Le paramètre  $S_{11}$  de l'antenne est de -8 dB à la résonance. Cette valeur est donc encore plus faible que celle obtenue avec  $\epsilon = 10$ .

La figure 3.24 présente les diagrammes de gain dans les plans  $E$  et  $H$  de l'antenne dans le cas où  $\epsilon = 15$ . Nous observons que l'antenne a un gain de 7,25 dBi avec un rayonnement arrière maximal de -5,2 dBi et son ouverture à -3 dB est d'environ  $55^\circ$ .

Si l'on continue à augmenter la valeur de la permittivité, on se rend compte que les performances se dégradent encore plus. L'adaptation de l'antenne obtenue quand  $\epsilon = 25$  est présentée sur la figure 3.25. À 12,35 GHz, nous avons une adaptation de -6,8 dB.

La figure 3.26 présente les diagrammes de gain dans les plans  $E$  et  $H$  de l'antenne. Nous observons que l'antenne a un gain de 3,36 dBi avec un rayonnement arrière maximal de -2 dBi.

Ici nous constatons une diminution du gain qui est peut-être due à la distance entre le support diélectrique de l'antenne et le superstrat. En effet, les auteurs de [93, 94] ont défini

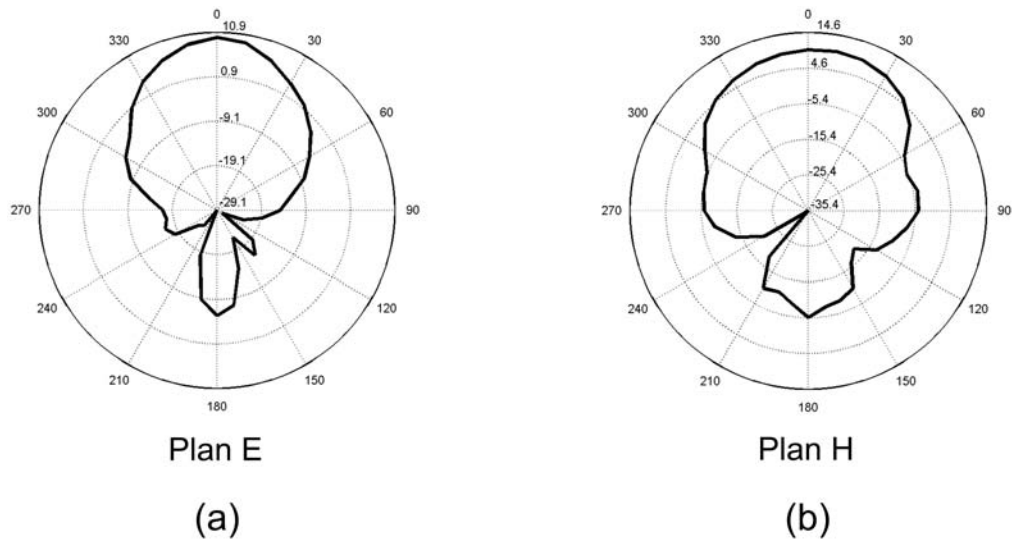


FIG. 3.23. Diagramme de gain dans les plans  $E$  et  $H$  de l'antenne patch en présence du superstrat de permittivité égale à 10.

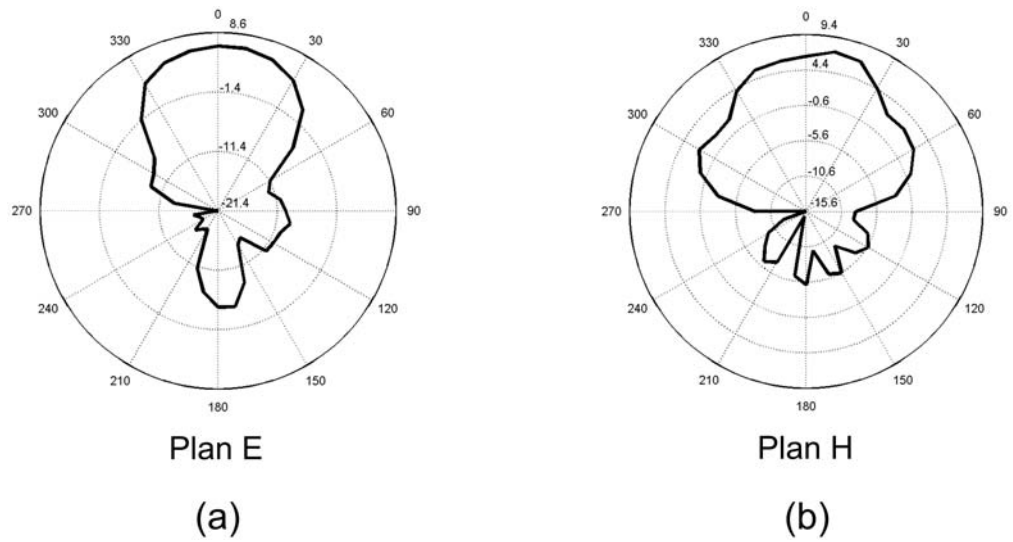


FIG. 3.24. Diagramme de gain dans les plans  $E$  et  $H$  de l'antenne patch en présence du superstrat de permittivité égale à 15.



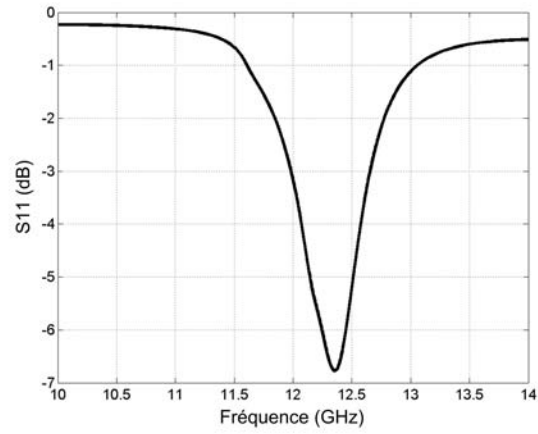


FIG. 3.25. Adaptation de l'antenne patch en utilisant un superstrat de permittivité égale à 25.

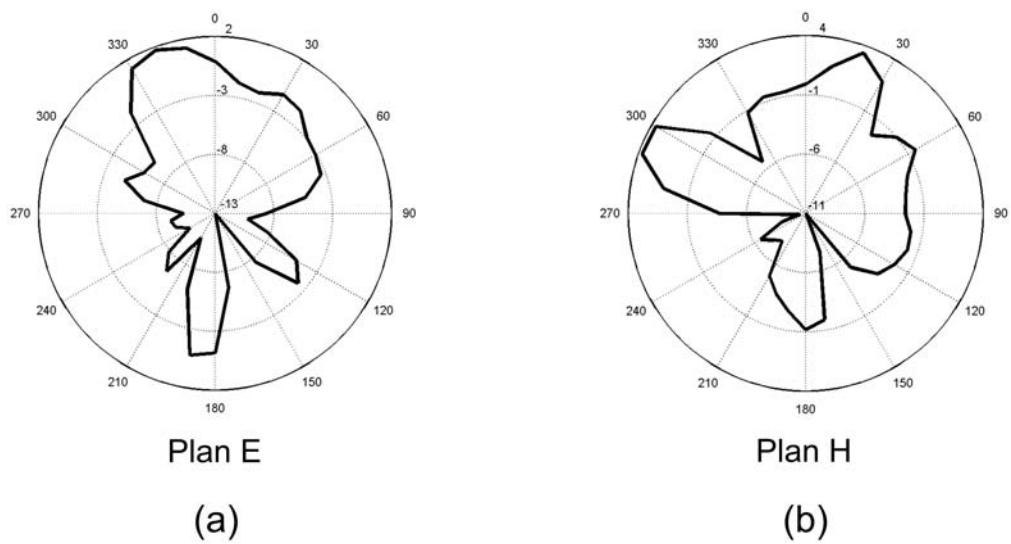


FIG. 3.26. Diagramme de gain dans les plans  $E$  et  $H$  de l'antenne patch en présence du superstrat de permittivité égale à 25.

des conditions sur les épaisseurs de substrat et de superstrat et aussi sur le rapport entre les permittivités de ces deux matériaux, afin d'avoir le maximum de gain. Ils ont aussi affirmé que leur méthode avait besoin de couches diélectriques assez épaisses. Afin de minimiser ces épaisseurs, le support de l'antenne et le superstrat doivent être du même matériau et il ne doit pas exister de couche d'air entre l'antenne et le superstrat.

À partir des résultats obtenus, il est clair qu'avec la méthode que nous proposons, nous n'avons pas besoin de changer les permittivités du superstrat pour améliorer les performances d'une antenne. En fait, c'est à partir des paramètres extraits de la procédure d'homogénéisation du matériau *Main Gauche* que nous choisissons le support diélectrique et les dimensions de l'antenne. De cette façon, nous pouvons opter pour une fréquence de résonance où nous voulons avoir le moins de pertes et une adaptation d'impédance correspondant aux besoins des systèmes utilisant ces antennes ( $< -10$  dB).

### 3.4. Conclusion

Dans ce troisième chapitre, nous avons abordé l'étude du métamatériau *Main Gauche* présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négatives. Ce métamatériau est fabriqué par une association d'un réseau périodique de tiges métalliques et d'un réseau de Résonateur en Anneau Fendu. Chacun de ces deux éléments a été analysé dans le chapitre 2.

Deux types de support diélectrique ont été utilisés pour le métamatériau. Pour commencer, nous avons utilisé le RO4003C<sup>®</sup> et ensuite nous avons eu recours à un autre diélectrique de ROGERS qui est le RT/Duroid<sup>®</sup> 5880 présentant moins de pertes diélectriques que le premier. Les paramètres  $S$  obtenus en simulation avec *HFSS* ont permis d'extraire les paramètres effectifs caractérisant ce métamatériau. Les paramètres  $\epsilon_{eff}$ ,  $\mu_{eff}$ ,  $n_{eff}$  et  $Z$  extraits sont du même ordre de grandeur dans les deux cas. Nous sommes donc arrivés à la conclusion que les pertes du métamatériau sont majoritairement dues à la conductivité métallique des lignes microrubans formant les tiges et les RAFs.

Afin de voir l'influence de ce matériau *Main Gauche* sur une antenne imprimée, nous avons, dans un premier temps, fait une étude sur les antennes de type patch de sorte à pouvoir la modéliser pour la fréquence de travail désirée.

En ce qui concerne l'influence du métamatériau sur une antenne, deux cas ont été étudiés. Dans le premier cas, des valeurs arbitraires ont été prises pour les caractéristiques du support diélectrique de l'antenne et du métamatériau. Donc, la valeur de 2,5 a été attribué à  $\epsilon_r$  et  $\mu_r$  du support de l'antenne et la valeur de -2,5 à  $\epsilon_{eff}$  et  $\mu_{eff}$  du métamatériau. Nous avons aussi fait l'hypothèse que ces deux matériaux étaient sans pertes. Ces valeurs sont les mêmes en absolu afin de minimiser les réflexions et d'avoir une bonne adaptation d'impédance à l'interface matériau *Main Droite* - *Main Gauche*. Les résultats de simulation ont montré une

nette amélioration du gain et de la directivité de l'antenne patch en présence du métamatériau. En effet, le gain est passé de 6,3 dBi pour l'antenne toute seule à 11 dBi et l'ouverture à -3 dB est passée de 100° à 30°. Ces évolutions dans les performances de l'antenne sont dues à une modification de la répartition des champs. Un phénomène de focalisation du champ électrique a été observé dans le métamatériau lorsqu'il est placé au dessus de l'antenne. Un phénomène quasi-identique a été observé aussi si l'on ne prenait une perméabilité négative du métamatériau que dans une seule direction de l'espace.

Dans le second cas, nous avons utilisé les caractéristiques du métamatériau issues de la procédure d'homogénéisation. À partir de la bande de fréquences où  $\text{Re}(\epsilon_{eff})$  et  $\text{Re}(\mu_{eff})$  sont simultanément négatives et où il y avait le moins de pertes, nous avons modélisé une antenne patch circulaire pour l'associer à ce métamatériau. Pour celle-ci, nous avons choisi un substrat ayant des caractéristiques très proches des valeurs de  $\text{Re}(\epsilon_{eff})$  et  $\text{Re}(\mu_{eff})$  en absolu afin d'adapter au mieux notre configuration. L'antenne seule présentait un gain de 7 dBi alors qu'en présence du métamatériau, elle avait un gain de 9,8 dBi et l'ouverture à -3 dB a été diminuée par 50%. Dans ce deuxième cas, le gain obtenu en utilisant le métamatériau est moins bon que dans le cas idéal où nous avons utilisé des valeurs arbitraires, d'autant que nous avons tenu compte des pertes du support diélectrique de l'antenne et du métamatériau. De telles performances peuvent être aussi obtenues pour n'importe quel type de support de l'antenne.

En fin de chapitre, nous avons comparé les résultats obtenus sur les antennes avec ceux basés sur une autre méthode pour faire évoluer les performances des antennes imprimées, proposée dans la littérature. Cette méthode utilise des superstrats qui sont des couches diélectriques de permittivité ou de perméabilité très forte. Nous avons vu qu'avec notre méthode, nous sommes arrivés à une augmentation de gain sans contrainte forte sur la valeur de la permittivité du superstrat. Les résultats obtenus en utilisant le superstrat ont montré une bonne amélioration de performances avec  $\epsilon = 10$ , mais l'augmentation de  $\epsilon$  conduit à une dégradation des performances, alors que dans notre cas d'étude, de bonnes performances sont obtenues avec des faibles valeurs (en absolu) de  $\epsilon$  et de  $\mu$ .

Dans ce chapitre, nous avons mis l'accent sur la possible utilisation du matériau *Main Gauche* pour l'amélioration des performances d'antennes. Les résultats proviennent tous de simulations sous *HFSS*. Une mise en oeuvre expérimentale de cette étude est prévue pour le futur afin de vérifier nos résultats.

Le chapitre suivant est consacré à l'étude des Résonateurs en Anneau Fendu en guide d'ondes. Nous verrons ainsi une similitude avec le métamatériau *Main Gauche* du chapitre 3.

## 4. Métamatériaux appliqués aux structures guidantes

### 4.1. Introduction

Dans ce chapitre, l'analyse des Résonateurs en Anneau Fendu (RAFTs) associés à des structures guidantes est effectuée. Cette analyse comporte deux parties qui sont :

1. l'étude en guides d'ondes.
2. l'étude à partir de lignes microrubans.

Dans la première analyse, les guides d'ondes sont utilisés sous deux configurations différentes et les résultats ont largement été publiés par notre équipe [95, 96, 97, 98, 99]. Nous verrons que la réponse des RAFTs dépend de la valeur de leurs fréquences de résonance par rapport à la fréquence de coupure du guide d'ondes utilisé.

Dans un premier temps, les RAFTs sont placés dans un guide d'ondes dont la fréquence de coupure du mode fondamental est inférieure à la fréquence de résonance des RAFTs. Dans ce cas, le milieu de propagation est appelé Milieu à Perméabilité Uniaxiale Négative (MPUN). Nous analyserons ensuite le milieu dit Milieu de RétroPropagation d'ondes (MRP) où les résonateurs seront placés dans un guide d'ondes dont la fréquence de coupure est supérieure à la fréquence de résonance des RAFTs.

Nous présenterons entre autres, la modélisation, la simulation, la méthode de fabrication et les mesures expérimentales de ces deux types de milieux.

Nous aborderons, dans la deuxième analyse, l'application des RAFTs premièrement à une ligne microruban  $50 \Omega$  et ensuite, à des résonateurs microrubans couplés par des gaps capacitifs. Le but de cette deuxième analyse est de faire l'analogie avec les structures en guide d'ondes.

Une conclusion clôturera le chapitre sur l'utilisation des RAFTs dans des structures guidantes ; notamment les guides d'ondes et les lignes de transmission microrubans.

### 4.2. Les guides d'ondes

Un guide d'ondes est une structure matérielle dont la géométrie de la section droite est imposée et uniforme suivant la direction de propagation. Les guides les plus simples sont les guides fermés à plan de section droite uniforme comme le guide rectangulaire métallique. Un guide fermé constitué d'un seul conducteur ne peut propager l'énergie électromagnétique qu'au

dessus d'une certaine fréquence dite fréquence de coupure,  $f_c$ . Un guide d'ondes fermé à section droite homogène peut propager un nombre infini de modes, qui peuvent être caractérisés comme étant TE (Transverse Électrique) ou TM (Transverse Magnétique). Les modes TE ont un champ magnétique mais pas de champ électrique dans la direction de propagation, tandis que les modes TM ont un champ électrique mais pas de champ magnétique dans la direction de propagation [100, 101, 102].

En général, un guide d'ondes est utilisé de telle sorte qu'il propage de l'énergie sur un seul mode, et sous cette condition, il peut être décrit comme un milieu avec une constante de propagation complexe  $\gamma$  ( $\gamma = \alpha + j\beta$ ) et une impédance d'ondes  $Z$ . Cette dernière varie avec la fréquence. On peut aussi définir pour un guide d'ondes une impédance caractéristique équivalente, mais elle n'est pas unique comme dans le cas d'une ligne de transmission propageant un mode TEM.

Dans un guide d'ondes sans pertes, rempli de diélectrique de constante diélectrique ou de permittivité relative  $\epsilon_r$ , la longueur d'onde guidée  $\lambda_g$ , la longueur d'onde d'espace libre  $\lambda_0$ , la longueur d'onde dans le diélectrique  $\lambda_d$ , et la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$ , sont reliées par la relation de dispersion suivante :

$$\gamma = \sqrt{k_c^2 - k^2} \quad (4.1)$$

où  $k_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$  et  $k^2 = \omega^2\epsilon\mu$ .

ou encore  $\frac{1}{\lambda_d^2} = \frac{\epsilon_r}{\lambda_0^2} = \frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_c^2}$  avec  $\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta}$  où  $\beta$  est la constante de propagation.

Donc si l'on se trouve à une fréquence supérieure à la fréquence de coupure du mode fondamental ( $f > f_c$ ), la constante de propagation est donnée par :  $\gamma = \beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} = k \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}$ . Dans ce cas, il y a propagation de l'énergie et  $\beta = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_r}}{c_0} f \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}$  où  $c_0$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $\epsilon_r$  est la permittivité relative du diélectrique dans le guide. Par contre si  $f < f_c$ , nous avons  $\gamma = \alpha = \sqrt{k_c^2 - k^2} = k_c \sqrt{1 - \left(\frac{f}{f_c}\right)^2}$ . Ainsi, il y a atténuation de l'énergie et  $\alpha = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_r}}{c_0} f_c \sqrt{1 - \left(\frac{f}{f_c}\right)^2}$ . Ces deux phénomènes sont illustrés sur la figure 4.1.

Le guide d'ondes rectangulaire utilisé communément en filtrage est un guide de largeur  $a$  et de hauteur  $b$  opérant sur le mode  $TE_{10}$  (figure 4.2). Le mode  $TE_{10}$  est le mode fondamental ou dominant dans le cas d'un guide rectangulaire, en d'autres termes c'est le mode ayant la plus basse fréquence de coupure. La longueur d'onde de coupure et la fréquence de coupure correspondantes sont respectivement :

$$\lambda_c = 2a \quad (4.2)$$

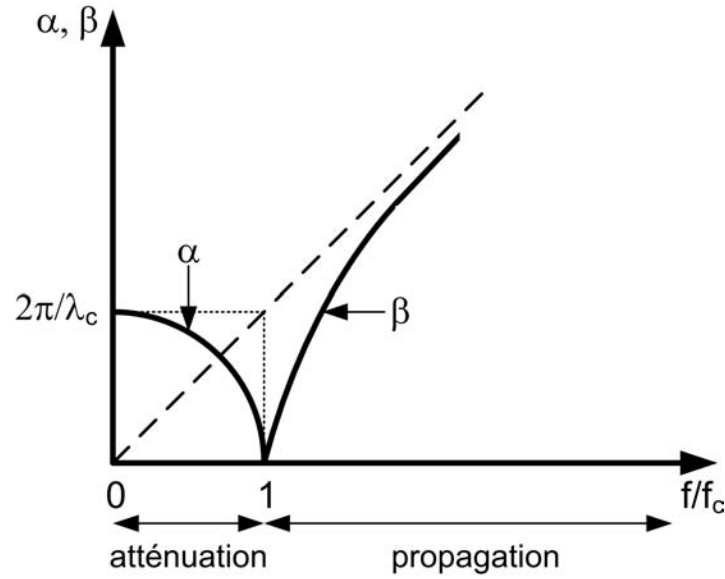


FIG. 4.1. Courbe de dispersion dans un guide d'ondes.

$$f_c = \frac{c}{2a}. \quad (4.3)$$

La configuration des lignes de champs électrique et magnétique dans un guide d'ondes pour le mode fondamental  $TE_{10}$  est donnée sur la figure 4.3.

Nous serons amenés lors de notre étude à utiliser un guide d'ondes circulaire. Donc, pour un guide circulaire de rayon  $r$ , le mode fondamental est le  $TE_{11}$ , et sa fréquence de coupure correspondante est égale à  $\frac{c}{2\pi} \left( \frac{1,84}{r} \right)$  [100, 102].

Afin de se référer à une approche circuit et mieux appréhender les phénomènes physiques associés à la propagation, certains auteurs ont proposé de donner un schéma équivalent circuit des guides d'ondes. Un guide d'ondes peut donc être considéré comme une ligne de transmission TEM à deux conducteurs chargée par un nombre infini de stubs court-circuités (figure 4.4-a) [92].

Cette ligne de transmission TEM est modélisée par une inductance en série distribuée et un condensateur en parallèle distribué (figure 4.4-b). Le condensateur distribué est associé à la permittivité du milieu diélectrique remplissant le guide ( $\epsilon_r$ ). La transmission longitudinale de l'énergie le long du guide est responsable de l'existence du vecteur du champ magnétique transversal non nul  $H_t$ , et donc de l'existence de l'inductance distribuée associée à la perméabilité transversale  $\mu_t$  du milieu. De la même façon, le vecteur du champ magnétique longitudinal non nul  $H_z$  et l'inductance distribuée associée à la perméabilité longitudinale  $\mu_z$  sont dus à la

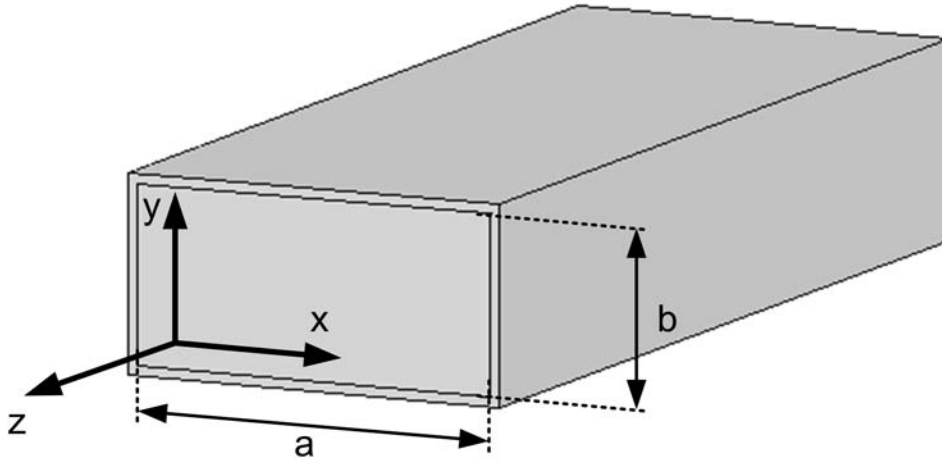


FIG. 4.2. Guide d'ondes rectangulaire de largeur  $a$  et de hauteur  $b$ .

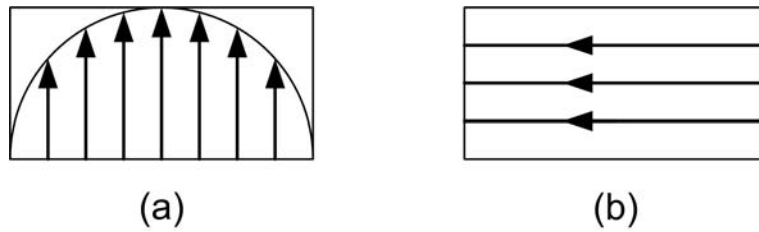


FIG. 4.3. Configuration des lignes de champs, dans un guide d'ondes, pour le mode fondamental  $TE_{10}$  : (a) Champ électrique. (b) Champ magnétique.

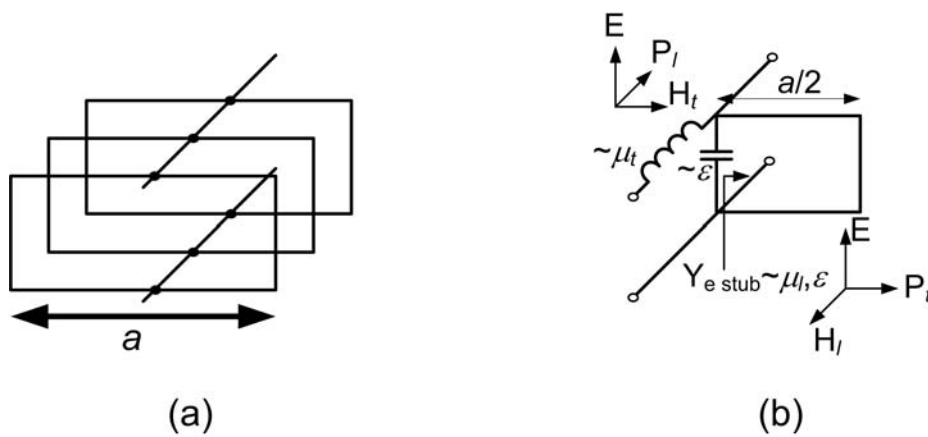


FIG. 4.4. (a) Guide d'ondes présenté comme une ligne de transmission. (b) Modèle équivalent du guide d'ondes avec une inductance et un condensateur distribués.

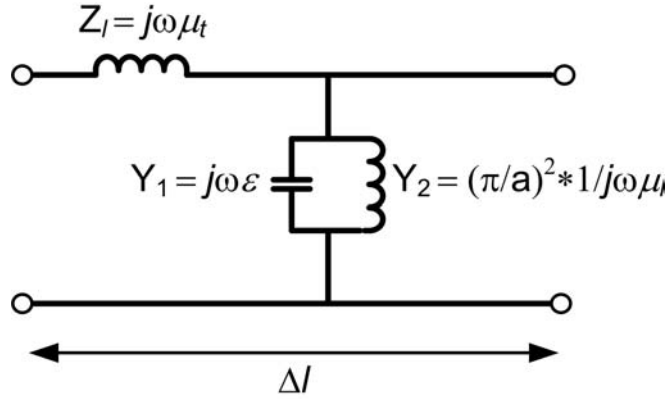


FIG. 4.5. Circuit équivalent d'une section de guide d'ondes.

transmission de l'énergie le long du stub. Ainsi, le circuit équivalent d'une section du guide d'ondes est donné sur la figure 4.5 [92].

Dans le circuit équivalent de la figure 4.5,  $Z_l$  désigne l'impédance par unité de longueur du guide,  $Y_1$  et  $Y_2$  représentent les admittances en parallèles et  $a$  est la largeur du guide. L'impédance d'onde  $Z$  est donc donnée par :

$$Z = \pm \sqrt{\frac{Z_l}{Y}} = \pm \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{tr}}{\epsilon_0 \epsilon_r \left[ 1 - \left( \frac{f_c}{f} \right)^2 \right]}} \quad (4.4)$$

où  $Y = Y_1 + Y_2$  et  $f_c = \frac{f_{c0}}{\sqrt{\epsilon_r \mu_{tr}}}$ , avec  $f_{c0}$  comme étant la fréquence de coupure d'un guide d'ondes rempli d'air.

Ce modèle nous sera utile pour expliquer certains phénomènes que nous observerons par la suite.

### 4.3. Milieux à Perméabilité Uniaxiale Négative « MPUN » : simulations, mesures et commentaires

Cette partie est consacrée à l'étude de l'influence des RAFs sur la propagation guidée des ondes électromagnétiques dans la bande X [8,2 GHz ; 12,4 GHz]. Pour cela, nous utilisons des guides d'ondes rectangulaires. En bande X, la section transversale du guide est de  $22,86 \times 10,16$  mm<sup>2</sup>. La fréquence de coupure du guide pour le mode fondamental  $TE_{10}$  est de 6,56 GHz. Cette bande de fréquences est très intéressante car de nombreuses applications y sont développées et surtout, nous possédons tout le matériel nécessaire pour des essais expérimentaux au sein du laboratoire.



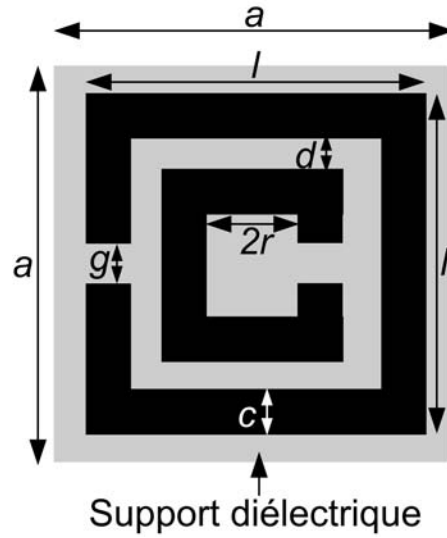


FIG. 4.6. Géométrie du RAF :  $l$  (côté du RAF) = 3 mm,  $c$  (largeur de la piste) =  $d$  (espacement entre les deux anneaux) =  $g$  (taille de la coupure des anneaux) = 0,33 mm,  $r$  (rayon interne du petit anneau) = 0,51 mm et  $a$  (période de la structure) = 3,63 mm.

Les RAFs que nous utilisons pour cette étude sont de forme carrée, introduits par Smith *et al.* [81]. Les différentes dimensions des résonateurs ont été optimisées via des simulations sous le logiciel *HFSS* pour un fonctionnement aux alentours de 9 GHz. Ces dimensions sont très faibles par rapport à la longueur d'onde dans le vide et sont données sur la figure 4.6. Sur la figure, le côté du RAF est désigné par  $l$ , la largeur de piste (ruban conducteur) par  $c$ , l'espacement entre les deux anneaux par  $d$ , la taille des coupures des anneaux par  $g$ , le rayon interne du petit anneau (dans le cas du RAF circulaire) par  $r$  et la périodicité des éléments par  $a$ . Ces mêmes RAFs ont déjà fait l'objet d'une étude en espace libre dans la section 2.3.2 du chapitre 2. Nous notons bien que dans cette partie, la fréquence de coupure du guide est inférieure à la fréquence de résonance des RAFs.

Dans cette partie sur le guide d'ondes, quatre configurations sont considérées. Ces configurations sont déterminées par rapport aux orientations possibles d'un RAF à l'intérieur du guide d'ondes. Ainsi, deux des quatre configurations consistent à placer le RAF de telle sorte que le champ magnétique  $H$  pénètre à travers les anneaux formant le RAF. Et, parmi ces deux configurations, il y en a une où le champ électrique  $E$  respecte la symétrie du RAF. L'illustration de ces quatre configurations est donnée sur la figure 4.7.

Donc, l'analyse du RAF se fait en quatre parties qui sont :

- RAF dans le plan  $y\hat{o}z$ .

Sous cette configuration, il existe deux cas :

1. *Le champ  $H$  est parallèle à l'axe des anneaux. Les deux ouvertures du RAF sont parallèles au petit côté du guide d'ondes et donc le champ  $E$  ne respecte pas la symétrie du résonateur (cas 1).*
2. *Le champ  $H$  est parallèle à l'axe des anneaux. Les deux ouvertures du RAF sont parallèles au grand côté du guide d'ondes et donc le champ  $E$  respecte la symétrie du résonateur (cas 2).*

– RAF dans le plan  $x\hat{o}y$ .

Il existe ici aussi deux cas :

1. *Le champ  $H$  est perpendiculaire à l'axe des anneaux. Les deux ouvertures du RAF sont parallèles au petit côté du guide d'ondes et donc le champ  $E$  ne respecte pas la symétrie du résonateur (cas 3).*
2. *Le champ  $H$  est perpendiculaire à l'axe des anneaux. Les deux ouvertures du RAF sont parallèles au grand côté du guide d'ondes et donc le champ  $E$  respecte la symétrie du résonateur (cas 4).*

Le RAF est considéré être sur le support diélectrique RO4003C<sup>®</sup> ( $\epsilon_r = 3,38$  et  $\tan\delta = 0,0058$ ) qui est chargé dans le plan  $E$  au milieu du guide (figure 4.7). Nous supposons que le support du RAF a la même hauteur que le petit côté du guide afin qu'il soit bien stable dans le guide. Ces mêmes dispositions seront mises en place par la suite pour la partie expérimentale.

L'application d'une onde électromagnétique sur les RAFs résulte en la création d'un courant induit dans les deux anneaux concentriques. Ce courant est dû soit au champ électrique soit au champ magnétique ou même une combinaison des deux.

Les courbes de transmission pour les quatre configurations définies précédemment sont présentées sur la figure 4.8. Un comportement coupe-bande étroit est observé pour les cas 1, 2 et 3. Par contre, dans le cas 4, les RAFs n'ont aucun effet sur la transmission des ondes dans le guide d'ondes.

La fréquence de résonance du RAF dans le cas 1 est de 9,55 GHz et l'atténuation correspondante est de 26,3 dB. Dans le cas 2, la résonance a lieu à 9,51 GHz et l'atténuation est de 13,5 dB. La résonance du cas 3 a lieu à 9,41 GHz et l'atténuation est de 25,1 dB.

Les résultats de simulation, présentés sur la figure 4.8, montrent un phénomène de filtrage coupe-bande étroit comme cela a été mis en évidence par P. Gay-Balmaz dans [103], N. Katsarakis [104] et M. Kafesaki [105]. Les auteurs de [103] avaient placé le RAF dans un guide d'ondes rectangulaire fonctionnant dans la bande [0,75 GHz ; 1,12 GHz].

Pour les cas 3 et 4, le champ magnétique est perpendiculaire à l'axe des anneaux et donc, ne pénètre pas à travers le RAF. De ce fait, il ne contribue pas aux courants induits dans

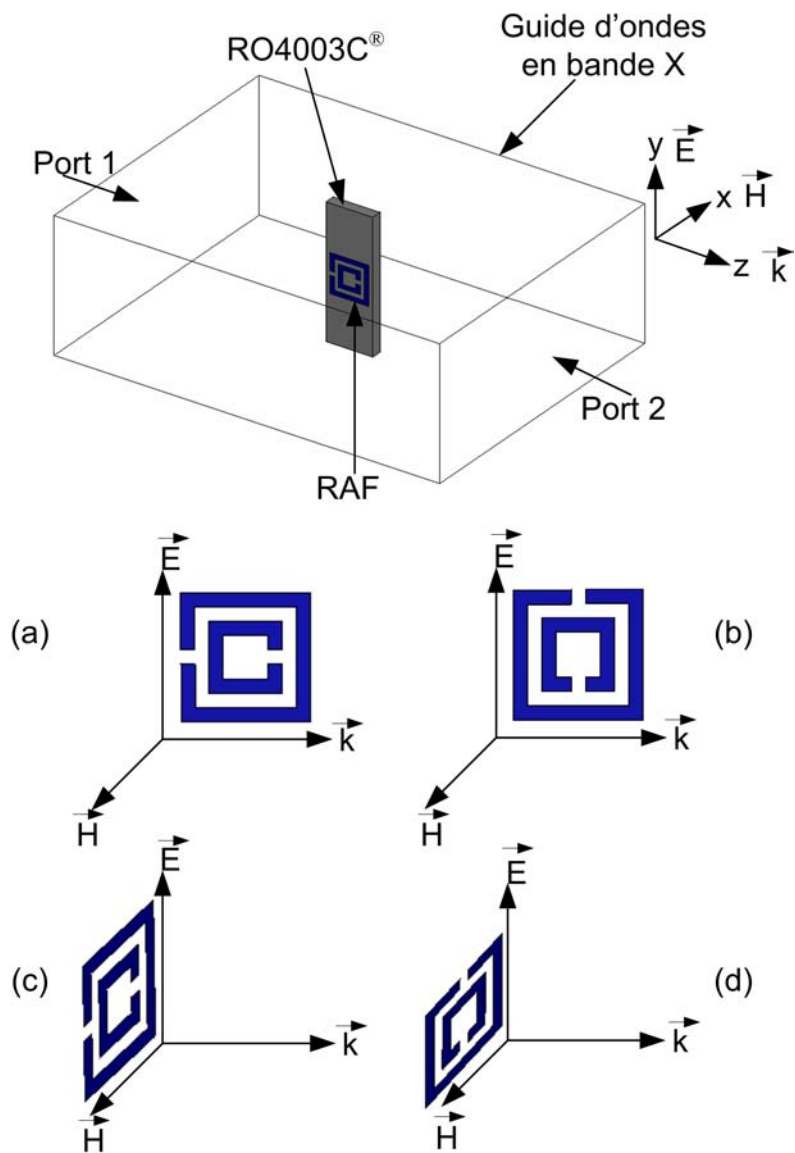


FIG. 4.7. Configurations du RAF dans un guide d'ondes : (a) cas 1. (b) cas 2. (c) cas 3. (d) cas 4.

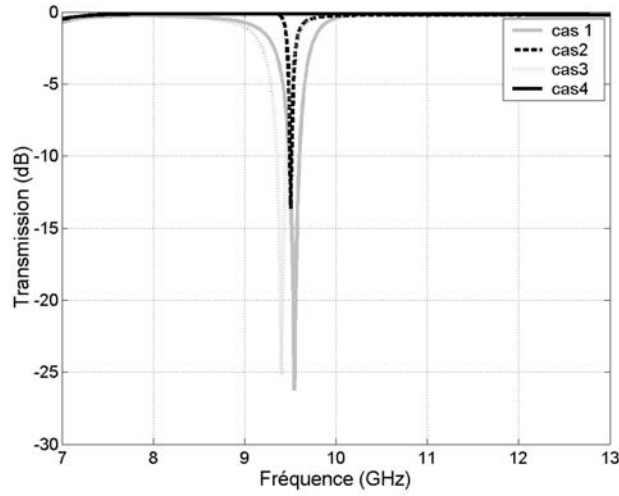


FIG. 4.8. Courbes de transmission des quatre configurations de RAFs dans un guide d'ondes.

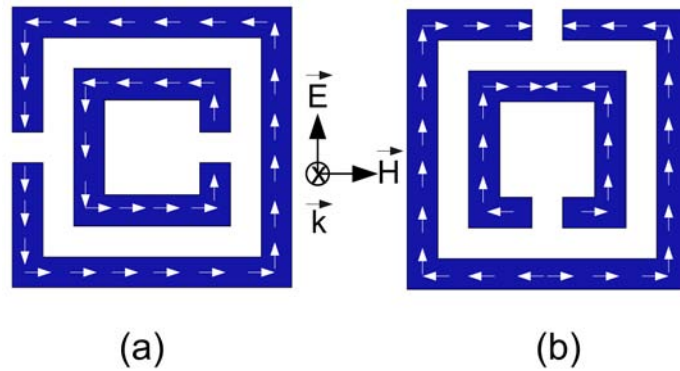


FIG. 4.9. Directions des courants induits pour les cas 3 et 4.

le RAF. Nous pouvons ainsi affirmer que les courants induits sont seulement dus au champ électrique comme illustré sur la figure 4.9. Cette figure montre que :

- Dans le cas 3, le champ électrique  $E$  excite le mode des coupures du RAF. Ainsi, les charges de signes opposés s'accumulent aux deux extrémités de chaque anneau (figure 4.9-a) et donc, le champ  $E$  intense créé dans la coupure contribue à la résonance.
- Dans le cas 4, le mode des coupures n'est pas excité et les charges de même signes s'accumulent aux extrémités des anneaux (figure 4.9-b). Ainsi, il n'y a pas de création du champ  $E$  au niveau de la coupure et aucune absorption du signal transmis dans le guide d'ondes n'a lieu.

Pour les cas 1 et 2, le champ magnétique  $H$  pénètre à travers les deux anneaux et génère des courants qui circulent sur ceux-ci. Ces courants disparaissent au niveau de la coupure et des

charges de signes opposés s'accumulent aux deux extrémités des anneaux, donnant naissance à un champ électrique intense dans la coupure. C'est pour cette raison qu'une résonance est observée dans ces deux cas. L'amplitude de la résonance est légèrement plus élevée pour le cas 1 puisque nous sommes en présence d'une contribution de deux couplages, électrique et magnétique. Le couplage électrique est dû à l'excitation du mode des coupures et le couplage magnétique provient du champ  $H$  parallèle à l'axe des anneaux.

Dans le cas 3, la résonance observée n'est due qu'au couplage électrique, alors que dans le cas 2, cette résonance est due au couplage magnétique. Dans le cas 1, elle est due à une contribution des couplages électrique et magnétique. Pour le cas 4, il n'y a pas de résonance car il n'existe pas de couplage magnétique et il y a aussi une annulation du couplage électrique.

La fréquence de résonance des trois cas est légèrement différente l'une par rapport à l'autre. Cette différence est particulièrement due au type de couplage ayant lieu dans chaque cas de configuration du RAF dans le guide d'ondes. Pour le cas 1, l'absorption du signal est plus grande car nous sommes en présence des deux couplages ; électrique et magnétique.

Supposons que nous sommes dans le cas 1, mais cette fois-ci nous plaçons plusieurs RAFs selon la direction de propagation. Compte tenu du couplage entre résonateurs dans ce cas, la bande de fréquences s'élargit autour du pic d'absorption obtenu avec un seul RAF, comme montré sur la figure 4.10.

Le prototype expérimental est fabriqué par gravure mécanique à l'aide de la machine LPKF. Les RAFs ont chacun une épaisseur de  $35 \mu\text{m}$  qui correspond à l'épaisseur de la couche de cuivre du substrat RO4003C<sup>®</sup>. Les mesures sont faites sur un analyseur de réseau vectoriel HP 8720C fonctionnant dans la bande de fréquences [50 MHz ; 20 GHz]. La figure 4.10 compare les résultats de mesures aux simulations.

Comme nous pouvons l'observer, les mesures faites sur le prototype fabriqué coïncident assez bien aux résultats de simulation. La largeur de bande est de 1,2 GHz autour de 9,54 GHz, la fréquence correspondant au pic de résonance pour un seul RAF.

Dans la section suivante, nous étudierons le cas où les RAFs sont placés dans un guide sous coupure.

#### 4.4. Milieu de RétroPropagation d'ondes « MRP »

Dans cette partie, nous mettons en oeuvre un milieu de transmission dit milieu de Rétro-Propagation. Pour mettre en évidence ce phénomène de rétropropagation, nous utilisons un tronçon de guide sous coupure dans lequel nous plaçons le métamatériau. Ce milieu est assez spécial car le vecteur d'onde  $\vec{k}$  à l'intérieur de ce type de milieu est anti-parallèle au vecteur

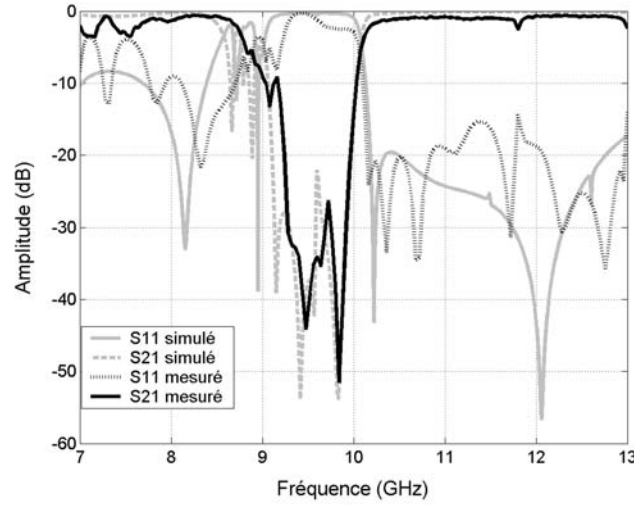


FIG. 4.10. Résultats de simulation et de mesure de plusieurs RAFs placés dans un guide d'ondes selon la configuration du cas 1.

de Poynting  $\vec{P}$ . Ce milieu est réalisé en utilisant des RAFs et des guides d'ondes, mais dans une configuration différente du Milieu à Perméabilité Uniaxiale Négative.

#### 4.4.1. Structure de base

La structure de base du Milieu de RétroPropagation d'ondes (MRP) est réalisée à partir d'un guide d'ondes utilisé en dessous de la fréquence de coupure de son mode fondamental et des RAFs. La fréquence de résonance des RAFs utilisés dans ce cas doit être inférieure à la fréquence de coupure du guide, en d'autres termes, les RAFs doivent fonctionner dans la bande de fréquences où le guide est siège de modes évanescents. Le phénomène de rétropropagation aura lieu à la fréquence de résonance des RAFs lorsque la résonance coïncidera avec l'onde évanescente du guide d'ondes. Le guide d'ondes que nous utilisons pour exploiter l'onde évanescente est un guide carré de section transversale  $8 \times 8 \text{ mm}^2$ . Ce guide a une fréquence de coupure de 18,5 GHz pour le mode fondamental  $\text{TE}_{10}$  et une longueur de 32,67 mm. Avec une telle valeur de la fréquence de coupure, nous sommes certains que la résonance des RAFs aura lieu dans une bande de fréquences correspondant à un mode évanescent pour le guide de section réduite.

Pour un fonctionnement du MRP en bande X, l'alimentation du circuit est faite à partir d'une onde propagative excitée par une transition coaxial-guide, comme illustré sur la figure 4.11.

Les RAFs sont disposés de sorte que les champs  $E$  et  $H$  soient respectivement perpendiculaire et parallèle à l'axe des anneaux. Dans l'idéal, il faudrait que le circuit réalisé soit couplé

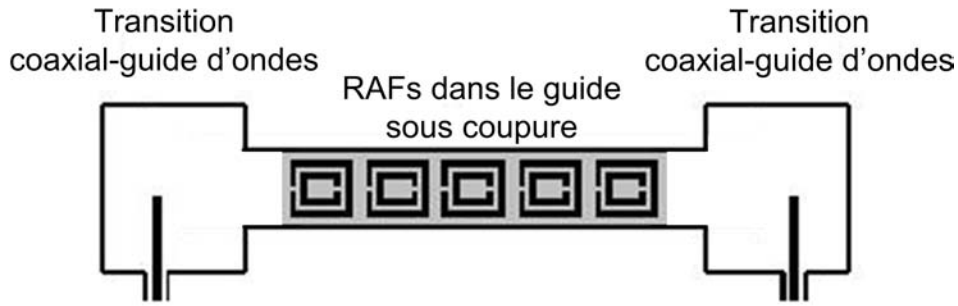


FIG. 4.11. Schéma illustrant le Milieu de Rétropropagation d'ondes.

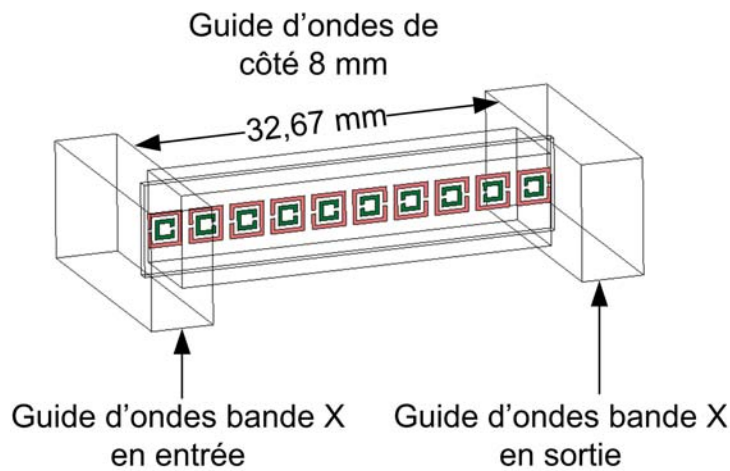


FIG. 4.12. Dispositif illustrant le Milieu de Rétropropagation d'ondes avec une amélioration du couplage.

par onde évanescente au guide d'accès. Dans la réalité, pour que le couplage entre l'onde et le circuit soit suffisant, il faut plutôt utiliser la configuration présentée sur la figure 4.12, dans laquelle le circuit pénètre dans le guide « propagatif ». Cette méthode de couplage est similaire à celle utilisée par Marquès *et al.* en bande C [5,85 GHz ; 8,2 GHz] [106]. Dans cette nouvelle configuration (figure 4.12), le premier et le dernier RAF sont placés à cheval entre le guide d'alimentation et le guide sous coupure.

Le dispositif présenté sur la figure 4.12 est simulé sous *HFSS*, de manière à étudier les propriétés de cette structure de rétropropagation. Les coefficients de réflexion ( $S_{11}$ ) et de transmission ( $S_{21}$ ) sont donnés sur la figure 4.13.

Les résultats obtenus en simulation montrent un comportement passe-bande autour de la fréquence centrale de 9,5 GHz. L'analyse des résultats dans la bande passante (figure 4.14) permet d'étudier de façon plus précise le comportement de la structure. Nous observons des ondulations d'amplitude très élevée (supérieure à 15 dB) dans la bande passante et des résultats

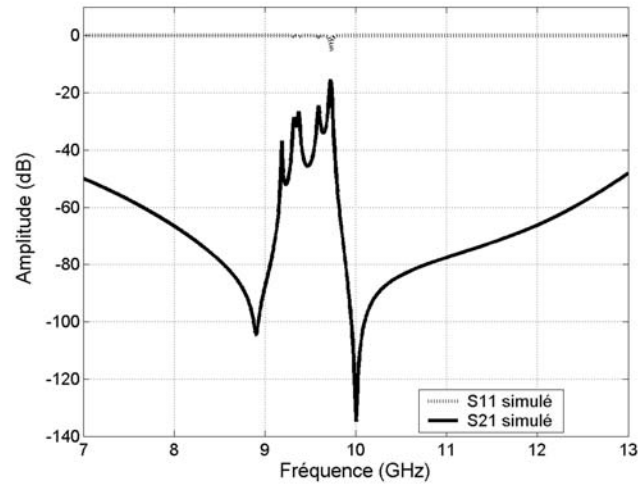


FIG. 4.13. Coefficients de réflexion et de transmission du MRP avec une amélioration du couplage.

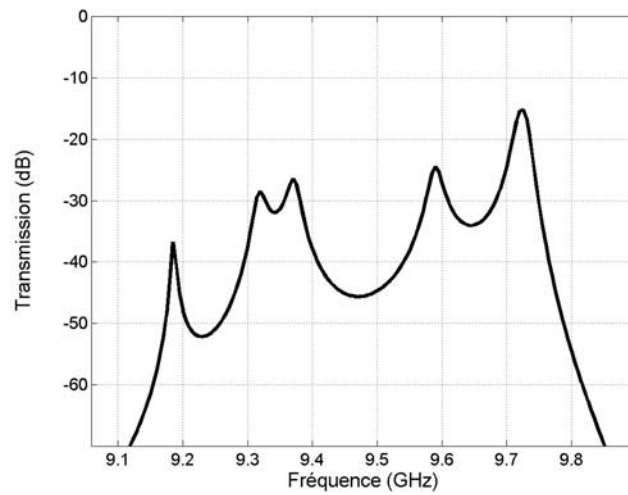


FIG. 4.14. Comportement en bande passante du MRP de base.



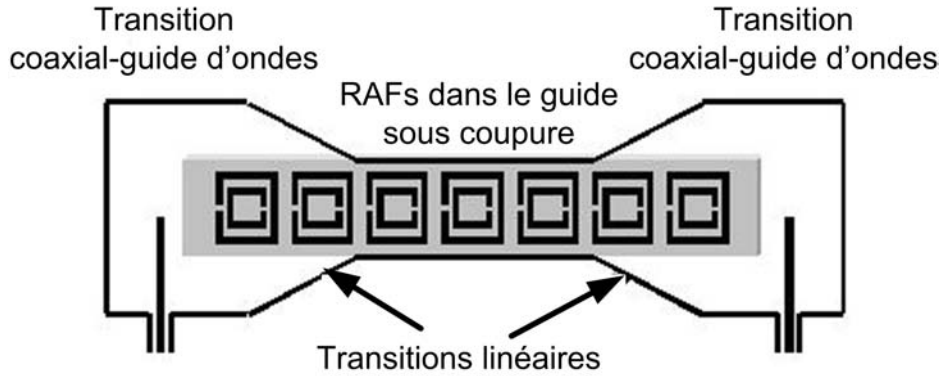


FIG. 4.15. Schéma illustrant le Milieu de RétroPropagation d'ondes avec une transition linéaire.

similaires ont été aussi observés dans [106]. Le coefficient de réflexion  $S_{11}$  est très proche de 0 dB vu le très faible couplage entre l'onde et le circuit. Ces résultats sont dus à la grande discontinuité entre les guides de section différente. De ce fait, une forte désadaptation de l'impédance d'onde est créée au niveau de la jonction.

#### 4.4.2. Utilisation d'une transition linéaire

Afin d'améliorer le couplage entre le guide en bande X et le guide utilisé en dessous de sa fréquence de coupure, nous proposons dans cette partie une modification de la structure au niveau des deux zones d'accès. Cette modification consiste à insérer une transition linéaire entre les guides d'alimentation et le guide sous coupure. La transition permet de limiter la discontinuité entre le guide d'ondes propagatif et le guide d'ondes sous coupure. Elle aide ainsi à mieux adapter la structure et à réduire les pertes d'insertion dues à la réflexion au niveau de la jonction entre les deux guides de section différente. Le schéma illustrant la modification et de ce fait l'optimisation de cette structure est donné sur la figure 4.15.

Ici, nous remplaçons le guide carré de section réduite par un guide cylindrique d'un diamètre de 8 mm car il est plus simple à réaliser. De plus, il offre une grande facilité pour bien charger les RAFs au centre dans le plan  $E$ .

Le plus important c'est de trouver la bonne longueur de transition pour avoir la meilleure transmission possible. Une optimisation manuelle est donc faite en utilisant *HFSS*. La meilleure réponse de  $S_{21}$  est obtenue avec la structure dont les différentes dimensions sont données sur la figure 4.16. Les longueurs du guide cylindrique et des transitions sont respectivement 23,4 mm et 10,89 mm.

Les résultats obtenus en simulation (figure 4.18) avec la structure munie de transitions linéaires montrent une amélioration de plus de 20 dB et des ondulations de faible amplitude dans la réponse de transmission par rapport au cas sans transitions.

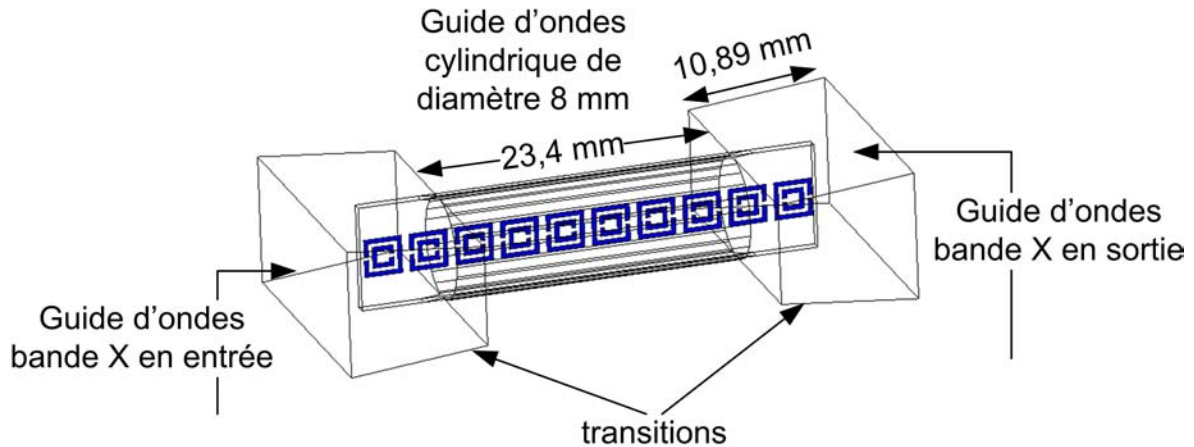


FIG. 4.16. Dispositif illustrant le Milieu de Rétropropagation d'ondes avec une transition linéaire et un guide d'ondes cylindrique.

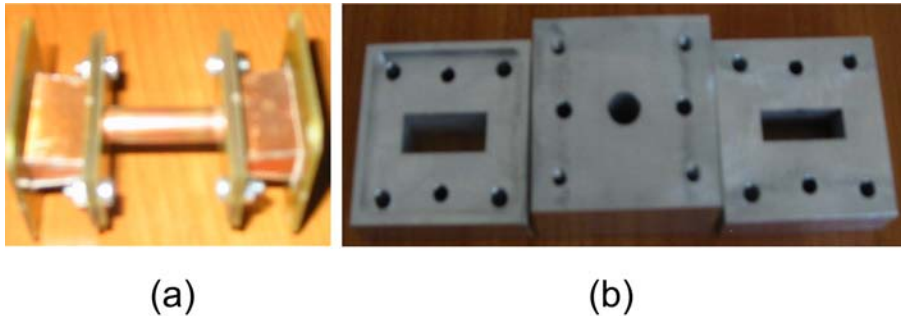


FIG. 4.17. Photos des deux dispositifs fabriqués à : (a) L'ESEO. (b) Lycée La Baronnerie.

Deux prototypes ont été fabriqués pour des mesures expérimentales (figure 4.17). La première réalisation (figure 4.17-a) a été faite à l'ESEO en utilisant un tube cylindrique en cuivre comme guide sous coupure. Les transitions linéaires ont été fabriquées à partir de feuilles en cuivre, taillées et soudées à la main. Ce prototype présentant beaucoup de pertes dû à une fabrication grossière nous a amené à faire appel à un lycée professionnel (le lycée La Baronnerie à Angers) pour la fabrication d'un autre prototype. Donc, ce deuxième prototype (figure 4.17-b) est conçu par un procédé de fraisage mécanique sur un bloc d'aluminium et présente des meilleurs résultats.

Les mesures faites sur le deuxième prototype (figure 4.17-b) sont comparées aux résultats de simulations sur la figure 4.18. Nous notons un léger décalage en fréquence de l'ordre de 200 MHz entre la simulation et la mesure. En ce qui concerne les amplitudes de la transmission simulée et mesurée, elles sont respectivement de -2,5 dB et de -12 dB. Une transmission unité n'est pas obtenue en simulation due aux pertes ohmiques des RAFs discutées dans le chapitre 3. Les pertes diélectriques du RO4003C<sup>®</sup> jouent aussi ici un grand rôle pour les pertes d'insertion

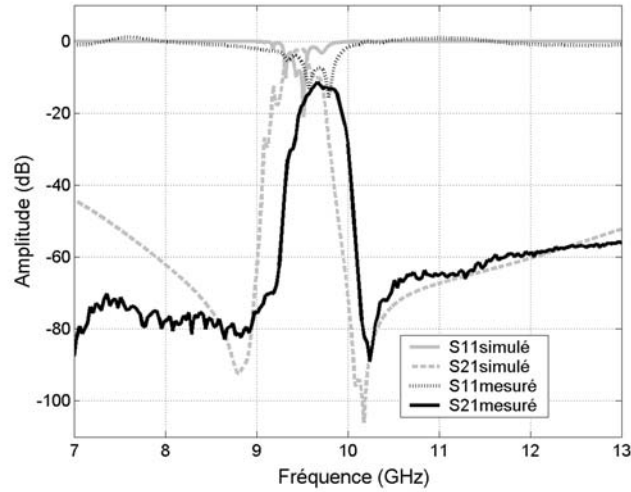


FIG. 4.18. Comparaison des résultats de simulation et de mesure pour la structure de Rétropropagation optimisée munie de transitions linéaires.

observées. Une simulation a aussi été faite en prenant des pertes diélectriques nulles pour le RO4003C<sup>®</sup>. Dans ce cas, une amplitude de -1 dB est obtenue en transmission.

Par rapport à la différence observée pour l'amplitude de la transmission simulée et mesurée, elle est due à :

1. La simulation où les différentes dimensions physiques sont très précises comparativement avec la précision de fabrication de la structure.
2. La précision de positionnement des RAFs dans le guide d'ondes cylindrique.

Ce phénomène de propagation d'énergie dans un guide d'ondes utilisé sous sa fréquence de coupure et chargé périodiquement par des RAFs, peut être expliqué par le circuit équivalent du guide d'ondes donné dans la section 4.2. Si comme spécifiée dans [92], la perméabilité négative des RAFs est uniaxiale ( $\mu_{tr} < 0$ ),  $Z_i$  se comporte comme une inductance négative. Donc, en dessous de la fréquence de coupure du guide, le signe négatif de  $\mu_{tr}$  compense le signe négatif de  $Y$  dans l'équation (4.4). Dans ce cas, l'impédance d'ondes  $Z$  est un nombre réel positif et la propagation est possible. À une fréquence quelconque en dessous de la coupure, nous pouvons considérer l'inductance en série négative  $Z_i$  comme un condensateur. Ceci nous conduit à une ligne de transmission  $C-L$  et donc, l'analogie avec les lignes de transmission composites  $LC-CL$  introduites par Eleftheriades et Itoh [52, 56, 53].

Si une meilleure précision peut être obtenue dans le processus de fabrication du MRP, elle contribuera énormément dans la modélisation d'un nouveau type de filtres passe-bande en guide d'ondes sous coupure.

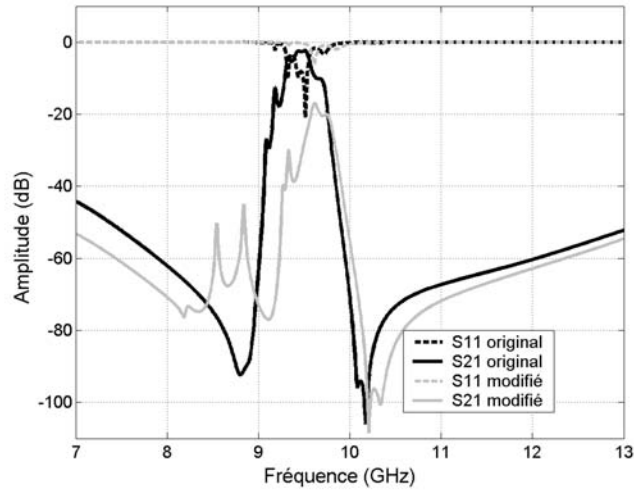


FIG. 4.19. Comparaison des résultats de simulation obtenus avec  $c = 0,25$  mm et  $g = 0,33$  mm par rapport à ceux obtenus avec  $c = 0,33$  mm et  $g = 0,33$  mm.

Suite aux écarts de résultats observés sur la figure 4.18, nous avons décidé de faire une étude paramétrique sur les dimensions des RAFs dans le guide cylindrique pour voir l'influence sur la transmission de la structure.

#### 4.4.3. Commentaires sur la précision de fabrication du MRP

Dans cette partie, nous changeons légèrement les dimensions des RAFs afin de voir leur influence sur la réponse de transmission du Milieu de RétroPropagation d'ondes. Cette étude n'est réalisée qu'en simulation et elle permet de montrer à quel point la précision de fabrication est importante pour cette structure.

Trois simulations sont faites sur la structure de référence illustrée par la figure 4.16 où les paramètres  $c$  (la largeur de piste) et  $g$  (taille des coupures) des RAFs, définis sur la figure 4.6, ont été changés.

Dans la première simulation, nous diminuons la valeur de  $c$  de 0,08 mm et nous gardons  $g$  inchangé, ce qui signifie que  $c = 0,25$  mm au lieu de 0,33 mm. Les résultats obtenus avec cette nouvelle valeur de  $c$  sont comparés aux résultats nominaux sur la figure 4.19.

Dans le deuxième cas, nous diminuons cette fois-ci la valeur de  $g$  de 0,08 mm et nous gardons celle de  $c$  inchangée, ce qui signifie que  $c = 0,33$  mm et  $g = 0,25$  mm. Les résultats obtenus avec cette nouvelle valeur de  $g$  sont comparés aux résultats nominaux sur la figure 4.20.

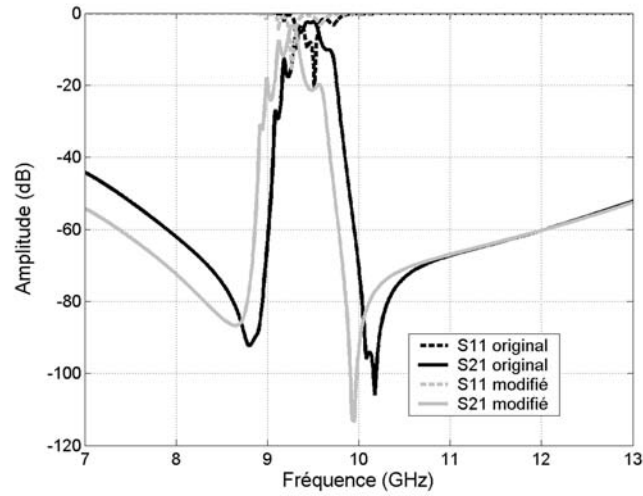


FIG. 4.20. Comparaison des résultats de simulation obtenus avec  $c = 0,33$  mm et  $g = 0,25$  mm par rapport à ceux obtenus avec  $c = 0,33$  mm et  $g = 0,33$  mm.

Dans le troisième cas, nous diminuons la valeur de  $c$  de 0,16 mm et nous augmentons  $g$  de 0,08 mm. Les nouvelles valeurs de  $c$  et  $g$  sont respectivement 0,17 mm et 0,41 mm. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.21.

Nous pouvons observer, sur les figures 4.19 et 4.20, que lorsque la largeur de la piste des anneaux ( $c$ ) est diminuée, la réponse de transmission se décale vers des fréquences hautes et présente plus de pertes d'insertion. Par contre, une diminution de la taille des coupures ( $g$ ) a tendance à décaler la réponse de transmission vers des fréquences basses et à limiter les pertes d'insertion dans la structure (de l'ordre de 1 dB).

Par ailleurs, les résultats de la troisième simulation (figure 4.21) où  $c = 0,17$  mm et  $g = 0,41$  mm, montre qu'une diminution de  $c$  peut compenser une augmentation de  $g$  dans la réponse en transmission.

#### 4.5. RAFs associés à une ligne microruban $50 \Omega$

Dans cette section, nous associons les RAFs à une ligne microruban  $50 \Omega$  ; ceci dans le but d'éviter l'utilisation de guide d'ondes et de miniaturiser la structure coupe-bande. La largeur de la ligne est calculée sous LineCalc fourni avec le logiciel ADS [107] pour un fonctionnement à 9,5 GHz et est de 1,858 mm. Cette étude est utilisée pour faire l'analogie avec les RAFs résonant au dessus de la fréquence de coupure du guide de la section 4.3 vu qu'ici ils sont associés à une ligne de transmission et donc, une structure de guidage sans fréquence de coupure.

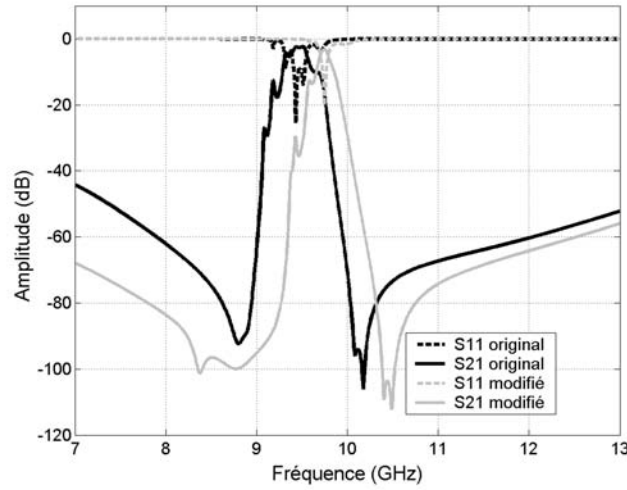


FIG. 4.21. Comparaison des résultats de simulation obtenus avec  $c = 0,17$  mm et  $g = 0,41$  mm par rapport à ceux obtenus avec  $c = 0,33$  mm et  $g = 0,33$  mm.

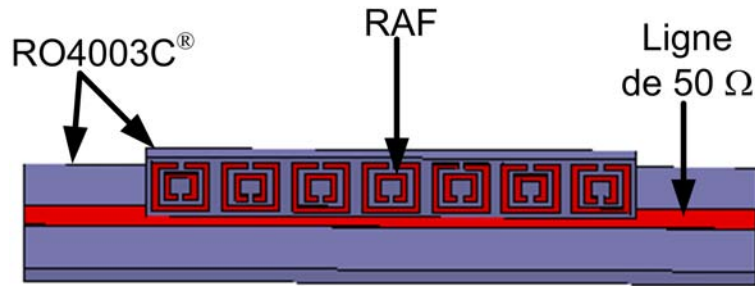


FIG. 4.22. RAFs associés à une ligne microruban de 50  $\Omega$ .

Le champ magnétique du mode fondamental, de la ligne microruban forme une boucle autour du ruban conducteur. De ce fait, les RAFs doivent être perpendiculaires au ruban et parallèles à l'axe de propagation afin d'assurer un bon couplage magnétique (figure 4.22). Le diélectrique utilisé comme support de la ligne de transmission et des RAFs est le RO4003C<sup>®</sup> ( $\epsilon_r = 3,38$  et  $\tan\delta = 0,0058$ ). Les RAFs utilisés (au nombre de sept) permettent d'accentuer le phénomène attendu par rapport à l'étude faite dans la section 4.3, c'est-à-dire un phénomène de coupe-bande aux alentours de la fréquence de résonance du RAF.

Le support diélectrique de RAFs, de hauteur 3,63 mm (périodicité des RAFs), est fixé sur la ligne de transmission par de la colle. L'espace entre le ruban et les RAFs est de 0,315 mm. La simulation de la structure est faite sous *HFSS* et les amplitudes normalisées de  $S_{11}$  et de  $S_{21}$  sont données sur la figure 4.23.

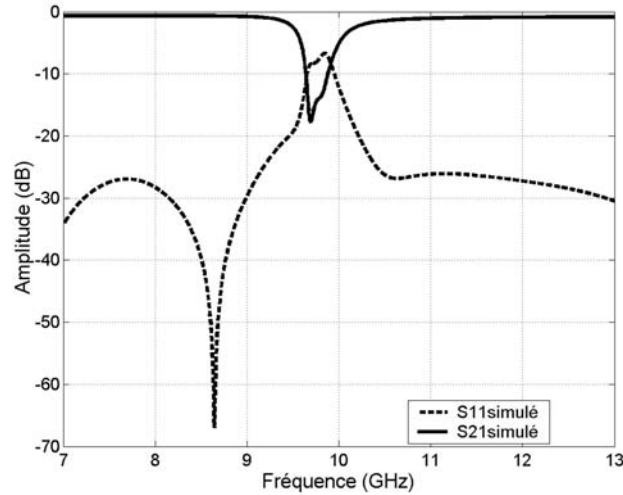


FIG. 4.23. Résultats de simulation pour les RAFs associés à une ligne microruban de  $50 \Omega$ .

La figure 4.23 montre un comportement coupe-bande, d'amplitude 17,5 dB, autour de 9,74 GHz avec une largeur de bande 0,6 GHz. Le niveau de l'amplitude de  $S_{11}$  est assez faible (-7 dB) par rapport à la valeur très proche de 0 dB constatée dans le guide d'ondes en bande X (figure 4.10). Ceci est dû à la dissipation de l'énergie accumulée sur les RAFs en espace libre.

Les mesures faites sur le prototype fabriqué montrent une bonne concordance avec les résultats de simulation (figure 4.24). Le niveau de l'amplitude de  $S_{11}$  mesuré est le même qu'en simulation (-7 dB) et celui de  $S_{21}$  est de -30 dB à 9,68 GHz.

Cette étude avec la ligne de transmission fait l'analogie avec l'étude faite dans un guide d'ondes au dessus de sa fréquence de coupure. Nous retrouvons le même phénomène de coupe-bande dans les deux cas.

#### 4.6. Utilisation de résonateurs microrubans

Cette partie est consacrée à une structure de filtrage passe-bande constituée de RAFs et de résonateurs microrubans. Comme précédemment, nous utilisons le même principe que celui décrit dans la section 4.4. En effet, nous exploitons les propriétés résonantes des RAFs en dehors de la fréquence de résonance des résonateurs microrubans (l'onde est alors évanescence à partir des accès).

Dans un premier temps, nous présenterons les caractéristiques de la structure passe-bande composée de résonateurs microrubans. Ensuite, nous associerons les RAFs aux résonateurs microrubans et nous commenterons les résultats de simulation et de mesure obtenus. Ce travail a fait l'objet d'une communication [108].

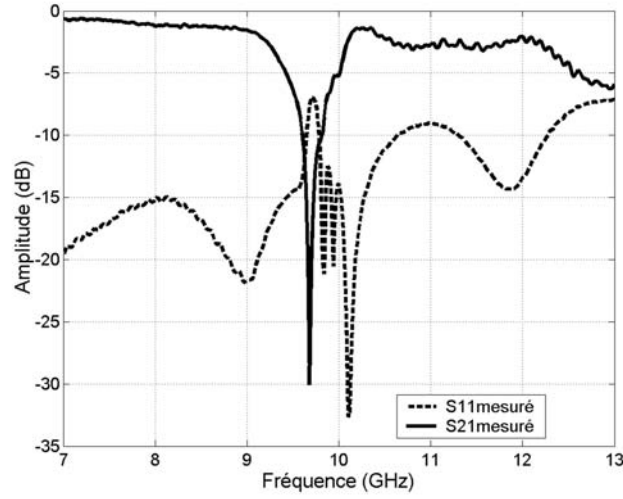


FIG. 4.24. Résultats de mesure pour les RAFs associés à une ligne microruban de  $50 \Omega$ .

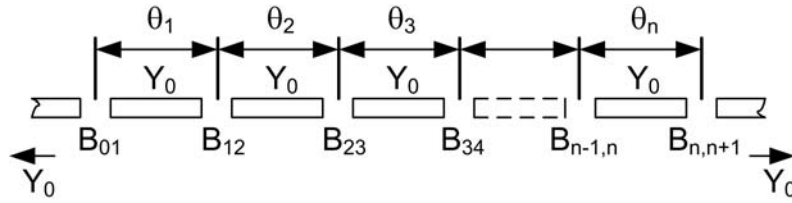


FIG. 4.25. Résonateurs microrubans couplés de façon capacitive par des gaps.

#### 4.6.1. Structure de résonateurs microrubans

La structure que nous présentons dans cette partie est un filtre à base de résonateurs microrubans qui sont couplés de façon capacitive par des gaps (figure 4.25). Ces résonateurs ont approximativement une longueur  $\lambda/2$  à la fréquence centrale  $f_0$ .

Si les gaps capacitifs fonctionnent comme des condensateurs purement en série, à ce moment là, la susceptance des couplages capacitifs est donnée par les relations suivantes [101] :

$$\frac{J_{01}}{Y_0} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{w}{g_0 g_1 \omega'_1}} \quad (4.5)$$

$$\frac{J_{j,j+1}}{Y_0} = \frac{\pi w}{2 \omega'_1 \sqrt{g_j g_{j+1}}} \quad (4.6)$$

$$\frac{J_{n,n+1}}{Y_0} = \sqrt{\frac{\pi w}{2 g_n g_{n+1} \omega'_1}} \quad (4.7)$$



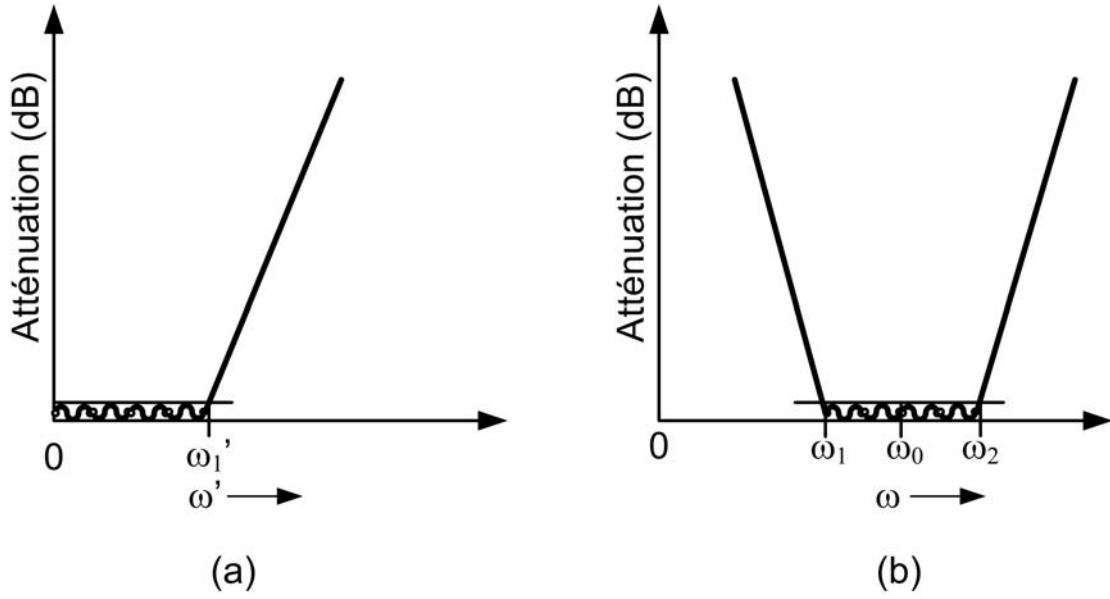


FIG. 4.26. (a) Réponse du prototype passe-bas. (b) Réponse du filtre passe-bande correspondant.

$$\frac{B_{j,j+1}}{Y_0} = \frac{\frac{J_{j,j+1}}{Y_0}}{1 - \left(\frac{J_{j,j+1}}{Y_0}\right)^2} \quad (4.8)$$

où :

$g_0, g_1, \dots, g_n$  sont les paramètres (qui peuvent être inductifs et capacitifs) du prototype passe-bas,

$\omega'$  est la fréquence angulaire de coupure à -3 dB du prototype passe-bas, et

$w$  est la bande passante fractionnelle définie par  $w = 2 \left( \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2 + \omega_1} \right)$  où  $\omega_1$  et  $\omega_2$  sont respectivement la fréquence angulaire de coupure à -3 dB du prototype passe-haut et passe-bas dans le filtre passe-bande (figure 4.26-b).

$J_{j,j+1}$  sont des paramètres d'admittance et  $Y_0$  est l'impédance caractéristique de la ligne.

La distance électrique des discontinuités (gaps) capacitives est donnée par la relation :

$$\theta_j = \pi - \frac{1}{2} \left[ \tan^{-1} \left( \frac{2B_{j-1,j}}{Y_0} \right) + \tan^{-1} \left( \frac{2B_{j,j+1}}{Y_0} \right) \right] \text{ radians} \quad (4.9)$$

où  $B_{j,j+1}$  et  $\theta_j$  sont évalués à  $\omega_0$ .

Cependant dans certaines situations expérimentales, les gaps capacitifs entre les résonateurs microrubans sont tellement grands qu'ils ne peuvent plus être traités comme de simples condensateurs en série. Dans ce cas, le circuit équivalent comprend un condensateur en série et des condensateurs en parallèle (figure 4.27).

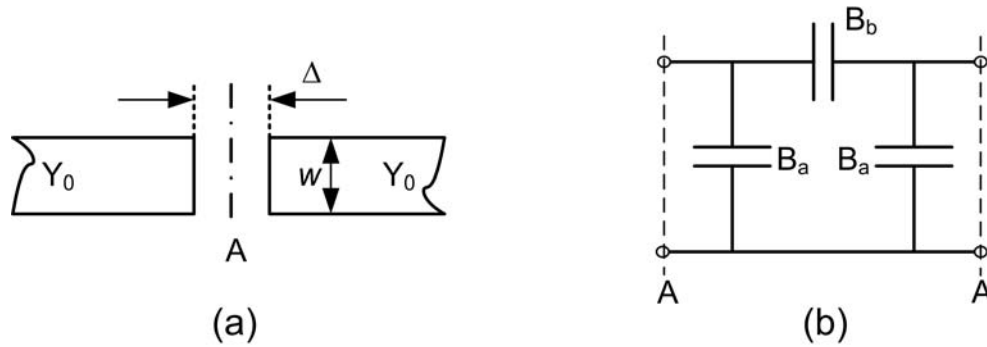


FIG. 4.27. Circuit équivalent des résonateurs microrubans couplés de façon capacitive par des gaps.

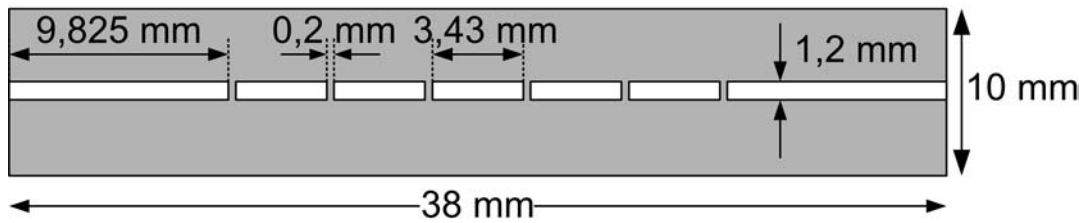


FIG. 4.28. Vue de dessus du filtre passe-bande non optimisé.

La valeur des condensateurs est donnée de façon approximative par les relations suivantes :

$$\frac{B_a}{Y_c} = -\frac{2b}{\lambda} \ln \left[ \cosh \left( \frac{\pi \Delta}{b} \right) \right] \quad (4.10)$$

$$\frac{B_b}{Y_c} = \frac{b}{\lambda} \ln \left[ \coth \left( \frac{\pi \Delta}{2b} \right) \right] \quad (4.11)$$

Ces deux relations sont très précises pour  $w/b = 1,2$ .

Dans notre cas, nous n'avons pas besoin de modéliser un filtre passe-bande qui fonctionne correctement avec un minimum de pertes. Tout ce que nous voulons ici, c'est que le phénomène passe-bande ait lieu à une fréquence largement supérieure à la résonance des RAFs, en d'autres termes, à une fréquence au dessus de 9,5 GHz. Ainsi, nous utilisons le filtre dans la bande atténuée située en dessous de la première résonance du filtre.

Des valeurs pour la largeur et la longueur des résonateurs microrubans sont prises afin d'avoir un comportement passe-bande vers 30 GHz. Les résonateurs sont au nombre de cinq et ont chacun une longueur de 3,43 mm et une largeur de 1,2 mm. Les lignes d'entrée et de sortie ont la même largeur et une longueur de 9,825 mm. La largeur des gaps est de 0,2 mm. La longueur totale du circuit est de 38 mm comme illustrée sur la figure 4.28.

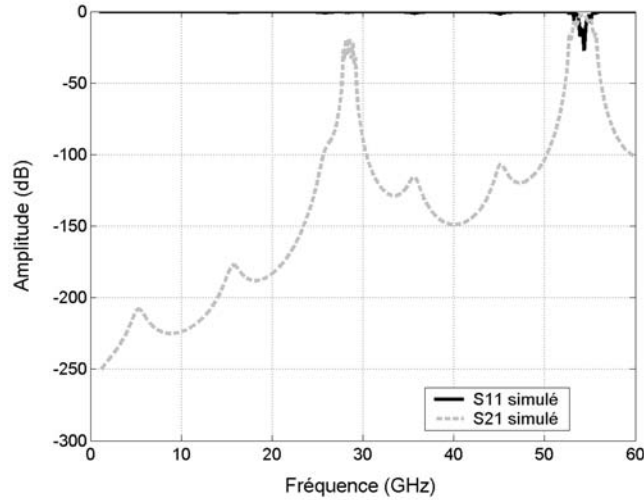


FIG. 4.29. Réponses en réflexion et en transmission du filtre passe-bande non optimisé.

La simulation de ce filtre est faite sous le logiciel *ADS* d'Agilent [107], suffisante dans ce cas. Le support diélectrique utilisé pour ce filtre est le RO4003C<sup>®</sup>. Les réponses  $S_{11}$  et  $S_{21}$  obtenues de la simulation sont présentées sur la figure 4.29.

Le filtrage passe-bande est observé autour de la fréquence centrale de 28,5 GHz avec une bande-passante d'environ 1,3 GHz. Comme nous le constatons sur la courbe de transmission, la structure montre de fortes pertes d'insertion. Ceci ne constitue en aucun cas un problème pour la suite. En fait, la bande de fréquences qui nous intéresse ici se trouve en dessous de cette passe-bande, là où le signal n'est pas transmis.

Dans la prochaine partie, nous associons des RAFs à cette structure de filtrage passe-bande.

#### 4.6.2. RAFs associés aux résonateurs microrubans

La structure que nous présentons est faite d'un assemblage de résonateurs microrubans, de Résonateurs en Anneau Fendu et d'un blindage électrique (figure 4.30). Les résonateurs microrubans servent à réaliser le filtre passe-bande modélisé dans la section précédente et dont la fréquence centrale est de 28,5 GHz avec une bande passante de 1,3 GHz (figure 4.29). Donc, nous pouvons affirmer qu'en dessous de 25 GHz, nous sommes dans une partie non propagative qui est très utile comme nous l'avons vu dans la section 4.4 pour la mise en oeuvre d'un Milieu de RétroPropagation d'ondes.

Les lignes d'entrée et de sortie du filtre passe-bande permettent aussi l'alimentation des RAFs. En effet, les RAFs produisent un effet de résonance essentiellement lorsqu'un champ magnétique pénètre à travers les anneaux. Ainsi, une force électromotrice est générée autour des anneaux donnant naissance à la création d'un courant circulant sur ceux-ci. Ce courant dis-

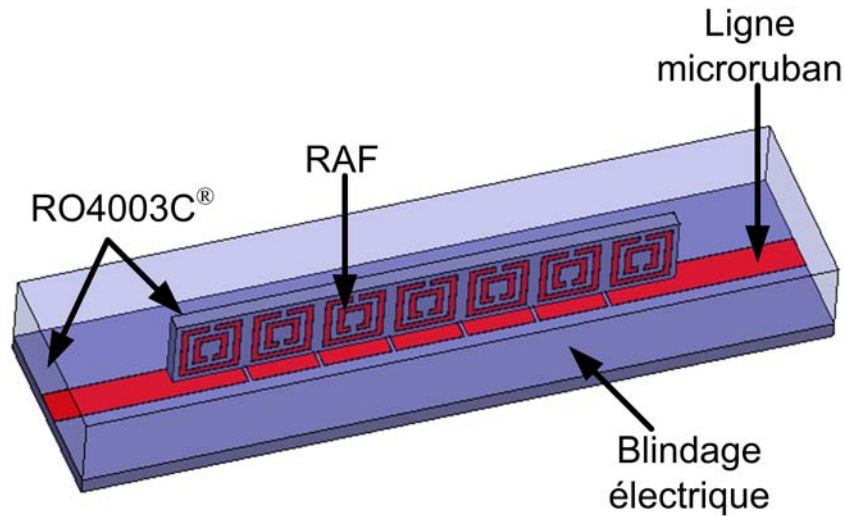


FIG. 4.30. RAFs associés aux résonateurs microrubans.

paraît dans la coupure des anneaux et des charges de signe opposé s'accumulent aux extrémités de chaque anneau (section 4.3). Dans notre cas, le champ magnétique du mode fondamental, provenant des résonateurs microrubans forme une boucle autour des rubans. Donc, les RAFs doivent être placés selon l'axe de propagation, perpendiculairement aux rubans conducteurs pour assurer un bon couplage magnétique (figure 4.30).

Le type de substrat utilisé pour les RAFs est le même que pour le filtre passe-bande de la figure 4.28, c'est-à-dire le RO4003C® ayant une permittivité relative de 3,38, des pertes tangentielles de 0,0027, une épaisseur de 0,81 mm et une couche de cuivre sur chaque face de  $35 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Les différentes dimensions des RAFs sont données sur la figure 4.6 et la périodicité des éléments est de 3,63 mm. Le substrat sur lequel sont gravés les RAFs a une épaisseur de 0,81 mm, une hauteur de 3,63 mm et une longueur de 25,41 mm. Le substrat sur lequel se trouvent les lignes a une longueur de 38 mm et une largeur de 10 mm.

Le substrat des RAFs est fixé perpendiculairement sur les résonateurs microrubans par de la colle. Les RAFs se trouvent à une hauteur de 0,15 mm au dessus des lignes afin d'avoir le plus de couplage magnétique possible. Les ouvertures des RAFs sont placées parallèlement aux résonateurs (figure 4.30) car d'après nos simulations, c'est la configuration qui donne le meilleur résultat. Le guide en forme de blindage a une section transversale de  $4,475 \times 10 \text{ mm}^2$ . Ce blindage permet de diminuer les pertes d'insertion de la structure en créant un effet capacitif. Comme les dimensions des RAFs ont été calculées pour avoir une résonance en bande X [8,2 GHz ; 12,4 GHz], la fréquence centrale du comportement passe-bande est assez élevée pour que le phénomène physique attendu puisse se produire.

La structure est simulée en utilisant le code *HFSS* et la matrice *S* est extraite pour une

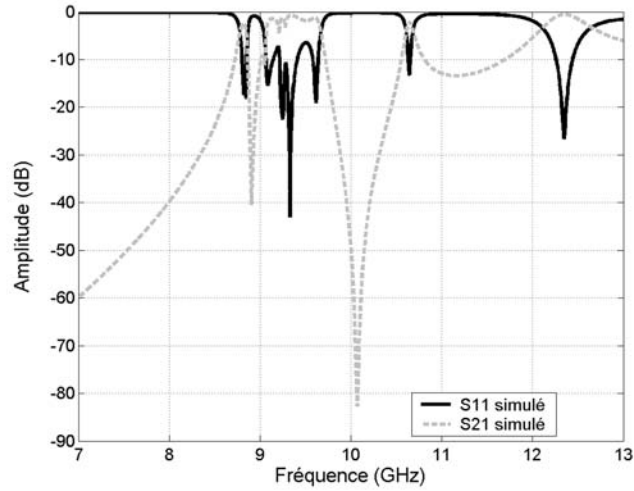


FIG. 4.31. Réponses simulées en réflexion et en transmission de la structure faite de RAFs et de résonateurs microrubans.

bande de fréquences allant de 7 GHz à 13 GHz. Les amplitudes normalisées de  $S_{11}$  et de  $S_{21}$  sont données sur la figure 4.31.

Les résultats de simulation montrent un comportement passe-bande centré autour de 9,2 GHz au lieu de 28,5 GHz avec une bande passante de 0,8 GHz. De faibles pertes d'insertion de 0,85 dB au lieu de 20 dB sont aussi notées.

Les différents éléments du prototype sont réalisés par gravure mécanique à l'aide de la machine LPKF et les mesures ont été faites sur l'analyseur de réseau vectoriel HP 8720C allant de 50 MHz à 20 GHz. Les différents paramètres  $S$  mesurés sont donnés sur la figure 4.32.

La matrice  $S$  mesurée montre un comportement passe-bande centré autour de 9,8 GHz avec une bande passante d'environ 1 GHz. Le décalage en fréquence est expliqué par le manque de précision dans la réalisation des résonateurs. Nous pouvons aussi noter que les pertes d'insertion sont de l'ordre de 3 dB au lieu de 0,85 dB obtenu en simulation. Ceci est en partie dû à l'usage de la colle qui rajoute une certaine épaisseur, rehaussant les RAFs par rapport aux résonateurs microrubans, diminuant le couplage et augmentant les pertes d'insertion.

L'étude met en évidence les propriétés d'une nouvelle structure rétropropagative, constituée de résonateurs microrubans, de Résonateurs en Anneau Fendu et d'un blindage électrique. L'association des RAFs avec les résonateurs microrubans couplés capacitivement a permis de valider le comportement passe-bande de ce métamatériau. Cette étude nous montre aussi le gros avantage de cette structure qui réside dans ses petites dimensions. En effet, une réponse passe-bande centrée à 9,8 GHz est obtenue même si nous travaillons avec des dimensions de

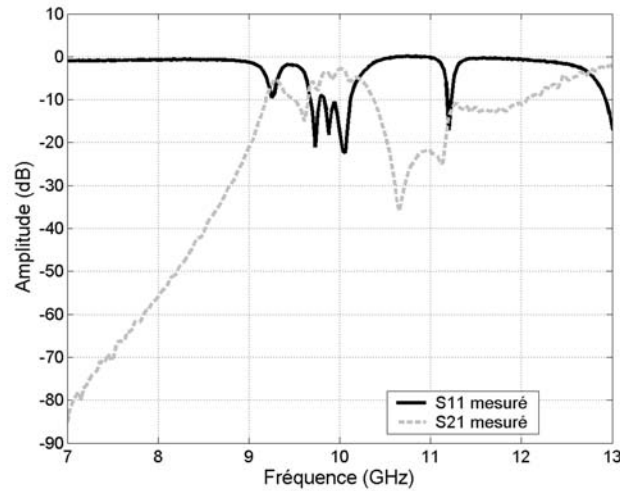


FIG. 4.32. Réponses expérimentales en réflexion et en transmission de la structure faite de RAFs et de résonateurs microrubans.

résonateurs calculées pour une réponse à 28,5 GHz (gain de 3 en dimension). La mise en oeuvre de ces structures nécessite une grande précision afin d'obtenir une réponse proche de la simulation. La bande de fréquences peut être modifiée en agissant sur les dimensions des différents éléments.

#### 4.7. Conclusion

Ce quatrième chapitre a été consacré à l'étude des Résonateurs en Anneau Fendu dans des structures guidantes. En premier lieu, une analyse a été faite en utilisant des guides d'ondes et nous avons ensuite utilisé des lignes microrubans afin de voir dans quelle mesure on pouvait espérer une réduction de taille des structures étudiées.

Concernant l'analyse faite en guide d'ondes, deux cas ont été étudiés. Dans le premier cas, le guide d'ondes (en bande X) est utilisé au dessus de sa fréquence de coupure. Quatre différentes configurations du RAF par rapport aux champs électriques et magnétiques à l'intérieur du guide ont été considérées. Trois des quatre configurations ont une influence sur la transmission d'énergie du guide. Cette influence se traduit par un phénomène de filtrage coupe-bande dans le voisinage de la fréquence de résonance du RAF, se situant au dessus de la fréquence de coupure du guide. Cette résonance est due à un couplage soit de type électrique, soit de type magnétique ou une combinaison des deux. Ce type de milieu est dit Milieu à Perméabilité Uniaxiale Négative « MPUN ».

Le champ magnétique agit principalement sur les anneaux du RAF quand il est appliqué parallèlement à l'axe du RAF en générant des courants. Ces courants circulent sur les anneaux

et créent un champ électrique intense dans les coupures. Le champ électrique du guide d'ondes, quant à lui, excite le mode des coupures quand il est appliqué de telle sorte qu'il ne respecte pas la symétrie du RAF.

La deuxième analyse des RAFs en guide d'ondes a été faite en dessous de la fréquence de coupure du guide afin de mettre en évidence l'existence d'un Milieu de RétroPropagation d'ondes « MRP ». En fait, le guide utilisé en dessous de sa fréquence est très utile pour sa partie évanescente. Lorsque nous associons la perméabilité négative obtenue à partir des RAFs dans cette zone évanescente, la transmission d'énergie devient possible. Cependant, la transmission obtenue avec la structure de base est très faible. Pour pallier ce problème, nous avons eu recours à une transition linéaire entre les guides d'alimentation qui fonctionnent en bande X et le guide utilisé sous sa fréquence de coupure. Cette transition permet de mieux adapter la structure et donc, d'augmenter énormément la transmission en diminuant les pertes d'insertion dues à la réflexion au niveau de la jonction entre les guides de section différente.

Une transmission unité n'est pas facile à obtenir que ce soit en simulation ou dans les manipulations sur le prototype fabriqué. Ceci est dû aux pertes ohmiques des RAFs et aux pertes diélectriques du support diélectrique RO4003C<sup>®</sup> qui jouent un grand rôle pour les pertes d'insertion observées.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons associé, dans un premier temps, les RAFs à une ligne de transmission microruban  $50 \Omega$ . Cette étude a permis de faire l'analogie avec le phénomène coupe-bande observé lorsque les RAFs sont placés dans un guide propagatif.

Ensuite, les RAFs ont été associés à des résonateurs microrubans. La similitude avec la première partie est que nous exploitons les propriétés résonantes des RAFs dans une zone du filtre pour laquelle l'onde est évanescente.

La structure des résonateurs microrubans utilisée est celle dont les résonateurs sont couplés par des gaps capacitifs permettant ainsi d'obtenir un filtrage passe-bande. La zone la plus intéressante pour nous, était la bande atténuée se trouvant en dessous de la bande-passante, là où nous avons la résonance des RAFs. En associant les RAFs aux résonateurs microrubans et avec l'utilisation d'un blindage électrique, nous sommes arrivés à avoir une bonne transmission dans la zone évanescente des résonateurs microrubans. Cette étude montre qu'il est possible d'abaisser la fréquence centrale d'un filtre passe-bande en l'associant aux RAFs.

Les travaux effectués dans ce chapitre ont mis en évidence l'utilisation des RAFs dans des structures guidantes. Ils montrent l'intérêt de ces RAFs qui réside dans ses petites dimensions qui sont très faibles par rapport à la longueur d'onde. Les RAFs permettent de miniaturiser la taille des structures.

---

Cependant, si nous comparons les résultats acquis du point de vue du filtrage, on voit que de nombreux travaux sont encore nécessaires pour aboutir à des performances comparables à ce que l'on connaît plus classiquement que ce soit pour les filtres en guides d'ondes, en onde propagée et évanescente, voire en technologie planaire.

Dans le prochain et dernier chapitre, qui constitue la deuxième partie de cette thèse, nous étudierons l'effet de plans de masse démétallisés par des RAFs complémentaires.





## 5. Résonateurs en Anneau Fendu Complémentaire « *RAFC* » appliqués aux lignes microrubans

### 5.1. Introduction

Dans ce dernier chapitre, nous étudierons une autre structure résonante qui est le Résonateur en Anneau Fendu Complémentaire « *RAFC* » (Slot Split Ring Resonator « *SSRR* », en anglais). Le *RAFC* n'est autre que le complémentaire du *RAF* déjà étudié précédemment. Ainsi, le *RAFC* comprend deux fentes en forme d'anneaux interrompus concentriques faites dans un plan conducteur, constituant ainsi le plan de masse (démétallisé) des structures planaires.

Le *RAFC* a aussi des dimensions très faibles par rapport à la longueur d'onde comme le *RAF*, mais il doit être excité différemment pour qu'il résonne.

Ces dernières années, l'utilisation de lignes microrubans à plans de masse démétallisés a permis de réduire la taille des circuits de manière significative. Nous orienterons donc l'étude sur des structures planaires et, plus précisément sur des lignes microrubans d'impédance caractéristique  $50 \Omega$ , ayant leur plan de masse démétallisé par des fentes de type *RAFC*. Nous présenterons donc une nouvelle approche pour la modélisation de métamatériaux planaires basée sur le principe de Babinet, généralisé ensuite par Booker.

Plusieurs applications pratiques, telles que des filtres et un coupleur, utilisant ces *RAFCs* seront proposées à la suite d'études théoriques et numériques.

### 5.2. Résonateur en Anneau Fendu Complémentaire « *RAFC* »

Le Résonateur en Anneau Fendu Complémentaire est un élément, de dimensions très inférieures à la longueur d'onde, dérivé du *RAF* introduit par Pendry. Le *RAF* a déjà été étudié et utilisé dans les chapitres précédents. Comme nous avons pu l'observer, les applications proposées étaient soit en deux dimensions (2-D) ou en trois dimensions (3-D).

Le *RAF*, quand il est illuminé par une onde plane avec une polarisation appropriée, est capable de créer une bande interdite de propagation aux alentours de sa fréquence de résonance sur le signal transmis. Cette polarisation appropriée est telle que le champ magnétique  $H$  doit être perpendiculaire au plan du *RAF*, c'est-à-dire que le champ  $H$  doit pénétrer à travers le

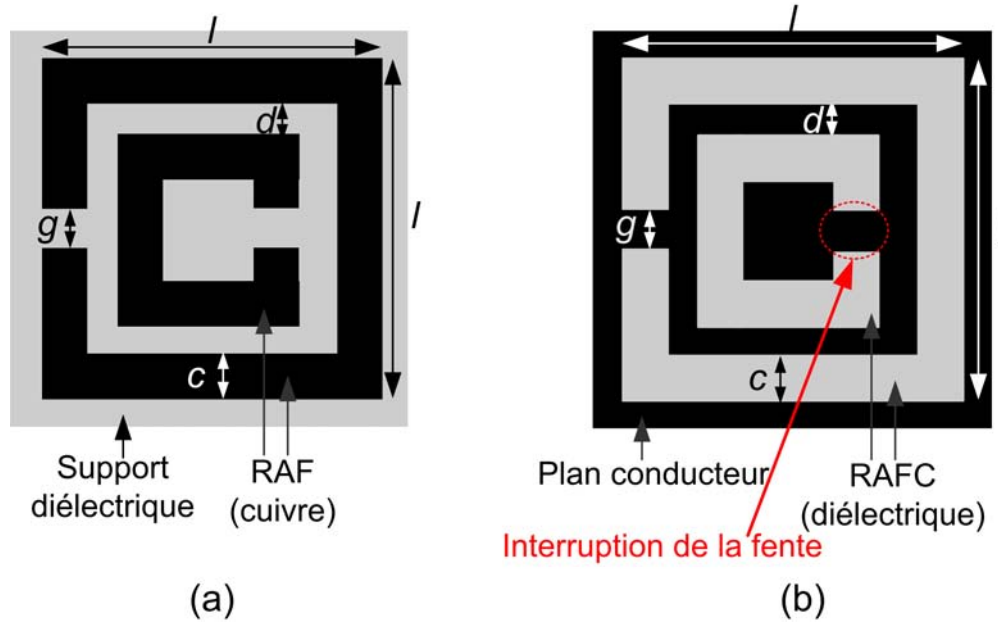


FIG. 5.1. Géométrie du RAF et du RAFC avec  $l = 3$  mm et  $c = g = d = 0,33$  mm.

RAF. Le phénomène coupe-bande observé sur le signal transmis est expliqué par la résonance de l'élément. Il est à noter que le caractère coupe-bande de la structure n'est pas du à la diffraction de type Bragg (périodicité des éléments), mais due aux propriétés propres du RAF. Donc, par rapport à la nature du RAF, si l'on veut modéliser des structures planaires basées sur l'utilisation des lignes microrubans et, des RAFs comme plan de masse, nous ne pourrions pas les exciter correctement car le champ  $H$  fait une boucle autour du ruban dans le cas du mode fondamental. Pour ce type de structure planaire, nous avons mis au point un nouveau élément que nous appelons Résonateur en Anneau Fendu Complémentaire « RAFC » ou en anglais, Slot Split Ring Resonator « SSRR ».

Le RAFC est donc le complémentaire du RAF. Au lieu d'avoir deux anneaux interrompus concentriques en métal gravés sur un support diélectrique dans le cas du RAF, nous avons ici deux fentes en forme d'anneaux interrompus concentriques faites dans le plan conducteur (en cuivre dans notre cas) d'un substrat. La figure 5.1 montre la différence qui existe entre le RAF et le RAFC. En fait, toute la partie conductrice (les anneaux) et la partie diélectrique (les fentes) du RAF sont respectivement remplacées par des fentes et du cuivre dans le RAFC.

Pour comprendre le fonctionnement RAFC, il faut appliquer le principe de Babinet qui a été généralisé ensuite par Booker [109]. Le principe de Babinet est utilisé en optique dans l'étude des phénomènes de diffraction. Pour rappeler ce principe, nous considérons deux plans (figure 5.2) :

- plan A, dans lequel sont disposés les écrans

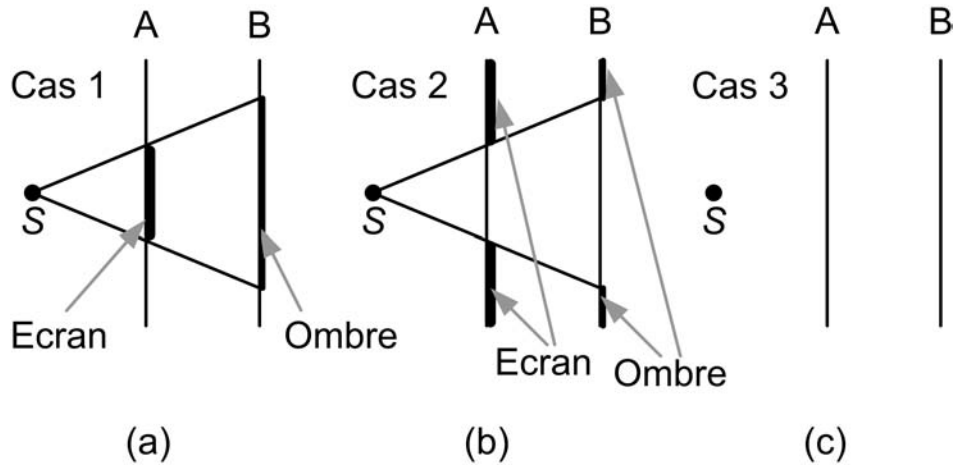


FIG. 5.2. Principe de Babinet appliqué à un écran absorbant et son complémentaire.

- plan  $B$  (plan d'observation du champ), situé à l'opposé de la source lumineuse  $S$  par rapport au plan  $A$ .

Le principe est basé sur trois cas d'études (figure 5.2). Dans le premier (figure 5.2-a), un écran absorbant est interposé en  $A$  de telle sorte que le champ sur le plan  $B$  est une fonction :  $F_e = f_1(x, y, z)$ . Dans le cas 2 (figure 5.2-b), un écran complémentaire du premier est interposé en  $A$  de sorte que le champ en  $B$  est :  $F'_e = f_2(x, y, z)$ . Ce principe précise aussi que si le champ en l'absence d'écran (figure 5.2-c) est :  $F_0 = f_0(x, y, z)$ ; alors nous avons :  $f_1(x, y, z) + f_2(x, y, z) = f_0(x, y, z)$ .

Pendant ce principe ne tient pas compte du caractère vectoriel du rayonnement électromagnétique. Il a donc été généralisé par Booker, qui a montré que si l'écran considéré est un conducteur électrique parfait, son écran complémentaire doit être un conducteur magnétique parfait. Il est aussi possible d'obtenir le même effet en utilisant deux conducteurs électriques parfaits (écrans de cuivre par exemple) et en permutant les champs électriques  $E$  et magnétiques  $H$  (figure 5.3).

Prenons, par exemple, le cas d'un écran métallique et son complémentaire qui est une fente, de même dimensions que l'écran, faite dans un plan métallique. Donc, supposons que la source  $S$  rayonne un champ  $E$  horizontal et l'écran métallique  $M$  donne un champ  $E_1$  dans le plan  $Q$  (cas 1 - figure 5.3-a). Pour appliquer le principe, il faut soit tourner la polarisation de la fente  $F$  de  $90^\circ$  pour remplacer les champs  $E$  par des champs  $H$  (cas 2a - figure 5.3-b) ou sinon, tourner la fente de  $90^\circ$  et conserver la même polarisation que pour l'écran (cas 2b - figure 5.3-c).

Partant de ces considérations et comme illustré sur la figure 5.4, Booker a également montré que le champ rayonné par la fente  $F$  (cas 2a - figure 5.3-b) était le même que celui rayonné par

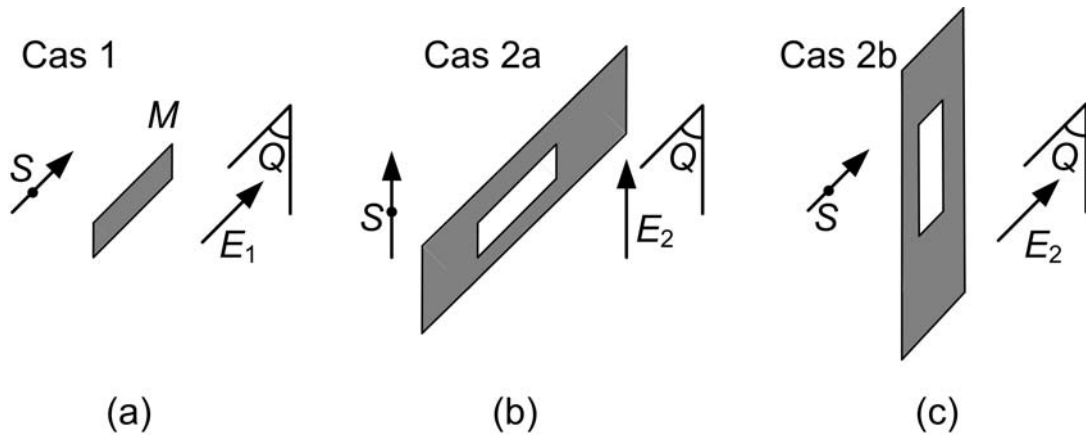


FIG. 5.3. Principe de Booker appliqué à un écran métallique et son complémentaire (une fente).

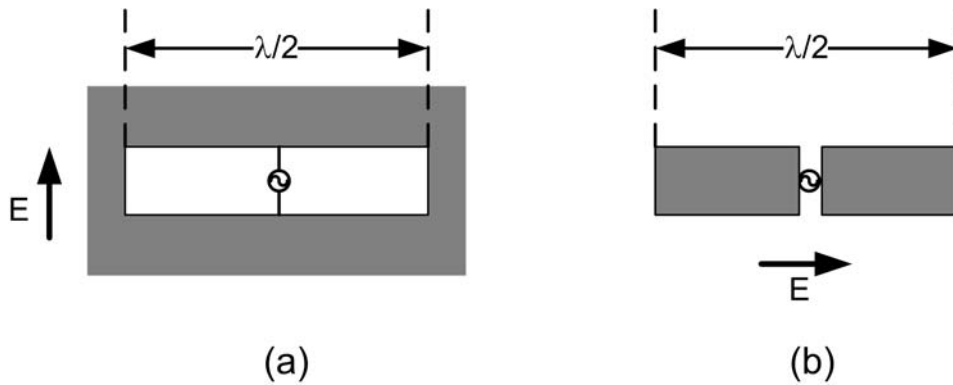


FIG. 5.4. Principe de Booker appliqué à un dipôle.

un dipôle mince (écran métallique, cas 1) ayant les mêmes dimensions que la fente, excité en son centre et polarisé perpendiculairement à celle de la fente. Ainsi les champs rayonnés par les deux dispositifs de polarisation perpendiculaires de la figure 5.4 sont égaux en amplitudes ; les champs étant permutés.

Donc, par rapport au RAF, le RAFC résonne quand un champ électrique est appliqué perpendiculairement à son plan (figure 5.5). Nous pouvons dire que cet élément est convenable pour des applications utilisant des lignes microrubans.

Un plan de masse démétallisé de type RAFC nous fait penser à des structures Bande Interdite Électromagnétique « BIE » [12, 13, 16]. Les avantages de ce RAFC résident dans ses petites dimensions de  $\lambda/10$  et son caractère très résonant. Les structures BIE ont été largement utilisées, mais leurs sélectivités en fréquence sont basées sur la périodicité des éléments (effet de Bragg) et leurs dimensions sont de l'ordre de  $\lambda/4$ . De plus, les structures BIE nécessitent

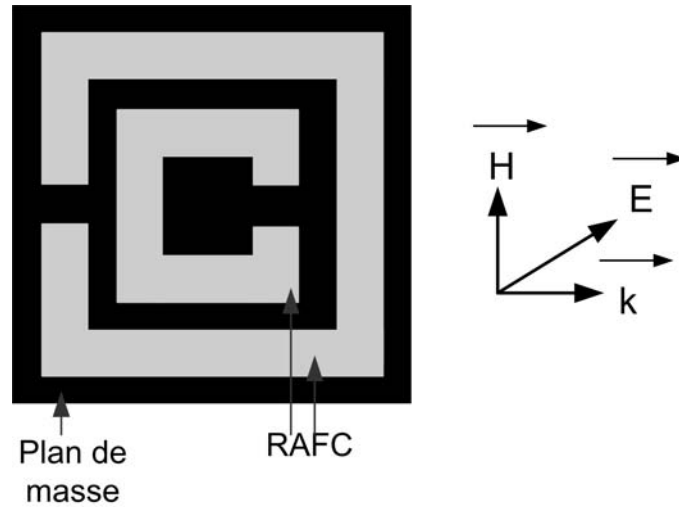


FIG. 5.5. Polarisation appropriée des champs électromagnétiques pour le bon fonctionnement du RAFC.

plusieurs périodes d'éléments afin de produire des réjections significatives et donc engendrent des structures encombrantes.

Les travaux que nous présenterons dans les prochaines sections sont tous basés sur l'utilisation d'un plan de masse démétallisé par des RAFCs et ont fait l'objet d'une publication [110] et de plusieurs communications [108, 111, 112, 113, 114, 115].

### 5.3. Filtrage coupe-bande

Cette partie est consacrée à la modélisation d'un filtre coupe-bande en démétallisant le plan de masse d'une ligne microruban  $50 \Omega$ . Tout d'abord, nous présentons une structure coupe-bande obtenue par un réseau de  $4 \times 4$  RAFCs (figure 5.6). Le substrat employé est le RO4003C<sup>®</sup> avec une couche de cuivre d'épaisseur  $35 \mu\text{m}$  sur chaque face. Sur une face, la couche de cuivre est convertie en un ruban conducteur par le procédé de fraisage mécanique à l'aide d'une machine LPKF. La largeur de la ligne standard est calculée sous LineCalc du logiciel ADS [107] pour un fonctionnement à 9,5 GHz et est de 1,858 mm. Sur l'autre face du substrat, nous procédons de la même façon avec la machine LPKF afin de fraiser dans la couche métallique, des fentes en forme d'anneaux interrompus (les RAFCs). Les différentes dimensions des RAFCs sont les mêmes que celles données sur la figure 5.1-b. Ces dimensions sont celles que nous avons utilisées pour les RAFs et dont la fréquence de résonnance correspondante est de 9,5 GHz. Or, il se trouve que si nous appliquons les mêmes dimensions aux RAFCs, et donc par dualité, la fréquence de résonnance ne change pratiquement pas. C'est la raison pour laquelle la largeur de la ligne microruban standard a été calculée pour une fréquence de 9,5 GHz.

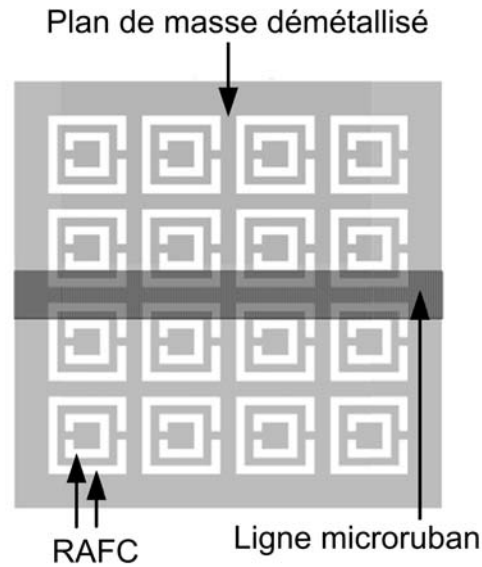
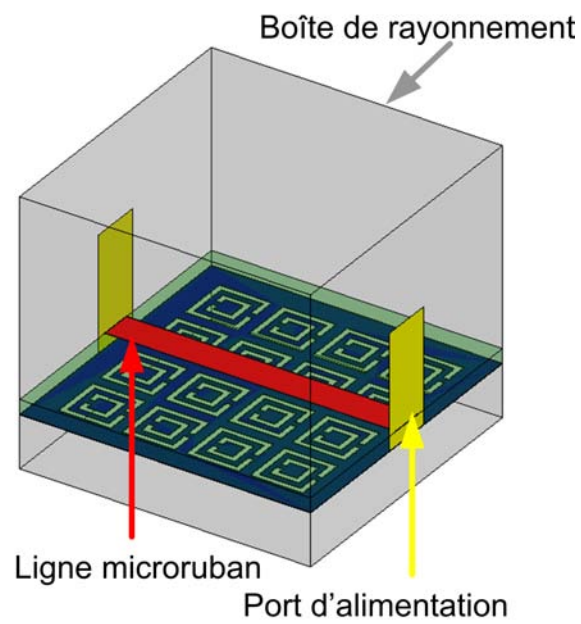
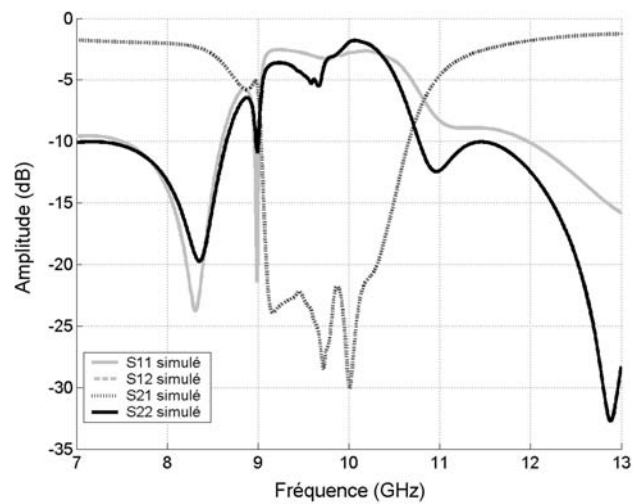


FIG. 5.6. Masque du filtre coupe-bande utilisant un réseau de  $4 \times 4$  RAFCs. La ligne d'alimentation microruban est en noir et le plan de masse démetallisé par les RAFCs (fentes blanches) est en gris.

Afin de calculer numériquement les réponses en réflexion et en transmission de cette structure avec le logiciel *HFSS*, la géométrie présentée sur la figure 5.7 est créée. Le substrat a une épaisseur de 0,81 mm et une surface de  $16,52 \times 16,52 \text{ mm}^2$ . La ligne de transmission a une largeur de 1,858 mm et une longueur de 16,52 mm. La périodicité du réseau de RAFCs est de 3,63 mm et ainsi, le réseau a pour superficie  $13,89 \times 13,89 \text{ mm}^2$ . Donc, une longueur de 1,315 mm est laissée de chaque côté de ce réseau sur le ruban pour les connecteurs SMA que nous utiliserons dans la partie expérimentale. Des ports d'alimentation sont placés à chaque bout de la ligne et une boîte de rayonnement est utilisée afin de simuler une structure ouverte qui rayonne dans l'espace libre.

La structure est simulée pour la bande de fréquences [7 GHz ; 13 GHz] et les résultats sont affichés sur la figure 5.8. Un comportement coupe-bande est obtenu dans la bande [9 GHz ; 10,96 GHz] autour de la fréquence de résonance des RAFCs. La réponse en transmission montre des pentes prononcées sur chaque côté des coupures et des pertes d'insertion de l'ordre de 2 dB en dehors de cette bande.

Le prototype de ce filtre est fabriqué par fraisage mécanique (figure 5.9) et des mesures sont faites sur l'analyseur de réseau vectoriel HP8720C. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 5.10. Les réponses mesurées montrent les résultats attendus, mais avec un décalage en fréquence. Les pertes en retour mesurées sont légèrement supérieures à celles obtenues en simulation, du fait de la discontinuité provoquée par les connecteurs SMA. La légère différence qui existe entre la réponse  $S_{11}$  et la réponse  $S_{22}$  est due au fait que la structure n'est pas symétrique concernant la position des interruptions des fentes des RAFCs.

FIG. 5.7. Géométrie en 3-D de la structure coupe-bande pour la simulation sous *HFSS*.FIG. 5.8. Amplitude des paramètres  $S$  obtenus en simulation pour la structure de la figure 5.6 ( $4 \times 4$  RAFCs).



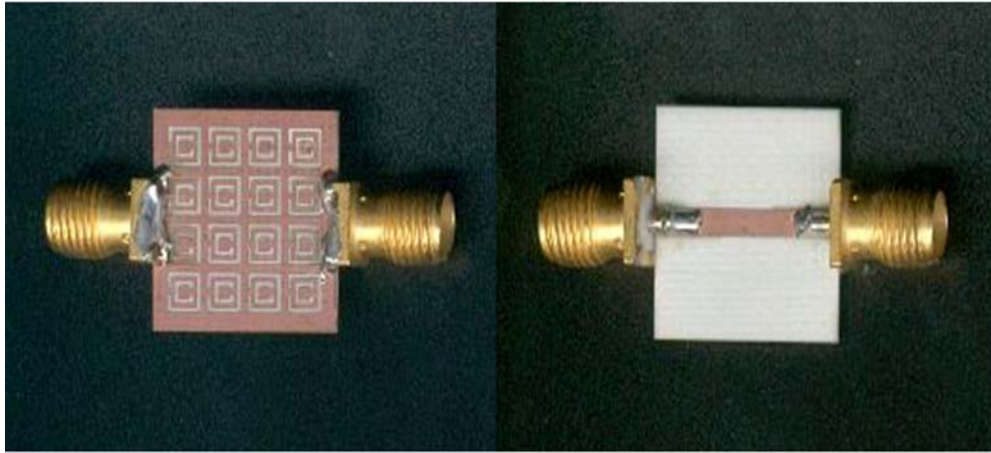


FIG. 5.9. Face du dessus et du dessous du prototype fabriqué.

Le décalage en fréquence des paramètres  $S$  est dû à la précision du fraisage mécanique. Afin de vérifier cette affirmation, des mesures précises sont faites sur le prototype fabriqué de sorte que nous faisons une nouvelle simulation avec les bonnes dimensions. Ainsi, les dimensions mesurées sont  $l = 2,8$  mm et  $c = g = d = 0,3$  mm. Les résultats de simulation de la structure faite avec cette nouvelle série de valeurs sont comparés aux résultats expérimentaux du prototype réalisé et sont donnés sur la figure 5.11.

Les résultats de simulation de la figure 5.11 montrent des paramètres  $S$  qui coïncident beaucoup plus avec ceux mesurés.

Pour expliquer l'effet coupe-bande en transmission, une étude de la cartographie des champs et du courant est faite dans le cas d'un seul RAFC placé sous le ruban. La cartographie des champs  $E$  et  $H$  pour le couplage électromagnétique créé entre le ruban et le RAFC est présentée sur la figure 5.12. Le diagramme du courant surfacique sur le ruban et le plan de masse démétallisé est présenté sur la figure 5.13.

La configuration du champ  $E$  présentée sur la figure 5.12-a montre un fort couplage capacitif entre le ruban et la partie métallique entre les fentes des RAFCs. Ce couplage crée un courant circulant autour des fentes. Ce courant est combiné au courant généré par le couplage magnétique et est maximal au niveau de l'interruption de la fente extérieure du RAFC comme nous le montre la figure 5.13. Un couplage magnétique est aussi créé entre les deux fentes du RAFC, entre le ruban et la partie horizontale de la fente, et aussi au niveau de l'interruption de la fente extérieure du RAFC (figure 5.12-b). Nous observons que l'intensité est plus forte au niveau de cette interruption par rapport aux autres endroits. Mais, le couplage magnétique reste faible par rapport au couplage électrique. Donc, nous pouvons conclure que le couplage entre le ruban et ce type de structure est majoritairement électrique et par conséquent capacitif.

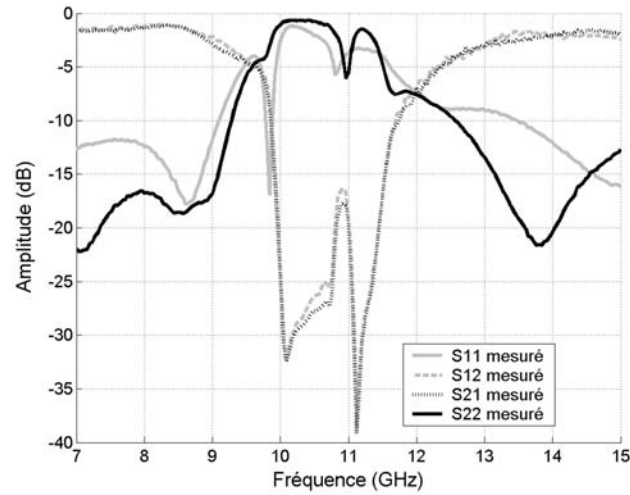


FIG. 5.10. Amplitude des paramètres  $S$  mesurés pour la structure faite d'un réseau de  $4 \times 4$  RAFCs.

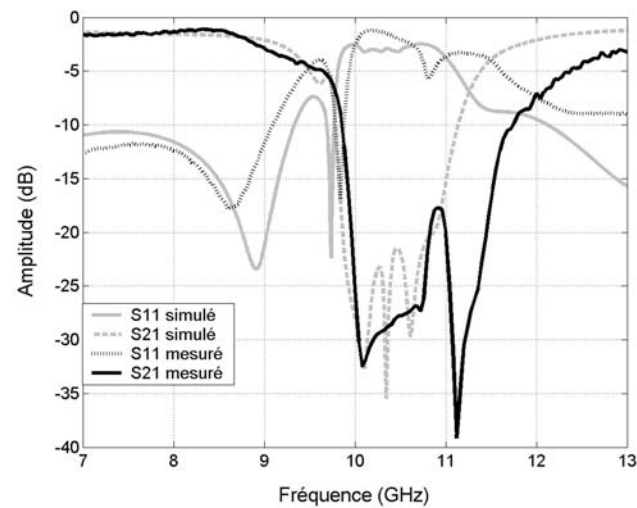


FIG. 5.11. Amplitude des paramètres  $S$  mesurés pour la structure faite d'un réseau de  $4 \times 4$  RAFCs avec  $l = 2,8$  mm et  $c = g = d = 0,3$  mm.

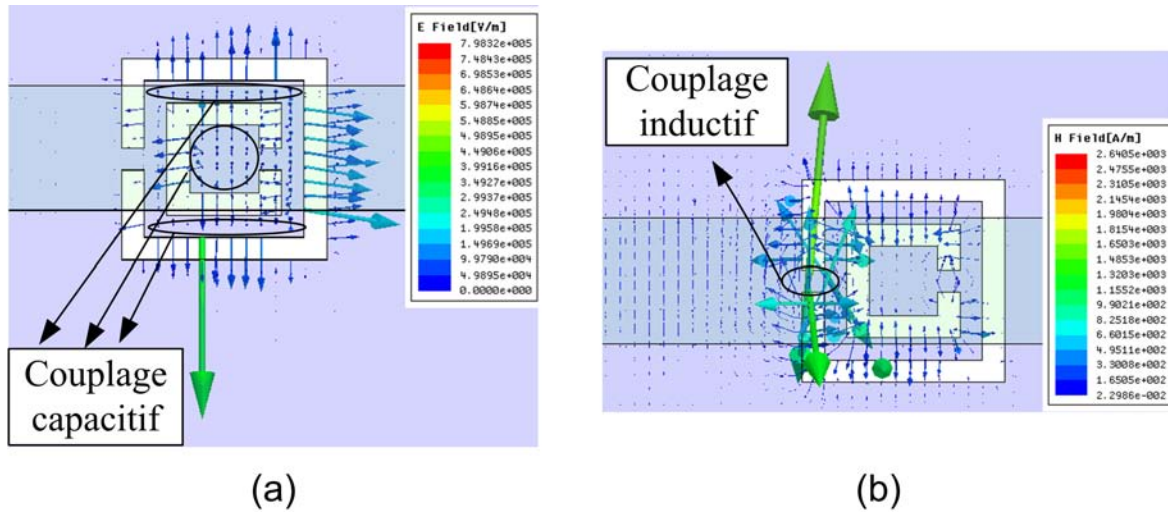


FIG. 5.12. Cartographie des champs. (a) Champ  $E$ . (b) Champ  $H$ .

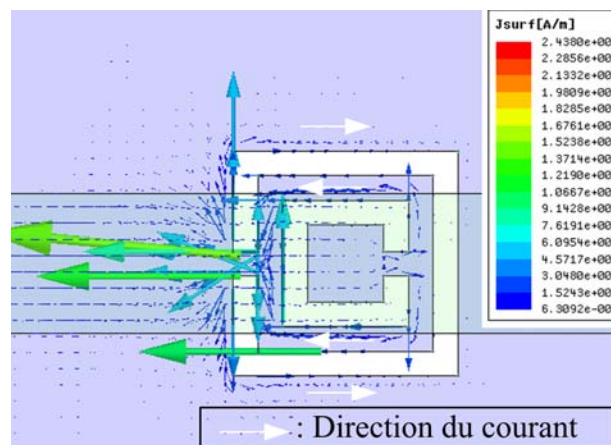


FIG. 5.13. Cartographie du courant surfacique sur la ligne de transmission et le plan de masse démetallisé.

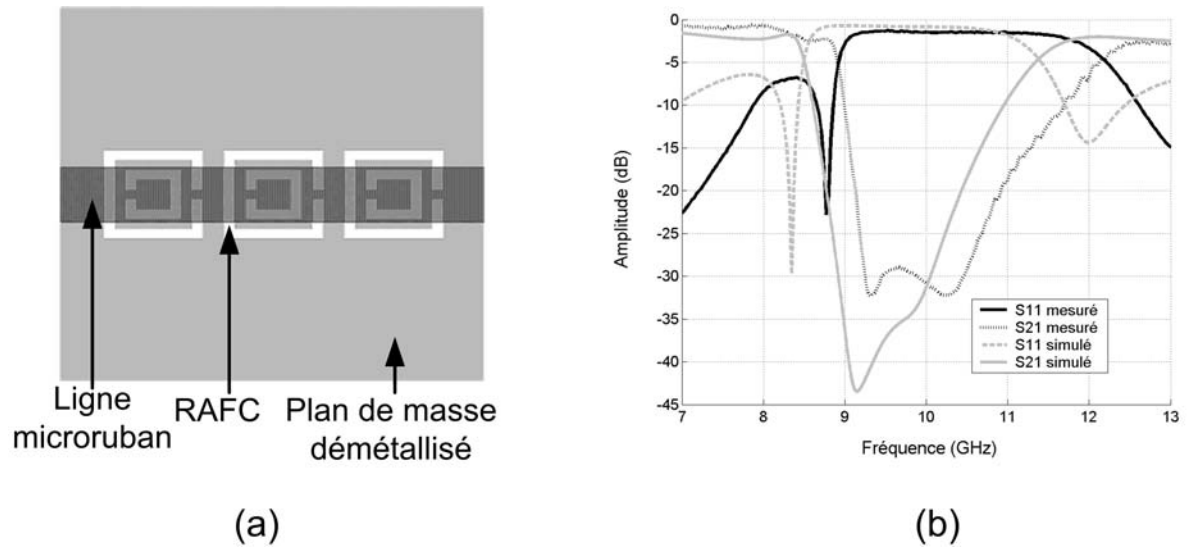


FIG. 5.14. Filtre coupe-bande utilisant un réseau de  $1 \times 3$  RAFCs : (a) Masque. (b) Comparaison des résultats de mesures à ceux de la simulation.

### 5.3.1. Positionnement des RAFCs sous le ruban conducteur

Dans cette partie, nous étudions tout d'abord l'influence de la position des RAFCs, sous le ruban, sur le comportement coupe-bande de la structure. Ensuite, nous verrons l'influence de la position de l'interruption des fentes par rapport aux ports d'alimentation de la ligne.

#### 5.3.1.1. Influence de la position des RAFCs sous le ruban conducteur

Nous pouvons apercevoir sur la figure 5.6 que le ruban se trouve à cheval sur deux rangées de RAFCs et ici, nous considérons le cas où il est placé au dessus d'une seule rangée de trois RAFCs. Dans ce cas, le ruban se retrouve centré sur la rangée de RAFCs (figure 5.14-a).

La fabrication d'un prototype permet de comparer les résultats expérimentaux aux résultats obtenus avec *HFSS*. Les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  sont affichés sur la figure 5.14-b.

Les résultats obtenus montrent un comportement coupe-bande sur une bande plus large que celle obtenue avec la configuration de la figure 5.6, malgré l'utilisation d'un nombre inférieur de RAFCs. Ceci est dû au fait qu'un meilleur couplage électrique est créé quand le ruban est centré sur la rangée de RAFCs. Ce couplage plus intense élargit la bande vers les fréquences basses. Plus nous utilisons un nombre important du RAFC dans la rangée, plus large sera la bande. Ce phénomène est mis en évidence dans la prochaine section où il y a uniquement deux RAFCs dans la rangée. Nous pouvons aussi noter que les pentes des deux côtés de la bande ne sont pas assez raides car il existe un manque de couplage inductif par rapport au cas où il y avait plusieurs rangées de RAFCs.

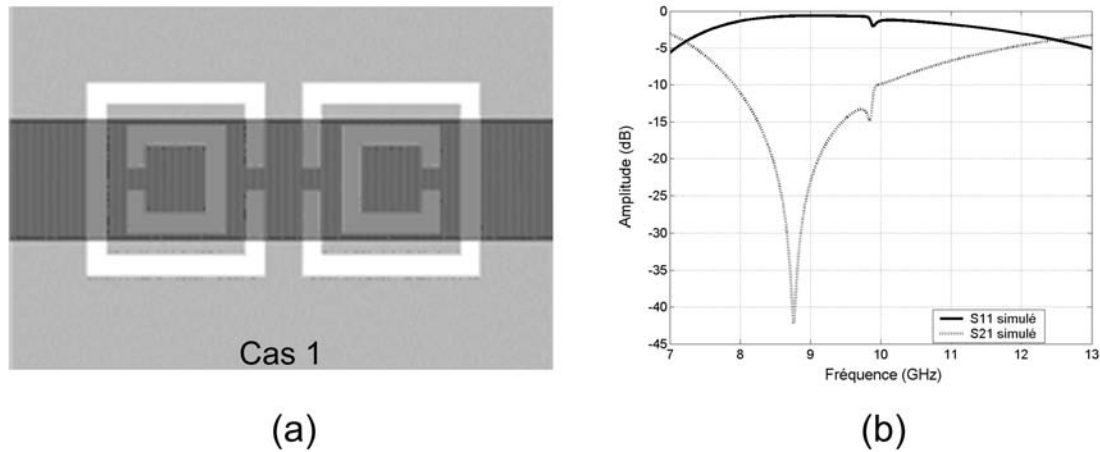


FIG. 5.15. Filtre coupe-bande utilisant un réseau de  $1 \times 2$  RAFCs : (a) Masque du cas 1. (b) Résultats de simulation.

### 5.3.1.2. Influence de la position de l'interruption des fentes formant les RAFCs par rapport aux ports d'entrée et de sortie

Pour mettre en évidence le phénomène produit par la position de l'interruption des fentes, seulement deux RAFCs sont utilisés dans la rangée en dessous du ruban. Deux cas d'études sont envisagés : dans le premier (figure 5.15-a), l'interruption des fentes externes est placée de telle sorte qu'elle soit en opposition aux ports (dirigée vers le centre de la structure) et dans le second, l'interruption des fentes externes est placée du côté des ports (figure 5.16-a).

Pour le cas 1, les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  simulés sont présentés sur la figure 5.15-b. Cette configuration montre une réponse de transmission comme si un seul RAFC était alimenté. Nous remarquons un premier pic de résonance, qui correspond à un des deux RAFCs, à 8,8 GHz et un deuxième à 9,85 GHz avec un niveau largement inférieur, qui normalement doit correspondre au deuxième RAFC. Le niveau de résonance est inférieur puisque l'énergie emmagasinée par le premier RAFC est transmise au deuxième avant d'être restituée au ruban. Donc, le courant total créé par les couplages électriques et magnétiques, circule du premier RAFC au deuxième. C'est comme si un seul RAFC est excité et de ce fait, le deuxième pic de résonance ne contribue pas beaucoup à élargir la bande.

Pour le cas 2, les résultats simulés et mesurés sont nettement meilleurs que dans le cas 1 (figure 5.16-b), puisque quand les interruptions sont placées vers les ports, les deux RAFCs sont excités par le ruban. En effet, le courant créé dans le premier RAFC n'est pas transféré au second et nous distinguons bien deux pics de résonance ayant la même amplitude dans la réponse de transmission simulée. Nous pouvons aussi noter une diminution de la largeur de bande par rapport à l'utilisation de trois RAFCs.

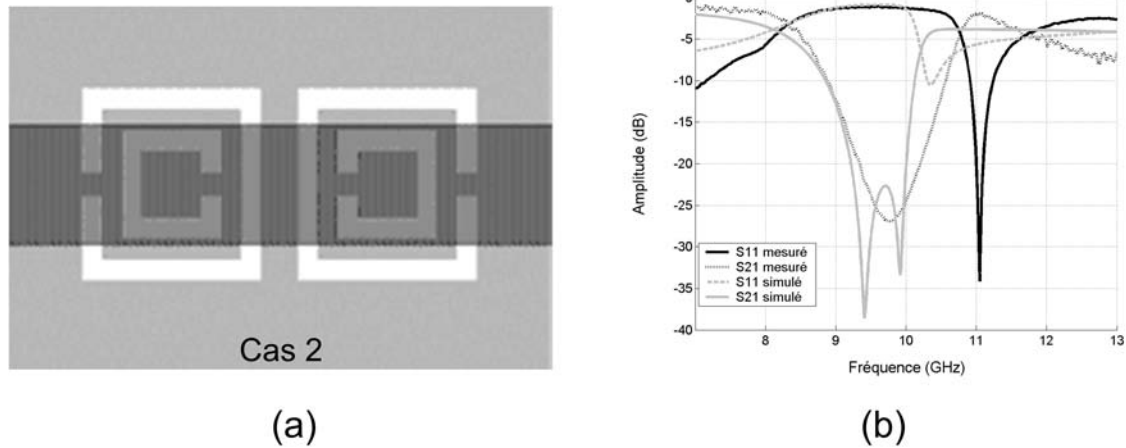


FIG. 5.16. Filtre coupe-bande utilisant un réseau de  $1 \times 2$  RAFCs : (a) Masque du cas 2. (b) Comparaison des résultats de mesures à ceux de la simulation.

#### 5.4. Filtrage passe-bande

Dans cette section, nous présentons comme autre application possible des RAFCs, la réalisation d'un filtrage passe-bande en employant aussi des lignes microrubans avec un plan de masse démétallisé par des RAFCs. La modélisation de ce filtre passe-bande est basée sur celle du filtre coupe-bande présentée dans la section précédente.

Afin de réaliser ce filtre, nous utilisons deux lignes microrubans dans le même plan, couplées par les RAFCs (figure 5.17). La distance laissée entre les deux lignes est assez grande pour qu'il n'y ait pas de couplage entre elles. Le support diélectrique RO4003C<sup>®</sup> utilisé a une épaisseur de 0,81 mm, une longueur de 36 mm et une largeur de 13 mm. Les deux lignes microrubans sont des lignes  $50 \Omega$  et font chacune 9,5 mm de longueur avec une largeur calculée de 1,858 mm à 9,5 GHz sous LineCalc. Les RAFCs ont les mêmes dimensions que celles données sur la figure 5.1-b. Afin d'augmenter le couplage, la périodicité de ces éléments est ici de 3,4 mm au lieu de 3,63 mm, ce qui fait que le réseau de  $1 \times 5$  RAFCs occupe un espace de  $17 \times 3 \text{ mm}^2$  dans le plan de masse de  $36 \times 13 \text{ mm}^2$ . Une transition est rajoutée à l'extrémité de chaque ligne afin de concentrer le champ  $E$  au bout pour assurer un meilleur couplage électrique avec les RAFCs et ainsi, améliorer l'amplitude des coefficients de transmission.

Dans un premier temps, nous vérifions bien que si l'on se trouve dans le cas d'un plan de masse continu, il n'existe pas de couplage électromagnétique entre les lignes microrubans. De ce fait, une simulation est conduite dans ce sens sous HFSS et les différents paramètres  $S$  obtenus sont présentés sur la figure 5.18. D'après ces résultats, nous observons que tout le signal injecté est réfléchi et le coefficient de transmission est très faible, de l'ordre de 40 dB sur toute la bande de fréquences [7 GHz ; 13 GHz]. Ces résultats montrent qu'il n'y a aucun couplage entre les deux lignes microrubans.

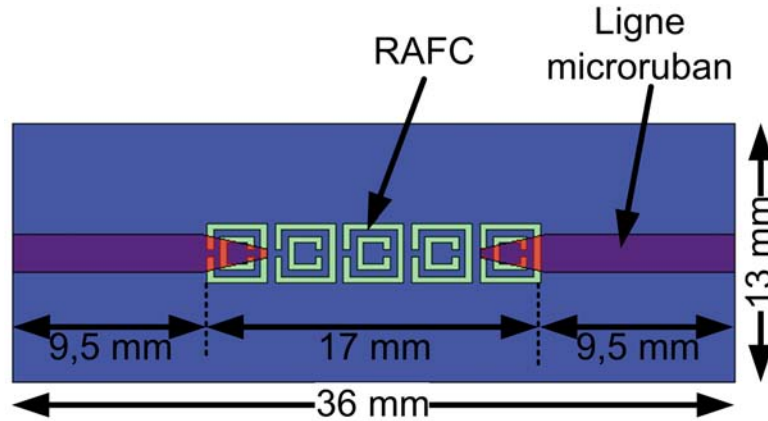


FIG. 5.17. Géométrie du filtre passe-bande utilisant des lignes microrubans et un plan de masse démétallisé par des RAFCs.

L'étape suivante est de montrer qu'un couplage peut être introduit entre les deux tronçons de ruban en ne démétallisant le plan de masse que dans la zone se trouvant entre eux, afin de créer un phénomène passe-bande. Donc, la structure présentée sur la figure 5.17 permet d'aboutir aux résultats de *HFSS* qui sont donnés sur la figure 5.19. Ces résultats montrent une bande de fréquences [9,6 GHz ; 10,2 GHz] où l'amplitude de  $S_{21}$  est en moyenne égale à -15 dB. Les ondulations et les trois pics dans la bande passante mettent en évidence le caractère résonant du RAFC. Quand nous analysons les deux réponses en réflexion,  $S_{11}$  et  $S_{22}$ , nous apercevons que la structure n'est pas symétrique. Ceci est due, comme expliquée précédemment, à la position de l'interruption des deux fentes constituant le RAFC par rapport à l'entrée et à la sortie de la structure.

Les résultats de la figure 5.19 ne permettant pas d'utiliser la structure comme un filtre, nous sommes amenés à les améliorer afin d'avoir une meilleure transmission et une meilleure adaptation d'impédance. Ces améliorations peuvent être obtenues si l'on fait usage d'un blindage autour de la structure. Une optimisation est donc entreprise sur les différentes dimensions du blindage à utiliser pour avoir les meilleures réponses.

En premier lieu, un blindage de section transversale  $8 \times 8 \text{ mm}^2$  et de longueur 36 mm (le long de toute la structure) permet d'obtenir les résultats donnés sur la figure 5.20. Ces nouveaux résultats montrent un comportement passe-bande plus large bande que celui obtenu sans blindage. L'amplitude du pic de transmission le plus élevé est de -2,5 dB à 10,35 GHz et comme précédemment, la réponse est fortement ondulée due au problème de couplage entre pôles.

Une autre simulation est faite en utilisant la même section transversale pour le blindage, mais de longueur réduite. Ici, nous prenons une longueur de blindage de 17 mm, en le positionnant autour des RAFCs (figure 5.21). Les résultats obtenus sous *HFSS* (figure 5.22) montrent

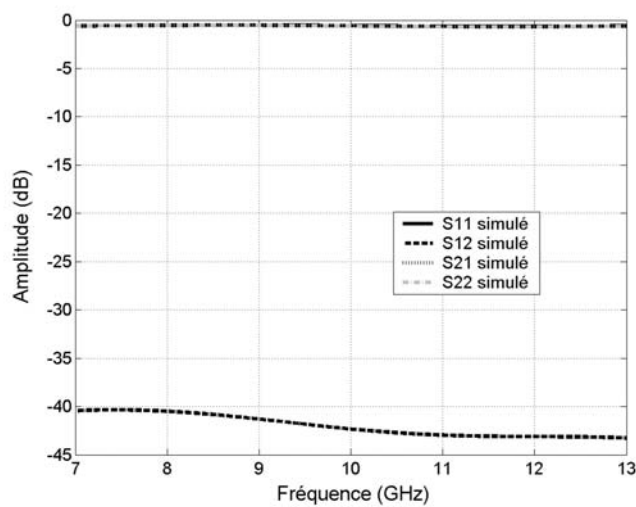


FIG. 5.18. Amplitude des paramètres  $S$  obtenus en simulation pour les deux lignes de transmission sur un plan de masse continu.

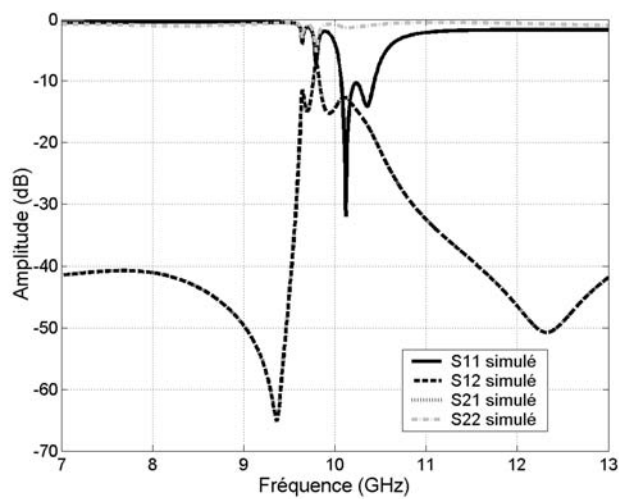


FIG. 5.19. Amplitude des paramètres  $S$  obtenus en simulation pour les deux lignes de transmission sur un plan de masse démetallisé.



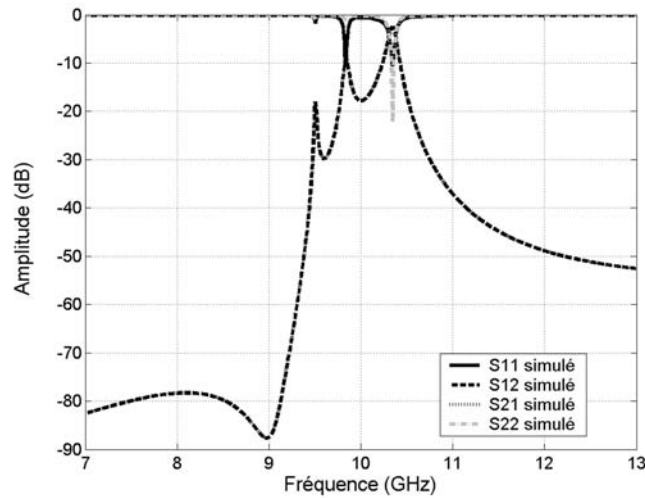


FIG. 5.20. Amplitude des paramètres  $S$  obtenus en simulation dans le cas d'un blindage autour de la structure ( $8 \times 8 \times 36 \text{ mm}^3$ ).

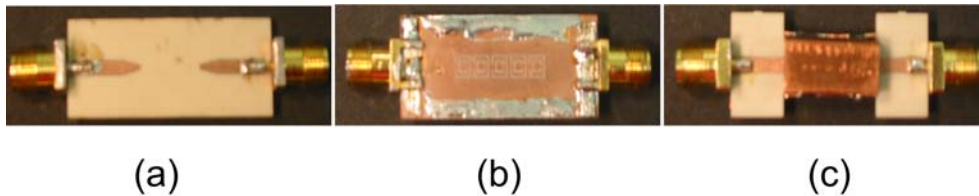


FIG. 5.21. Photo du dispositif passe-bande : (a) Les deux tronçons de ruban (vue de dessus). (b) Plan de masse démetallisé par des RAFCs (vue de dessus). (c) Blindage autour des RAFCs uniquement.

une réponse en transmission avec moins de différence dans l'amplitude des différents pics de transmission. La largeur de bande est de 0,8 GHz ([9,6 GHz ; 10,4 GHz]) avec un niveau de transmission de -8 dB en moyenne. Ces résultats n'ayant pas pu être améliorés par la suite, un prototype a néanmoins été fabriqué pour des mesures expérimentales.

Les mesures faites sur le prototype fabriqué sont présentées sur la figure 5.23. L'amplitude des réponses mesurées en transmission est assez proche de celle obtenues sous *HFSS*. Nous notons un décalage vers les hautes fréquences dans les réponses, ce qui est dû à la précision de fabrication, car les différentes dimensions du prototype sont différentes de celles utilisées en simulation. Les résultats montrent que pour l'instant, cette structure ne peut pas être utilisée comme un filtre. Des améliorations sont donc nécessaires pour éviter les très fortes pertes par rayonnement du plan de masse.

Jusqu'à maintenant, nous avons étudié des lignes de transmission sur le plan de masse démetallisé de type RAFCs et nous avons mis en évidence les propriétés coupe-bande de cette structure. La tentative de mettre en oeuvre un filtre passe-bande en utilisant deux

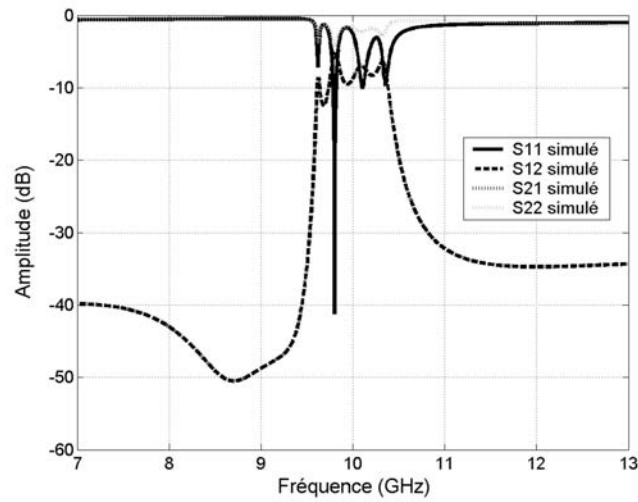


FIG. 5.22. Amplitude des paramètres  $S$  obtenus en simulation avec un blindage autour des RAFCs uniquement.

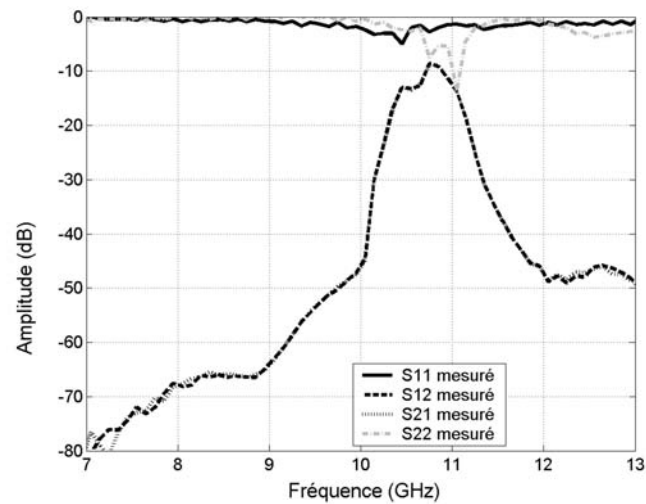


FIG. 5.23. Amplitude des paramètres  $S$  mesurés pour les deux lignes de transmission sur un plan de masse démétallisé avec un blindage autour des RAFCs.

lignes couplées par le plan de masse démetallisé n'a pas été très convaincant. Pour la suite, nous étudierons des lignes couplées sur ce même type de plan de masse afin de proposer des applications potentielles dans le domaine des microondes.

## 5.5. Lignes de transmission couplées

Le but de ce travail est de montrer que le couplage entre deux lignes microrubans parallèles peut être considérablement augmenté en utilisant un plan de masse démetallisé par un réseau de RAFCs.

### 5.5.1. Plan de masse continu

Quand deux lignes de transmission non blindées sont proches l'une de l'autre, un transfert d'énergie peut être effectué entre les deux. Ce transfert est dû au couplage magnétique entre les deux lignes. Elles opèrent généralement en mode TEM (Transverse Électrique Magnétique), ce qui est rigoureusement le cas en structures triplaques et quasi-TEM pour les structures microrubans. La structure étant constituée de trois conducteurs, deux modes sans fréquence de coupure peuvent se propager. Si la structure est symétrique, ces modes sont respectivement symétriques et antisymétriques par rapport à l'axe de symétrie. C'est à partir de l'analyse de la superposition de ces modes sous différentes configurations que l'on peut réaliser des dispositifs tels que des filtres ou des coupleurs de proximité.

Ici, nous allons considérer le cas des coupleurs en lignes quasi-TEM (microruban). Il existe deux types d'excitation ; le mode pair (désigné par l'indice  $e$ ) et le mode impair (désigné par l'indice  $o$ ). Dans le cas du mode pair, les courants dans les conducteurs ont la même amplitude et la même direction. Par contre, pour le mode impair, les courants ont la même amplitude mais de direction opposée. Les champs électriques de ces deux modes sont présentés sur les figures 5.24 et 5.25. La configuration des champs entre modes pair et impair est différente ; le rapport de l'énergie transportée par le champ Électromagnétique (EM), dans l'air d'une part et dans le substrat diélectrique d'autre part, varie entre les deux configurations. La vitesse de phase de l'onde EM se propageant le long de ces lignes couplées est donc différente dans chaque cas.

Les vitesses de propagation en mode pair et impair sont respectivement définies comme les grandeurs  $v_e$  et  $v_o$ .  $\epsilon_{effe}$  et  $\epsilon_{effo}$  sont respectivement les permittivités effectives en mode pair et impair. Nous avons donc les relations :  $\epsilon_{effe} = \left(\frac{c}{v_e}\right)^2$  et  $\epsilon_{effo} = \left(\frac{c}{v_o}\right)^2$  où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Ces deux grandeurs ainsi que les impédances caractéristiques sont calculées dans les deux modes en fonction des capacités réparties (figures 5.24 et 5.25) qui sont :

- $C_{ie}$  et  $C_e$  : en mode pair, sans et avec diélectrique.

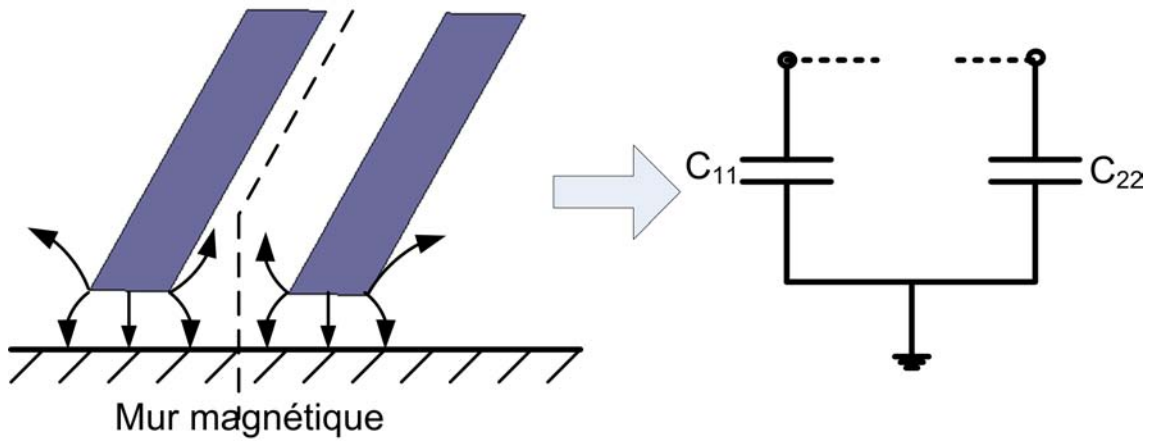


FIG. 5.24. Mode pair des lignes couplées microrubans (champ  $E$ ).

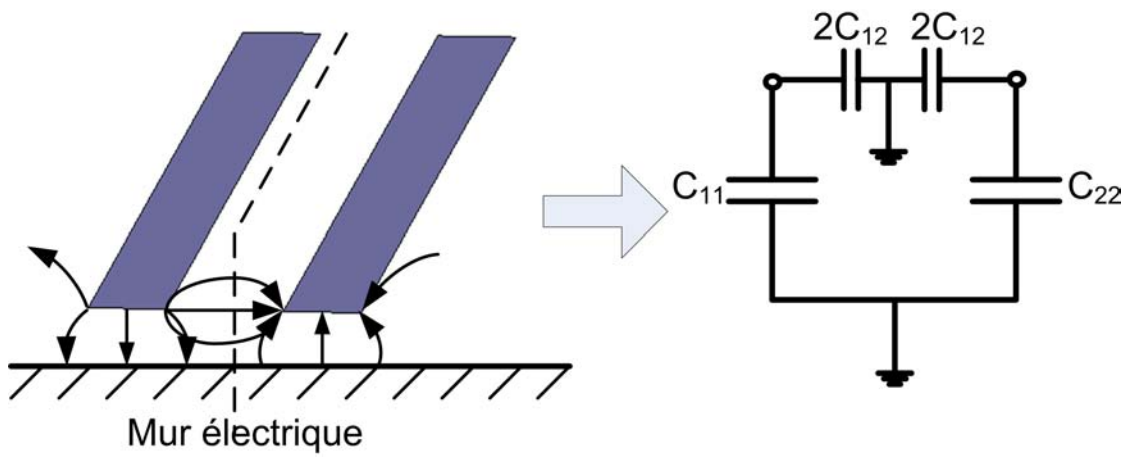


FIG. 5.25. Mode impair des lignes couplées microrubans (champ  $E$ ).

–  $C_{1o}$  et  $C_o$  : en mode impair, sans et avec diélectrique.

où  $C_e = C_{11} = C_{22}$  et  $C_o = C_{11} + 2C_{12} = C_{22} + 2C_{21}$ .

Pour le mode pair, nous avons donc :

$$\epsilon_{effe} = -\frac{C_e}{C_{1e}} \quad (5.1)$$

$$Z_{0e} = \frac{1}{cC_{1e}\sqrt{\epsilon_{effe}}}. \quad (5.2)$$

Pour le mode impair,

$$\epsilon_{effo} = \frac{C_o}{C_{1o}} \quad (5.3)$$

$$Z_{0o} = \frac{1}{cC_{1o}\sqrt{\epsilon_{effo}}}. \quad (5.4)$$

Les longueurs électriques  $\theta_e$  et  $\theta_o$ , respectivement proportionnelles à la longueur de ligne  $l$  en modes pair et impair sont données par :  $\theta_e = \frac{2\pi fl}{v_e}$  et  $\theta_o = \frac{2\pi fl}{v_o}$  où  $f$  est la fréquence de travail. La ligne étant inhomogène, nous avons ici  $\theta_e \neq \theta_o$ . La relation  $Z_0^2 = Z_{0e}Z_{0o}$  ne garantit pas ici l'adaptation du coupleur à toutes les fréquences aux quatre accès, à cause de l'écart entre les vitesses de propagation en modes pair et impair. L'adaptation n'étant plus assurée, le découplage n'est plus infini, et le coupleur réalisé en ligne non TEM, ne fonctionne plus de façon satisfaisante [116].

Pour faire le calcul d'un coupleur directif en technologie microruban, nous pouvons suivre les étapes suivantes :

1. À partir du couplage  $C$  voulu et de l'impédance de référence  $Z_0$ , nous calculons les impédances en modes pair et impair du coupleur,  $Z_{0e}$  et  $Z_{0o}$ . L'impédance en mode pair est donnée par  $Z_{0e} = Z_0\sqrt{\frac{1+C}{1-C}}$  et celle en mode impair est donnée par  $Z_{0o} = Z_0\sqrt{\frac{1-C}{1+C}}$ .
2. Connaissant ainsi  $Z_{0e}$  et  $Z_{0o}$ , et aussi  $\epsilon_r$ , nous pouvons calculer  $w/h$  et  $s/h$ . Ce calcul peut se faire à l'aide d'abaques.
3.  $w/h$  et  $s/h$  étant connus, nous calculons  $\epsilon_{effe}$  et  $\epsilon_{effo}$  à l'aide d'abaques ou en calculant  $Z_{0e1}$  et  $Z_{0o1}$  (impédances en modes pair et impair sans diélectrique).
4. Finalement, la fréquence centrale du coupleur,  $f_0$  étant spécifiée, nous calculons la longueur d'onde moyenne  $\lambda_m$ , et donc la longueur du coupleur :

Si l'on pose  $v_e = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{effe}}}$  et  $v_o = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{effo}}}$ , nous avons  $\lambda_e = \frac{v_e}{f_0}$  et  $\lambda_o = \frac{v_o}{f_0}$  ; d'où  $\lambda_m = \frac{\lambda_e + \lambda_o}{2}$  et  $l = \frac{\lambda_m}{4}$ .

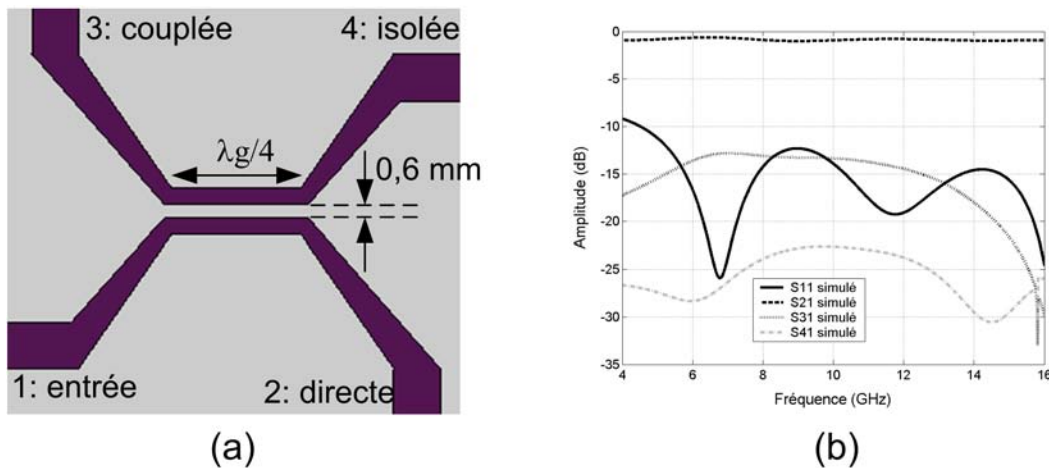


FIG. 5.26. Lignes couplées sur un plan de masse continu : (a) Masque. (b) Matrice  $S$  obtenue en simulation.

La bande de fréquences ciblée pour cette étude est la bande X, mais toutefois les paramètres  $S$  extraits de simulations et de mesures seront donnés aussi pour des fréquences en dehors de cette bande. Les lignes microrubans couplées utilisées pour cette étude sont de longueur  $\lambda_g/4$  chacune et espacées de 0,6 mm avec un plan de masse continu ayant une épaisseur de cuivre de  $35 \mu\text{m}$  (figure 5.26-a). Des transitions sont rajoutées afin d'avoir une impédance normalisée à  $50 \Omega$  sur les quatre accès. Un tronçon de ligne microruban  $50 \Omega$  est ensuite rajouté à chaque transition pour les connecteurs SMA. Le substrat utilisé est le RO4003C<sup>®</sup> et le logiciel commercial *HFSS* est employé pour le calcul des paramètres  $S$  de ce dispositif dans la bande de fréquences [4 GHz ; 16 GHz]. La variation du module des paramètres  $S$  simulés est donnée sur la figure 5.26-b.

Nous pouvons constater sur la figure 5.26-b que la totalité du signal injecté sur le port 1 est récupéré sur le port 2 dans la bande de 4 GHz à 16 GHz avec de très faibles pertes d'insertion. Le signal récupéré sur le port 3 présente une atténuation de 15 dB en moyenne et celui du port 4 une atténuation d'environ 25 dB, ce qui montre que le port 4 est bien isolé.

La figure 5.27, présentant la distribution du champ électrique sur les lignes, illustre de tels résultats.

Donc, ce dispositif ne peut en aucune façon être utilisé comme un diviseur de puissance vu le très faible couplage qui existe entre les deux lignes parallèles. Ce faible couplage provient du fait que l'espacement entre les lignes est trop grand. Pour un couplage de 3 dB, il faudrait avoir un espacement de 0,013 mm entre les deux lignes, d'après l'étude faite moyennant le logiciel *ADS*. Au niveau du procédé de fabrication, ceci est très difficile à mettre en oeuvre. Ce type de coupleur est essentiellement utilisé pour des couplages de l'ordre de 15 dB où l'espacement peut être facilement respecté à la fabrication.

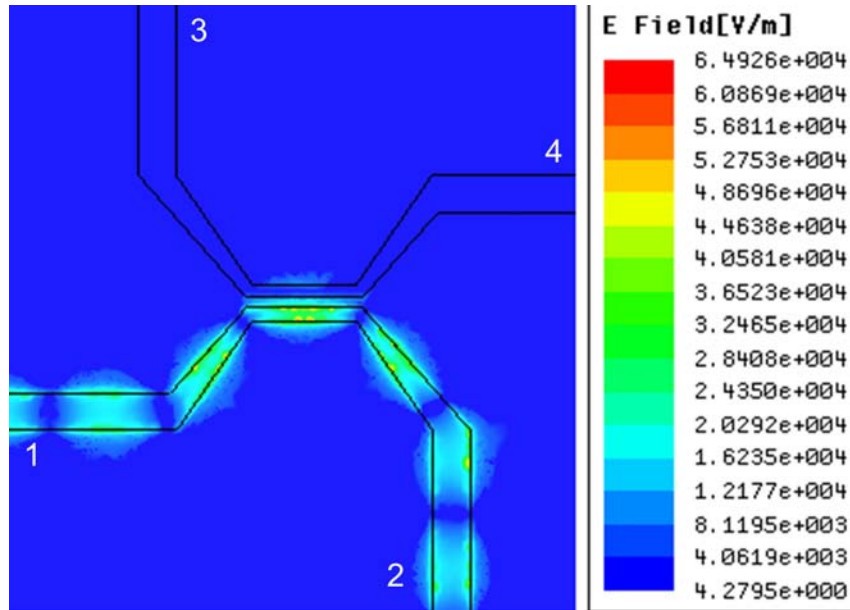


FIG. 5.27. Intensité du champ  $E$  dans le cas des lignes couplées standards.

Afin d'augmenter le couplage entre lignes, nous nous sommes intéressés à l'effet de RAFCs placés dans le plan de masse du coupleur.

### 5.5.2. Plan de masse démétallisé par des RAFCs

Les différentes dimensions des RAFCs sont celles de la figure 5.1-b afin d'avoir une résonance aux alentours de 9,5 GHz (figure 5.28), correspondant à la fréquence de fonctionnement du dispositif.

Le but ici est d'utiliser ces RAFCs et d'étudier leurs comportements dans le plan de masse des lignes couplées vues précédemment. Dans un premier temps, un réseau de trois RAFCs a été utilisé à cheval sous les deux lignes parallèles au centre de la structure (figure 5.28-a). Les résultats de simulation de la figure 5.28-b montrent que le signal, injecté à l'entrée, est transmis au port 2 (voie directe) avec une réjection à 9,7 GHz ; la fréquence de résonance des RAFCs. Cette réjection est de l'ordre de 6,5 dB et le signal à 9,7 GHz est donc transmis au port 3 (voie couplée) avec des pertes d'insertion de l'ordre de 4,5 dB. Nous remarquons aussi que le port 4 (voie isolée) présente un niveau de 9,5 dB.

Donc en récupérant le signal utile à la fréquence de 9,7 GHz sur le port 3, nous pouvons aussi transférer tout autre signal dont la fréquence est en dehors de 9,7 GHz, sur le port 2 et ceci se fait en utilisant les RAFCs dans le plan de masse.

Des RAFCs sont rajoutés au niveau des transitions de la voie 2 et 4 afin d'atténuer au maximum le signal arrivant sur ces voies à 9,7 GHz (figure 5.29-a). Donc en atténuant le signal

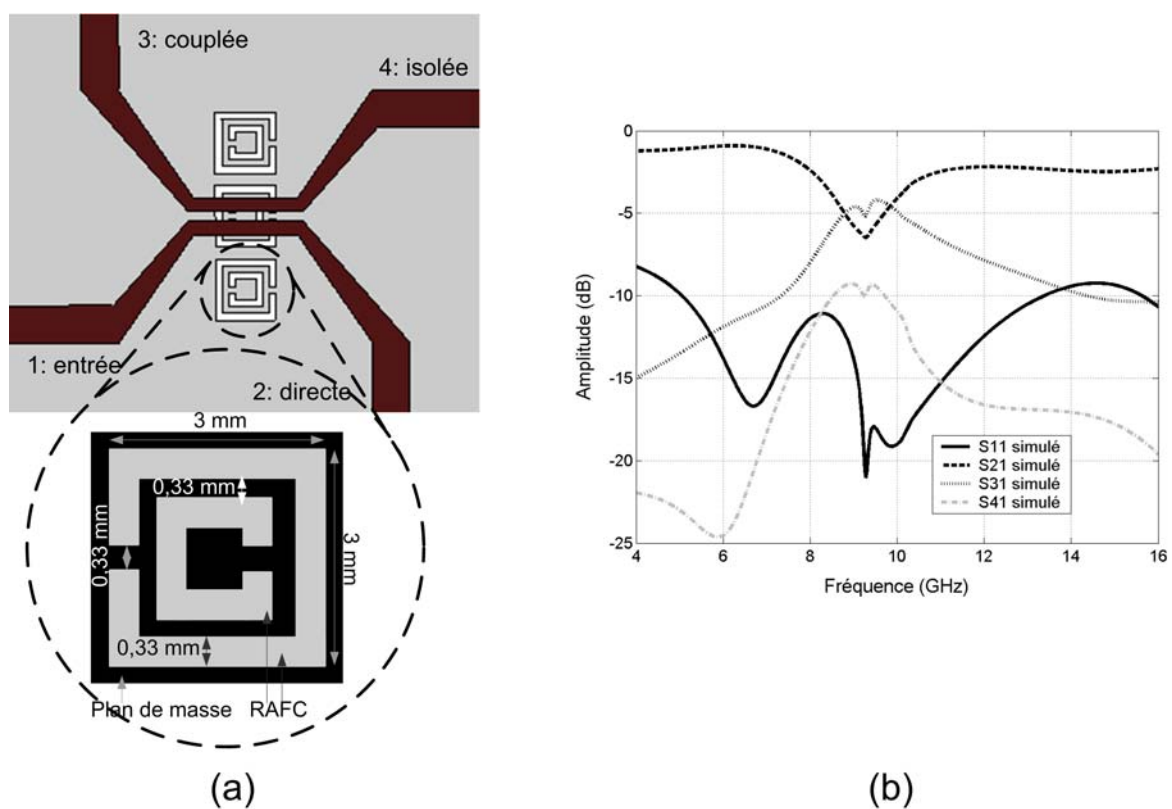


FIG. 5.28. Les lignes couplées sur un plan de masse démetallisé : (a) Masque. (b) Matrice  $S$  obtenue en simulation.



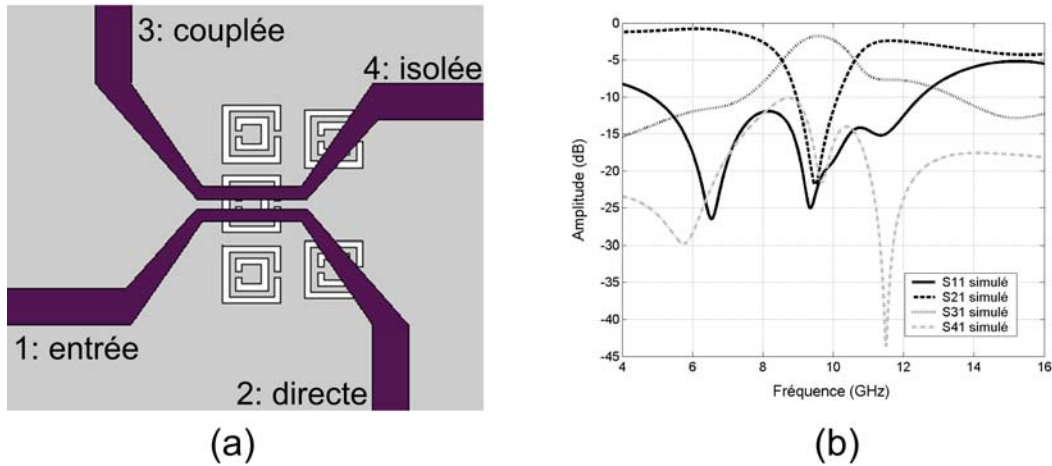


FIG. 5.29. Les lignes couplées sur un plan de masse démetallisé au centre et sous les transitions d'accès 2 et 4 : (a) Masque. (b) Matrice  $S$  obtenue en simulation.

sur la voie 2, un meilleur couplage est obtenu avec l'autre ligne. Et, comme il est aussi atténué sur la voie 4, le niveau du signal récupéré sur la voie 3 est considérablement augmenté (figure 5.29-b).

Les différents paramètres  $S$  mesurés du dispositif proposé sont donnés sur la figure 5.30. Ces résultats montrent que le signal utile est récupéré sur la voie 3 dans une bande de fréquences de 1 GHz autour de 9,7 GHz avec des pertes d'insertion de l'ordre de 2 dB et qu'en dehors de cette bande, le signal est récupéré sur la voie 2 jusqu'à environ 12,5 GHz. Le signal récupéré sur la voie 4 présente une atténuation de 26 dB à 9,7 GHz. Nous pouvons conclure que les RAFCs rajoutés au niveau des transitions ont permis d'améliorer considérablement les performances.

Le fait d'utiliser des RAFCs dans le plan de masse de ces lignes couplées permet donc d'augmenter le couplage entre celles-ci. Cette méthode présente aussi l'avantage d'introduire une grande souplesse de conception concernant l'espacement entre les deux lignes qui est ici de 0,6 mm au lieu d'une valeur inférieure à 0,013 mm dans le cas classique d'un plan de masse continu.

Afin de mieux comprendre le phénomène de transfert d'énergie entre les deux lignes parallèles, les distributions de courant à deux fréquences différentes sont données sur les figures 5.31 et 5.32. La figure 5.31 montre qu'à 5 GHz la totalité du signal est transmis sur la voie 2, d'où la valeur très proche de zéro dB pour  $S_{21}$ . Tandis qu'à 9,7 GHz, sur la figure 5.32, nous observons que le signal est transmis sur le port 3. Cette transmission est due au phénomène coupe-bande présenté par les RAFCs à cette fréquence.

Ce dispositif offre l'avantage très intéressant, qui est à exploiter, d'accomplir la séparation du signal à la fréquence de travail et le signal en dehors de cette fréquence sur deux voies différentes. Nous pouvons ainsi imaginer la réalisation d'un nouveau type de duplexeur compact

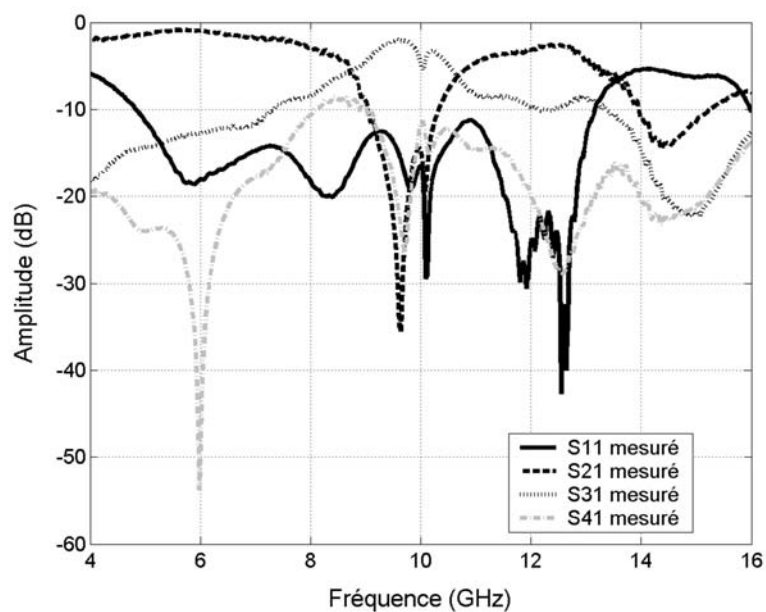


FIG. 5.30. Matrice  $S$  mesurée pour les lignes couplées sur un plan de masse démetallisé au centre et sous les transitions d'accès 2 et 4.

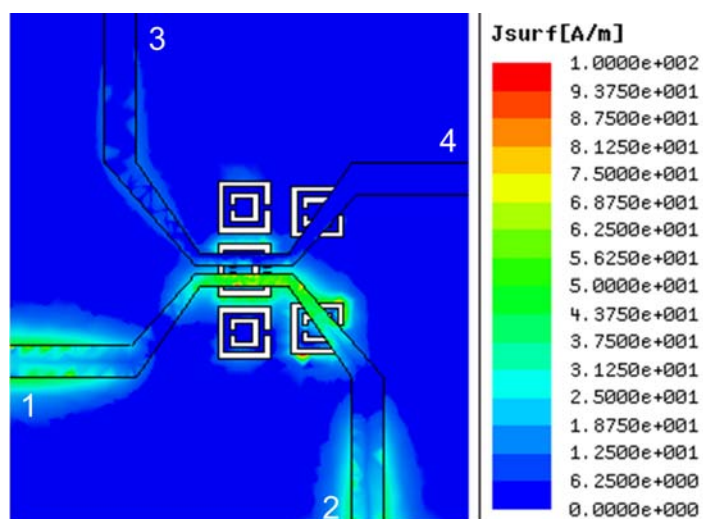


FIG. 5.31. Distribution de courant sur les lignes à 5 GHz.

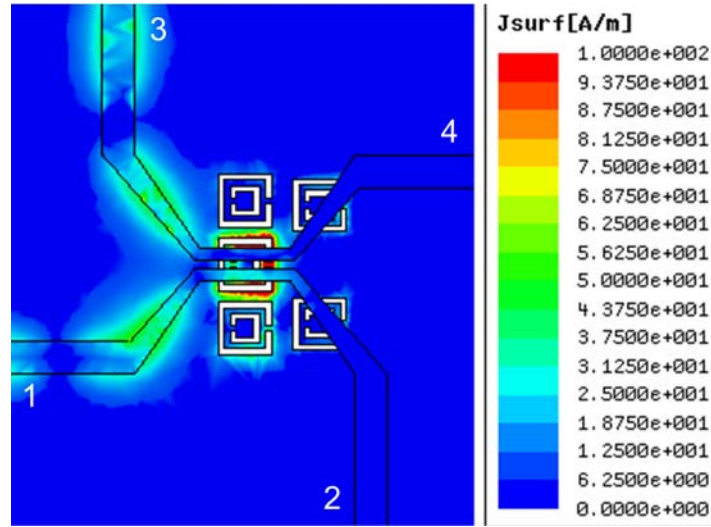


FIG. 5.32. Distribution de courant sur les lignes à 9,7 GHz.

où la fréquence d'utilisation peut être modifiée en agissant sur les différentes dimensions des RAFCs. Un tel dispositif peut être intéressant dans le cas des transpondeurs où l'émission et la réception se font dans des bandes de fréquences différentes.

Ce dispositif sera très utile, par exemple, dans un système autonome où aucune source d'alimentation extérieure n'est requise. Dans ce cas, le signal non-utile (récupéré sur la voie 2) pourrait être utilisé, après redressement, pour la polarisation des composants actifs d'un circuit qui lui-même est alimenté par le signal informatif (récupéré sur la voie 3).

L'étude faite sur ce dispositif montre que le couplage entre les deux lignes microrubans parallèles peut être augmenté en utilisant un plan de masse démétallisé par des RAFCs. Cette manière de faire permet de diminuer les contraintes technologiques dans la réalisation d'un tel dispositif puisque l'espacement entre les lignes couplées n'est plus critique.

Cette structure peut toutefois présenter un inconvénient majeur dans certaines situations, comme toutes les structures à plan de masse démétallisé, qui est le rayonnement par les fentes. Dans notre cas, les pertes par rayonnement calculées par la relation :

$$Pertes = 1 - \left[ |S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 + |S_{31}|^2 + |S_{41}|^2 \right] \quad (5.5)$$

sont de l'ordre de 45% à 9,7 GHz.

Donc, afin de surmonter ce problème et de diminuer ces pertes, une autre structure basée sur l'utilisation de deux supports diélectriques séparés par un plan de masse démétallisé commun est proposée (figure 5.33). En fait, chacune des deux lignes microruban est gravée sur un substrat et ensuite, les deux substrats sont collés de sorte que le plan de masse soit commun

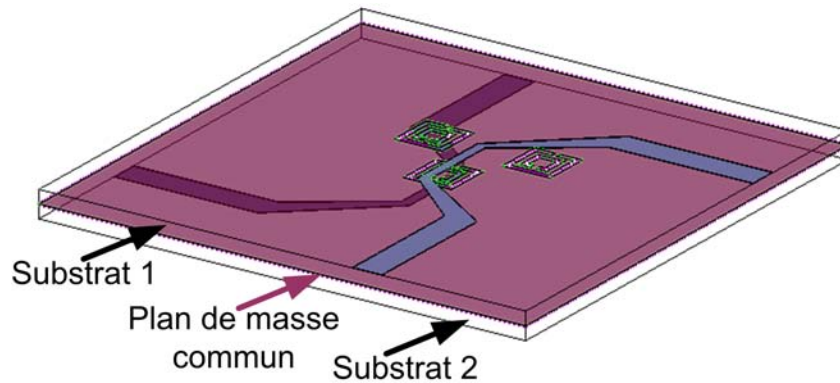


FIG. 5.33. Géométrie des lignes couplées utilisant deux couches de diélectrique et un plan de masse commun.

aux deux lignes. Le plan de masse commun se retrouve donc au milieu des deux substrats et les lignes de transmission sur les deux faces opposées. Les résultats obtenus en simulation sous *HFSS* sont présentés sur la figure 5.34.

Le même phénomène observé sur la structure précédente est observé ici, mais à une fréquence plus basse et avec une largeur de bande plus étroite. La diminution de la largeur de bande est due au fait qu'ici, nous utilisons un seul RAFC au lieu de trois à cheval sous les lignes de transmission. En ce qui concerne l'abaissement de la fréquence, il est dû à l'augmentation du volume de diélectrique. Au lieu d'avoir une épaisseur de diélectrique de 0,81 mm comme précédemment, nous avons avec cette nouvelle structure une épaisseur de 1,62 mm. Cette nouvelle structure présente ainsi des pertes de 15% seulement au lieu de 45%.

## 5.6. Conclusion

Dans ce dernier chapitre, nous nous sommes consacrés à la structure résonante appelée Résonateur en Anneau Fendu Complémentaire « RAFC ». Cet élément n'est autre que le complémentaire du RAF et correspond à des fentes dans un plan de masse. Contrairement au RAF, le RAFC crée une bande interdite de propagation quand un champ électrique est appliqué perpendiculairement à son plan. Donc, si nous appliquons le principe de la dualité, au lieu d'avoir un dipôle magnétique dans le cas du RAF, nous avons ici un dipôle électrique. Ainsi, cet élément s'est avéré très utile pour son application aux structures planaires, ce qui est impossible à accomplir avec les RAFs classiques.

Donc, dans un premier temps, nous avons analysé le RAFC dans le plan de masse démetallisé d'une ligne microruban  $50 \Omega$ . Cette étude a montré qu'un phénomène coupe-bande est obtenu avec une très bonne réjection. Nous avons aussi observé un très fort couplage capacitif entre le ruban et la partie métallique entre les deux fentes constituant le RAFC. Un couplage

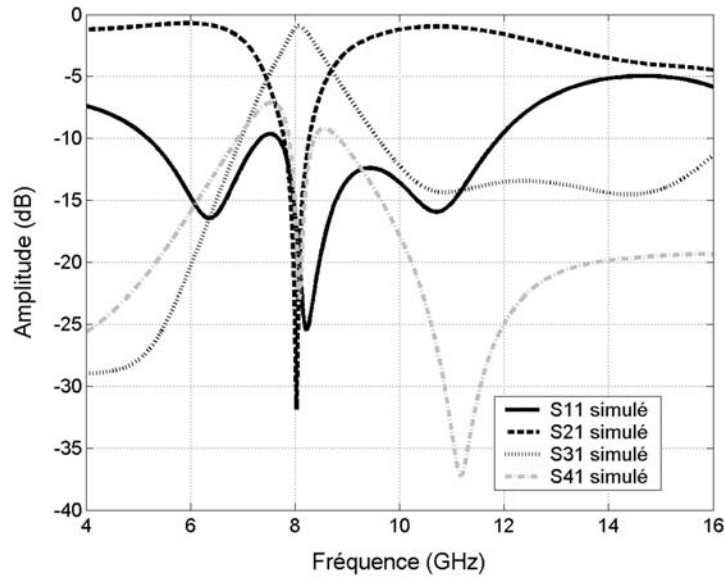


FIG. 5.34. Matrice  $S$  obtenue sous *HFSS* pour les lignes couplées utilisant deux couches de diélectrique.

inductif aussi est créé entre le ruban et la partie horizontale de la fente, mais celui là reste faible devant le couplage capacitif. Des simulations et des mesures faites ont aussi montré qu'un meilleur couplage capacitif peut être obtenu quand la ligne de transmission est centrée sur une rangée de RAFCs, créant ainsi un élargissement de la bande interdite. Cette structure présente des dimensions très faibles et une bande interdite de plus de 1 GHz de largeur de bande. Elle peut donc être très utile dans de nombreuses applications où la taille du circuit est un critère très important.

Ensuite, nous avons étudié une autre structure basée sur l'utilisation de deux lignes microrubans dans le même plan et couplées par les RAFCs qui se trouvent dans le plan de masse. Cette structure nous a permis d'obtenir un phénomène passe-bande, mais avec un niveau de transmission faible de l'ordre de -10 dB, même en utilisant un blindage électrique autour de la structure. Pour l'instant, les résultats obtenus ne permettent pas d'utiliser cette structure comme un filtre car il y a trop de pertes d'insertion dues aux pertes par rayonnement.

En dernier lieu, nous avons étudié des lignes de transmission couplées avec un plan de masse démétallisé par des RAFCs. Les résultats présentés ont montré une nette amélioration du couplage entre les deux lignes parallèles à la fréquence de résonance des RAFCs. En dehors de cette fréquence, le couplage reste très faible, voire inexistant.

Cette méthode permet ainsi une grande souplesse de réalisation, notamment en ce qui concerne la distance séparant les deux lignes. L'avantage de cette technique intéressante à exploiter est la séparation du signal à la fréquence de travail et le signal en dehors de cette

---

fréquence sur deux voies différentes. Ainsi, ce dispositif peut être appliqué dans un système autonome où aucune source d'alimentation continue extérieure n'est requise. En effet, le signal récupéré en dehors de la fréquence de travail définie peut être utilisé pour polariser des composants actifs, rendant le système autonome.



## Conclusion générale & Perspectives

L'objectif de cette thèse était d'étudier les métamatériaux composites et de les appliquer aux antennes et à la conception de dispositifs microondes. Pour commencer, nous avons présenté dans le chapitre 1, l'intérêt du sujet et un état de l'art des structures à Bande Interdite Photonique et Électromagnétique susceptibles de nous intéresser pour l'application des métamatériaux. Ensuite, nous avons vu les différentes propriétés des différents modèles de structures possédant une perméabilité ou/et une permittivité négative(s). En outre, nous avons présenté des résultats de simulation d'une structure périodique pour chaque modèle. Ces résultats (coefficients de réflexion et de transmission) ont par la suite été utilisés afin d'extraire les différents paramètres effectifs tels que la perméabilité, la permittivité, l'indice de réfraction et l'impédance d'onde du milieu équivalent. À partir de là, nous avons fait notre choix sur les structures qui correspondaient au mieux à nos attentes en terme de performances pour les applications envisagées.

L'influence du métamatériau main gauche ayant un indice de réfraction négatif (perméabilité et permittivité simultanément négatives) sur une antenne patch a aussi été analysée. Les résultats obtenus en simulation ont montré une nette augmentation du gain et une réduction marquée de l'ouverture à -3 dB de l'antenne. Ces améliorations sont les effets de la modification de la répartition des champs rayonnés par l'antenne lorsque le métamatériau est placé au dessus. En fait, un phénomène de focalisation du champ électrique est produit dans le métamatériau. Différents cas ont été étudiés ; en prenant par exemple :

- dans un premier temps des valeurs arbitraires comme paramètres du support de l'antenne et du métamatériau,
- ensuite des valeurs récupérées de la procédure d'homogénéisation comme paramètres pour le métamatériau et ainsi faire un choix du support de l'antenne afin d'avoir une bonne adaptation d'impédance à l'interface des différents milieux.

Nous avons ensuite comparé les résultats obtenus dans notre cas avec une autre technique utilisant des couches diélectriques de forte permittivité. Le principal intérêt de la méthode que nous proposons est d'obtenir, sans l'utilisation de matériaux de forte permittivité, des résultats légèrement meilleurs et sans dégradation importante des performances.

Une analyse des propriétés des Résonateurs en Anneau Fendu (RAFs) a été faite dans des structures guidantes. Des guides d'ondes ont été utilisés en dessous et au dessus de la fréquence de coupure de leur mode fondamental et deux phénomènes distincts ont été observés. Quand



les RAFs sont utilisés dans la zone propagative d'un guide, nous observons un filtrage de type coupe-bande autour de leur fréquence de résonance créant le Milieu à Perméabilité Uniaxiale Négative (MPUN). Par contre, quand leur résonance se trouve en dessous de la fréquence de coupure du guide (onde évanescente), nous observons un filtrage de type passe-bande associé à la création d'un Milieu de RétroPropagation d'ondes (MRP). Avec ce MRP, nous avons montré une technique permettant de miniaturiser les filtres en guides d'ondes, même si le procédé de fabrication reste à améliorer. Ensuite, ces deux phénomènes ont été vérifiés en utilisant des lignes et des résonateurs microrubans et des mesures sont venues consolider les prédictions théoriques.

En dernier lieu, nous nous sommes consacrés à l'étude des structures planaires faites sur un plan de masse démétallisé par des Résonateurs en Anneau Fendu Complémentaire (RAFCs). Au delà de leurs faibles dimensions, ces RAFCs ont les mêmes propriétés que les RAFs, mais doivent être excités par une polarisation différente. Nous avons vu et montré que des filtres coupe-bande et passe-bande de faible encombrement, peuvent être conçus avec ce type de plan de masse. La propriété coupe-bande du RAFC nous a permis d'améliorer le couplage entre deux lignes de transmission parallèles, ce qui nous a ensuite amenée à la mise en oeuvre d'un nouveau type de coupleur. Ce coupleur peut être très utile, par exemple, dans des systèmes autonomes où aucune source d'énergie extérieure n'est requise.

À travers ce manuscrit, nous avons donc présenté plusieurs dispositifs, dont certains restent à améliorer en terme de performances, associés aux antennes dans la bande X, basés sur l'utilisation des métamatériaux composites. Pour terminer, nous donnons quelques perspectives pour l'avenir en ce qui concerne ces métamatériaux.

Dans le prolongement de ces travaux de thèse, plusieurs perspectives peuvent être envisagées concernant la mise en oeuvre des différents dispositifs et aussi l'implémentation d'éléments actifs.

L'objectif était de définir et développer un métamatériau *a priori* bien adapté pour réaliser des fonctions de filtrage en guide d'ondes fermé ou en technologie plaquée. Ces fonctions de filtrage étant obtenues de part une simple interaction entre le métamatériau développé et la structure guidante, cette structure étant propagative ou sous coupure. Les résultats acquis ont montré les potentialités de ces métamatériaux mais un effort de recherche reste encore à développer dans la conception de ce matériau pour obtenir des performances équivalentes à ce que l'on sait faire dans des technologies plus classiques.

Avant cela :

- Il serait bénéfique de choisir un autre type de procédé de fabrication afin de concevoir le filtre passe-bande en guides d'ondes du chapitre 4. Ceci permettra peut-être d'améliorer les performances mesurées et de valider les résultats de simulation.

- 
- Il serait aussi très intéressant d'implémenter des éléments actifs tels que des varicaps dans les RAFs afin de pouvoir faire varier leur résonance en fonction de la fréquence. Ainsi, nous pourrions proposer des dispositifs agiles en fréquence.
  - Une étude des Lignes de Transmission Composite Main Droite / Main Gauche (*Composite Right- / Left-Handed Transmission Line*) ayant un indice de réfraction négatif serait aussi souhaitable, afin de développer des dispositifs en technologie microruban.



## Publications & Communications

### Revue internationale avec comité de lecture

1. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. A novel type of microstrip coupler utilizing a Slot Split-Ring Resonators defected ground plane, *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 48, no. 1, pp. 138-141, January 2006.
2. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Analysis and design of waveguides loaded with Split-Ring Resonators, *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 19, no. 10, pp. 1407-1421, October 2005.
3. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Theoretical investigation of a circular patch antenna in the presence of a left-handed medium, *IEEE Antenna and Wireless Propagation Letters*, vol. 4, pp. 183-186, 2005.
4. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Study of the effect of dielectric Split Ring Resonators « SRRs » on microstrip line transmission, *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 44, no. 5, pp. 445-448, March 2005.

### Conférences internationales avec actes

#### Communications orales

1. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Coupling enhancement of parallel transmission lines using a Slot Split Ring Resonators defected ground plane, *XXVIII<sup>th</sup> General Assembly of International Union of Radio Science (URSI)*, New Delhi, October 2005.
2. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Split Ring Resonators and Slot Split Ring Resonators : Influence on microstrip line transmission and possible applications, *11<sup>th</sup> International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics*, St-Malo, June 2005.
3. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Miniaturized planar filters using Slot Split Ring Resonators, *Télécom 2005 & 4<sup>èmes</sup> Journées Franco-Maghrébines des Microondes et leurs applications*, Rabat, Mars 2005.
4. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Design and fabrication of planar filters using metamaterials, *CNES-ESA International Workshop on Microwave Filters*, Toulouse, September 2004.

5. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. New technology of filters using LHM fabricated from 3D metallized foam, *CNES-ESA International Workshop on Microwave Filters*, Toulouse, September 2004.
6. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Analysis, design and testing of Split Ring Resonators for applications in the X-band, *27<sup>th</sup> ESA Antenna Technology Workshop on Innovative Periodic Antennas : Electromagnetic Bandgap, Left-Handed materials, Fractal and Frequency Selective Surfaces*, Santiago de Compostela, March 2004.
7. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Filtrage passe-bande moyennant les matériaux gauchers, *Télécom 2003 & 3<sup>èmes</sup> Journées Franco-Maghébines des Microondes et leurs applications*, Marrakech, Octobre 2003.
8. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Structures métallo-diélectriques appliquées à la réalisation de filtres, *17<sup>èmes</sup> Colloque International Optique Hertzienne et Diélectrique*, Calais, Septembre 2003.

### Posters

1. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Left-Handed Medium used for the enhancement of a patch antenna performances, *XXVIII<sup>th</sup> General Assembly of International Union of Radio Science (URSI)*, New Delhi, October 2005.
2. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Phenomenon study of a microstrip line on a Slot Split Ring Resonators defected ground plane, *IEEE AP-S International Symposium on Antennas and Propagation and USNC/URSI National Radio Science Meeting*, Washington DC, July 2005.
3. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Left-Handed Medium effect on the characteristics of a circular patch antenna, *IEEE AP-S International Symposium on Antennas and Propagation and USNC/URSI National Radio Science Meeting*, Washington DC, July 2005.

### Conférences nationales avec actes

#### Communications orales

1. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Lignes couplées utilisant un plan de masse démetallisé de type Slot Split Ring Resonators « SSRs » : application possible aux transpondeurs, *14<sup>èmes</sup> Journées Nationales Micro-ondes*, Nantes, Mai 2005.
2. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Métamatériaux gauchers - Application aux circuits microondes, *Journées Scientifiques du CNFRS*, Paris, Février 2005.

## Posters

1. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Influence d'un métamatériau gaucher sur les caractéristiques d'une antenne patch, *14<sup>èmes</sup> Journées Nationales Micro-ondes*, Nantes, Mai 2005.
2. S. N. Burokur, M. Latrach, et S. Toutain. Étude et application de structures métallo-diélectrique, *13<sup>èmes</sup> Journées Nationales Micro-ondes*, Lille, Mai 2003.



## Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch, “Photonic band-gap crystals”, *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 5, no. 16, pp. 2443–2460, April 1993.
- [2] E. Yablonovitch, “Photonic band-gap structures”, *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 10, no. 2, pp. 283–295, February 1993.
- [3] J. B. Pendry, “Calculating photonic band structure”, *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 8, no. 9, pp. 1085–1108, February 1996.
- [4] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, “Introduction to photonic crystals : Bloch’s theorem, band diagrams, and gaps (but no defects)”, <http://ab-initio.mit.edu/photons/tutorial/>, February 2003.
- [5] L. Brillouin, *Wave propagation in periodic structures*, Mc Graw-Hill, New-York, 1946.
- [6] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, “Photonic band structure : The face-centered-cubic case”, *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 7, no. 9, pp. 1792–1800, September 1990.
- [7] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, “Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures”, *Physical Review Letters*, vol. 65, no. 25, pp. 3152–3155, December 1990.
- [8] C. T. Chan, K. M. Ho, and C. M. Soukoulis, “Photonic band gaps in experimentally realizable periodic dielectric structures”, *Europhysics Letters*, vol. 16, pp. 563–568, October 1991.
- [9] G. Marconi and C. S. Franklin, “Reflector for use in wireless telegraphy and telephony”, <http://www.uspto.gov/>, April 1919.
- [10] D. F. Sievenpiper, *High-Impedance Electromagnetic Surfaces*, PhD thesis, University of California at Los Angeles, 1999.
- [11] D. Sievenpiper, L. Zhang, R. F. J. Broas, N. G. Alexopolous, and E. Yablonovitch, “High-Impedance Electromagnetic Surfaces with a forbidden frequency band”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 11, pp. 2059–2074, November 1999.
- [12] Y. Qian, F. R. Yang, and T. Itoh, “Characteristics of microstrip lines on a uniplanar compact PBG ground plane”, in *Asia Pacific Microwave Conference (APMC’98)*, Yokohama, December 1998.
- [13] C. C. Chang, Y. Qian, and T. Itoh, “Analysis and applications of Uniplanar Compact Photonic Bandgap structures”, *Progress in Electromagnetic Research*, vol. 41, pp. 211–235, 2003.
- [14] W. D. Zhou, J. Sabarinathan, B. Kochman, E. Berg, O. Qasaimeh, S. Pang, and P. Bhattacharya, “Electrically injected single-defect photonic bandgap surface emitting laser at room temperature”, *Electronics Letters*, vol. 36, no. 18, pp. 1541–1542, 2000.
- [15] A. Chutinan, M. Okano, and S. Noda, “Wider bandwidth with high transmission through waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs”, *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 10, pp. 1698–1700, March 2002.



- [16] F. R. Yang, Y. Qian, and T. Itoh, "A novel compact microstrip bandpass filter with intrinsic spurious suppression", in *Asia Pacific Microwave Conference (APMC'98)*, Yokohama, December 1998.
- [17] C. C. Chang, Y. Qian, and T. Itoh, "Enhanced forward coupling phenomena between microstrip lines on periodically patterned ground plane", in *IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, May 2001, vol. 3, pp. 2039–2042.
- [18] S. Enoch, G. Tayeb, P. Sabouroux, N. Guérin, and P. Vincent, "A metamaterial for directive emission", *Physical Review Letters*, vol. 89, no. 21, pp. 213902, November 2002.
- [19] M. Thévenot, C. Cheype, A. Reinex, and B. Jecko, "Directive photonic-bandgap antennas", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 11, pp. 2115–2122, November 1999.
- [20] A. de Lustrac, F. Gadot, E. Akmansoy, and T. Brillat, "High-directivity planar antenna using controllable photonic bandgap material at microwave frequencies", *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 26, pp. 4196–4198, 2001.
- [21] F. R. Yang, K. P. Ma, Y. Qian, and T. Itoh, "A novel TEM waveguide using Uniplanar Compact Photonic-Bandgap (UC-PBG) structure", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 11, pp. 2092–2098, November 1999.
- [22] M. Notomi, "Negative refraction in photonic crystals", *Optical and Quantum Electronics*, vol. 34, no. 1-3, pp. 133–143, January 2002.
- [23] V. G. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ ", *Soviet Physics USPEKHI*, vol. 10, no. 14, pp. 509–514, January-February 1968.
- [24] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, "Experimental verification of a negative index of refraction", *Science*, vol. 292, pp. 77–79, April 2001.
- [25] N. Garcia and M. Nieto-Vesperinas, "'is there an experimental verification of a negative index of refraction yet?'"", *Optics Letters*, vol. 27, no. 11, pp. 885–887, June 2002.
- [26] P. M. Valanju, R. M. Walser, and A. P. Valanju, "Wave refraction in negative index media : Always positive and very inhomogeneous", *Physical Review Letters*, vol. 88, no. 18, pp. 187401, May 2002.
- [27] J. B. Pendry and D. R. Smith, "Comments on [26]", *Physical Review Letters*, vol. 90, no. 2, pp. 029703, January 2003.
- [28] D. R. Smith and N. Kroll, "Negative refractive index in left-handed materials", *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 14, pp. 2933–2936, October 2000.
- [29] R. W. Ziolkowsky and E. Heyman, "Wave propagation in media having negative permittivity and permeability", *Physical Review E*, vol. 64, no. 5, pp. 056625, October 2001.
- [30] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markos, and C. M. Soukoulis, "Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients", *Physical Review B*, vol. 65, no. 19, pp. 195104, April 2002.
- [31] J. B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens", *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 18, pp. 3966–3969, October 2000.
- [32] N. Garcia and M. Nieto-Vesperinas, "Left-handed materials do not make a perfect lens", *Physical Review Letters*, vol. 88, no. 20, pp. 207403, May 2002.

- [33] J. B. Pendry, "Comments on [32]", *Physical Review Letters*, vol. 91, no. 9, pp. 099701, August 2003.
- [34] G. Gomez-Santos, "Universal features of time dynamics in a left-handed perfect lens", *Physical Review Letters*, vol. 90, no. 7, pp. 077401, February 2003.
- [35] R. Ruppin, "Surface polaritons of a left-handed medium", *Physics Letters A*, , no. 277, pp. 61–64, November 2000.
- [36] R. Ruppin, "Surface polaritons of a left-handed material slab", *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 13, pp. 1811–1818, March 2001.
- [37] F. D. M. Haldane, "Electromagnetic surface modes at interfaces with negative refractive index make a "not quite-perfect" lens", *e-print cond-mat/0206420*, June 2002.
- [38] D. R. Smith and D. Schurig, "Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors", *Physical Review Letters*, vol. 90, no. 7, pp. 077405, February 2003.
- [39] P. Markos, I. Rousochatzakis, and C. M. Soukoulis, "Transmission losses in left-handed materials", *Physical Review E*, vol. 66, no. 4, pp. 045601, October 2002.
- [40] A. Hartstein, E. Burstein, A. A. Maradudin, R. Bruwer, and R. F. Wallis, "Surface polaritons on semi-infinite gyromagnetic media", *Journal of Physics C : Solid State Physics*, vol. 6, no. 7, pp. 1266–1276, April 1973.
- [41] R. E. Camley and D. L. Mills, "Surface polaritons on uniaxial antiferromagnets", *Physical Review B*, vol. 26, pp. 1280–1287, 1982.
- [42] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, November 1999.
- [43] P. Gay-Balmaz and O. J. F. Martin, "Efficient isotropic magnetic resonators", *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 5, pp. 939–941, July 2002.
- [44] R. Marqués, F. Medina, and R. Raffi-El-Idrissi, "Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials", *Physical Review B*, vol. 65, no. 14, pp. 144440, April 2002.
- [45] R. Marqués, F. Mesa, J. Martel, and F. Medina, "Comparative analysis of edge- and broadside-coupled split ring resonators for metamaterial design - theory and experiments", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51, pp. 2572–2581, October 2003.
- [46] J. D. Baena, R. Marqués, and F. Medina, "Artificial magnetic metamaterial design by using spiral resonators", *Physical Review B*, vol. 69, no. 1, pp. 014402, January 2004.
- [47] S. O'Brien and J. B. Pendry, "Magnetic activity at infrared frequencies in structured metallic photonic crystals", *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 14, no. 25, pp. 6383–6394, July 2002.
- [48] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Low frequency plasmons in thin wire structures", *Journal of Physics : Condensed Matter*, , no. 10, pp. 4785–4809, March 1998.
- [49] C. R. Simovski and 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, no. 2-3, pp. 254–263, May 2003.

- [50] H. Chen, L. Ran, J. Huangfu, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorzcyk, and J. A. Kong, "Left-handed metamaterials composed of only "S"-shaped resonators", *Physical Review E*, vol. 70, no. 5, pp. 057605, November 2004.
- [51] J. Huangfu, L. Ran, H. Chen, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorzcyk, and J. A. Kong, "Experimental confirmation of negative refractive index of a metamaterial composed of omega-like metallic patterns", *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 9, pp. 1537–1539, March 2004.
- [52] A. Grbic and G. V. Eleftheriades, "Experimental verification of backward-wave radiation from a negative refractive index metamaterial", *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 10, pp. 5930–5935, November 2002.
- [53] C. Caloz, A. Sanada, and T. Itoh, "A novel composite Right-/Left-Handed coupled-line directional coupler with arbitrary coupling level and broad bandwidth", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, no. 3, pp. 980–992, March 2004.
- [54] L. Liu, C. Caloz, C. Chang, and T. Itoh, "Forward coupling phenomena between artificial left-handed transmission lines", *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 9, pp. 5560–5565, November 2002.
- [55] S. Lim, C. Caloz, and T. Itoh, "Electronically scanned composite right/left handed microstrip leaky-wave antenna", *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 14, no. 6, pp. 277–279, June 2004.
- [56] A. Grbic and G. V. Eleftheriades, "Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission line lens", *Physical Review Letters*, vol. 92, no. 11, pp. 117403, March 2004.
- [57] "High Frequency Structure Simulator v 9.2", Ansoft Corporation, 2004.
- [58] D. R. Smith, D. C. Vier, N. Kroll, and S. Schultz, "Direct calculation of permeability and permittivity for a left-handed metamaterial", *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 14, pp. 2246–2248, October 2000.
- [59] Ph. Lalanne and D. Lalanne, "On the effective medium theory of subwavelength periodic structures", *Journal of Modern Optics*, vol. 43, no. 10, pp. 2063–2086, October 1996.
- [60] D. Seetharamdoo, R. Sauleau, A-C. Tarot, and K. Mahdjoubi, "Homogenization of negative refractive index metamaterials : Influence of physical parameters on the effective permittivity and permeability", in *27<sup>th</sup> ESA Antenna Technology Workshop on Innovative Periodic Antennas : Electromagnetic Bandgap, Left-handed Materials, Fractal and Frequency Selective Surfaces*, March 2004, pp. 571–578.
- [61] D. R. Smith, D. C. Vier, N. Kroll, and S. Schultz, "Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients", *Physical Review B*, vol. 65, no. 19, April 2002.
- [62] P. Markos and C. M. Soukoulis, "Transmission properties and effective electromagnetic parameters of double negative metamaterials", *Optics Express*, vol. 11, no. 7, pp. 649–661, April 2003.
- [63] B. Gralak, S. Enoch, and G. Tayeb, "Anomalous refractive properties of photonic crystals", *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 17, no. 6, pp. 1012–1020, June 2000.
- [64] M. Notomi, "Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals : Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap", *Physical Review B*, vol. 62, no. 16, pp. 10696–10705, October 2000.

- [65] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, "Superprism phenomena in photonic crystals : Toward microscale lightwave circuits", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 11, pp. 2032–2038, November 1999.
- [66] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs, "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures", *Physical Review Letters*, vol. 76, no. 25, pp. 4773–4776, June 1996.
- [67] P. Gay-Balmaz, C. Maccio, and O. J. F. Martin, "Microwire arrays with plasmonic response at microwave frequencies", *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 15, pp. 2896–2898, October 2002.
- [68] N. Garcia and E. V. Ponizovskaya, "Calculations of the effective permittivity of a periodic array of wires and the left-handed materials", *e-print cond-mat/0206460*, June 2002.
- [69] P. Markos and C. M. Soukoulis, "Absorption losses in periodic arrays of thin metallic wires", *Optics Letters*, vol. 28, no. 10, pp. 846–848, May 2003.
- [70] A. K. Sarychev and V. M. Shalaev, "Comments on [66]", *e-print cond-mat/0103145*, March 2001.
- [71] S. I. Maslovski, S. A. Tretyakov, and P. A. Belov, "Wire media with negative effective permittivity : A quasi-static model", *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 35, no. 1, pp. 47–51, October 2002.
- [72] S. L. Prosvirnin and S. Zouhdi, "Multi-layered arrays of conducting strips : switchable photonic bandgap structures", *International Journal of Electronics and Communications*, vol. 55, no. 4, pp. 260–265, July 2001.
- [73] B. Sauviac, T. Rouiller, E. Verney, C. Simovski, S. Capraro, and D. Vincent, "Homogénéisation de métamatériaux à particule "S" pour application dans des dispositifs passifs", in *13<sup>èmes</sup> Journées Nationales Microondes*, Lille, May 2003.
- [74] L. Ran, J. Huangfu, H. Chen, X. Zhang, K. Cheng, T. M. Grzegorzcyk, and J. A. Kong, "Experimental study on several left-handed metamaterials", *Progress in Electromagnetics Research*, vol. 51, pp. 249–279, 2005.
- [75] B. I. Wu, W. Wang, J. Pacheco, X. Chen, T. Grzegorzcyk, and J. A. Kong, "A study of using metamaterials as antenna substrate to enhance gain", *Progress in Electromagnetics Research*, vol. 51, pp. 295–328, 2005.
- [76] T. Koschny, P. Markos, D. R. Smith, and C. M. Soukoulis, "Resonant and antiresonant frequency dependence of the effective parameters of metamaterials", *Physical Review E*, vol. 68, no. 6, December 2003.
- [77] M. M. I. Saadoun and N. Engheta, "A reciprocal phase shifter using novel pseudochiral or Omega medium", *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 5, pp. 184–188, April 1992.
- [78] B. Sauviac, C. Simovski, and E. Verney, "Métamatériaux semi isotrope à indice négatif à base de motifs " $\Omega$ "", in *13<sup>èmes</sup> Journées Nationales Microondes*, Lille, May 2003.
- [79] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity", *Physical Review Letters*, vol. 84, no. 18, pp. 4184–4187, May 2000.
- [80] P. Markos and C. M. Soukoulis, "Transmission studies of left-handed materials", *Physical Review B*, vol. 65, no. 3, pp. 033401, December 2001.

- [81] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial", *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 4, pp. 489–491, January 2001.
- [82] P. Markos and C. M. Soukoulis, "Structures with negative index of refraction", *Physica Status Solidi A*, vol. 197, no. 3, pp. 595–604, June 2003.
- [83] C. G. Parazzoli, R. B. Greigor, K. Li, B. E. C. Koltenbah, and M. Tanielian, "Experimental verification and simulation of negative index of refraction using Snell's law", *Physical Review Letters*, vol. 90, no. 10, pp. 107401, March 2003.
- [84] R. B. Greigor, C. G. Parazzoli, K. Li, B. E. C. Koltenbah, and M. Tanielian, "Experimental determination and numerical simulation of the properties of negative index of refraction materials", *Optics Express*, vol. 11, no. 7, pp. 688–695, April 2003.
- [85] R. B. Greigor, C. G. Parazzoli, K. Li, and M. H. Tanielian, "Origin of dissipative losses in negative index of refraction materials", *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 14, pp. 2356–2358, April 2003.
- [86] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Theoretical investigation of a circular patch antenna in the presence of a left-handed medium", *IEEE Antenna and Wireless Propagation Letters*, vol. 4, pp. 183–186, 2005.
- [87] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Influence d'un métamatériau gaucher sur les caractéristiques d'une antenne patch", in *14<sup>èmes</sup> Journées Nationales Microondes*, Nantes, May 2005.
- [88] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Left-Handed Medium effect on the characteristics of a circular patch antenna", in *IEEE AP-S International Symposium on Antennas and Propagation and USNC/URSI National Radio Science Meeting*, Washington DC, July 2005.
- [89] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Left-Handed Medium used for the enhancement of a patch antenna performances", in *XXVIII<sup>th</sup> General Assembly of International Union of Radio Science (URSI)*, New Delhi, October 2005.
- [90] M. Himdi, *Composants et fonctions passives microondes*, Cours de DEA STIR. Université de Rennes 1.
- [91] J. J. Bahl and P. Bhartia, *Microstrip Antennas*, Artech House, 1980.
- [92] S. Hrbar, J. Bartolic, and Z. Sipus, "Waveguide miniaturization using uniaxial negative permeability metamaterial", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, no. 1, pp. 110–119, January 2005.
- [93] N. G. Alexopoulos and D. R. Jackson, "Fundamental superstrate (cover) effects on printed circuit antennas", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. AP-32, no. 8, pp. 807–816, August 1984.
- [94] D. R. Jackson and N. G. Alexopoulos, "Gain enhancement methods for printed circuit antennas", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. AP-33, no. 9, pp. 976–987, September 1985.
- [95] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Étude et application de structures métallo-diélectrique", in *13<sup>èmes</sup> Journées Nationales Microondes*, Lille, May 2003.

- [96] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Structures métallo-diélectriques appliquées à la réalisation de filtres", in *17<sup>èmes</sup> Colloque International Optique Hertzienne et Diélectrique*, Calais, September 2003.
- [97] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Filtrage passe-bande moyennant les matériaux gauchers", in *Télécom 2003 & 3<sup>èmes</sup> Journées Franco-Maghrébines des Microondes et leurs Applications*, Marrakech, October 2003.
- [98] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Analysis, Design and Testing of Split Ring Resonators for Applications in the X-band", in *27<sup>th</sup> ESA Antenna Technology Workshop on Innovative Periodic Antennas : Electromagnetic Bandgap, Left-handed Materials, Fractal and Frequency Selective Surfaces*, Santiago de Compostela, March 2004.
- [99] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Analysis and design of waveguides loaded with Split-Ring Resonators", *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 19, no. 10, pp. 1407–1421, October 2005.
- [100] N. Marcuvitz, *Waveguide Handbook*, Mc Graw-Hill Book Company, 1951.
- [101] G. L. Matthaei, L. Young, and E. M. T. Jones, *Microwave filters, impedance-matching networks, and coupling structures*, Mc Graw-Hill Book Company, 1964.
- [102] M. Latrach, *Propagation Guidée & Circuits Hyperfréquences*, Cours de 2<sup>ème</sup> année Ingénieur. ESEO.
- [103] P. Gay-Balmaz and O. J. F. Martin, "Electromagnetic resonances in individual and coupled Split-Ring Resonators", *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 5, September 2002.
- [104] N. Katsarakis, T. Koschny, M. Kafesaki, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis, "Electric coupling to the magnetic resonance of split-ring resonators", *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 15, pp. 2943–2945, April 2004.
- [105] M. Kafesaki, T. Koschny, R. S. Penciu, T. F. Gundogdu, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis, "Left-handed metamaterials : detailed numerical studies of the transmission properties", *Journal of Optics A*, vol. 7, pp. 12–22, February 2005.
- [106] R. Marqués, J. Martel, F. Mesa, and F. Medina, "Left-Handed Media simulation and transmission of EM waves in subwavelength Split-Ring-Resonator-Loaded metallic waveguides", *Physical Review Letters*, vol. 89, no. 18, pp. 183901, October 2002.
- [107] "Advanced Design System v 2004A", Agilent Technologies, 2004.
- [108] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Split Ring Resonators and Slot Split Ring Resonators : Influence on microstrip line transmission and possible applications", in *11<sup>th</sup> International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics*, St-Malo, June 2005.
- [109] L. Thourel, *Calcul et conception des dispositifs en ondes centimétriques et millimétriques*, vol. 2 - Les Antennes, Cepadues, 1990.
- [110] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Study of the effect of Dielectric Split Ring Resonators "SRRs" on Microstrip Line Transmission", *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 44, no. 5, pp. 445–448, March 2005.
- [111] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Design and fabrication of planar filters using metamaterials", in *CNES-ESA International Workshop on Microwave Filters*, Toulouse, September 2004.

- 
- [112] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Miniaturized planar filters using Slot Split Ring Resonators", in *Télécom 2005 & 4<sup>èmes</sup> Journées Franco-Maghrébines des Microondes et leurs Applications*, Rabat, March 2005.
- [113] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Lignes couplées utilisant un plan de masse démetallisé de type Slot Split Ring Resonators "SSRRs" : application possible aux transpondeurs", in *14<sup>èmes</sup> Journées Nationales Micro-ondes*, Nantes, May 2005.
- [114] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Phenomenon study of a microstrip line on a Slot Split Ring Resonators defected ground plane", in *IEEE AP-S International Symposium on Antennas and Propagation and USNC/URSI National Radio Science Meeting*, Washington DC, July 2005.
- [115] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, "Coupling enhancement of parallel transmission lines using a Slot Split Ring Resonators defected ground plane", in *XXVIII<sup>th</sup> General Assembly of International Union of Radio Science (URSI)*, New Delhi, October 2005.
- [116] P. Fraise, *Lignes et filtres en hyperfréquences*, vol. 2 - Lignes de transmission pour microélectronique, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace (SUPAERO).

## Résumé en français

Des structures à base de métamatériaux conçus avec des rubans conducteurs imprimés sur un support diélectrique, notamment le Résonateur en Anneau Fendu (RAF), sont étudiées, fabriquées et leurs performances sont mesurées en bande X [8,2 GHz ; 12,4 GHz]. Le RAF, de dimensions très faibles par rapport à la longueur d'onde, possède des propriétés coupe-bande et une perméabilité négative dans une bande étroite de fréquences autour de sa résonance. Dans un premier temps, une structure à indice de réfraction négatif conçue par une association périodique de RAFs et de rubans rectilignes, est utilisée pour améliorer les performances d'une antenne patch. Ensuite, l'association des RAFs aux guides d'ondes ou aux lignes microrubans permet de mettre en évidence deux phénomènes de filtrage. Enfin, la dernière partie de cette thèse explore l'utilisation d'un nouveau type de plan de masse démétallisé par des Résonateurs en Anneau Fendu Complémentaires (RAFCs). Des structures de filtrage coupe-bande et passe-bande et aussi un nouveau type de coupleur sont proposés comme applications. L'utilisation de ces matériaux offre des avantages tels que la réduction du poids et de l'encombrement, ce qui est bénéfique pour leur intégration dans un système électronique.

## Titre et résumé en anglais

DESIGN OF METAMATERIALS FOR APPLICATIONS TO MICROWAVE CIRCUITS AND ANTENNAS

Structures based on metamaterials designed with metallic strips on a dielectric board, particularly the Split Ring Resonator (SRR), are studied, fabricated and their performances are measured in the X-band [8.2 GHz ; 12.4 GHz]. The dimensions of a SSR are very small compared to the wavelength. This particle has a band-stop characteristic and shows a negative permeability in a narrow frequency band in the vicinity of its resonance. Firstly, a negative refractive index medium based on a periodic arrangement of SRRs and metallic strips, is used to enhance the performances of a patch antenna. Then, the combination of SRRs with waveguides or microstrip lines is used to emphasize on two filtering phenomena. At the end of this thesis, a new type of defected ground plane by Slot Split Ring Resonators (SSRRs) is explored. Applications for band-stop and band-pass filters and also a new type of coupler are proposed. The use of these materials offers advantages such as the reduction of weight and surface, which is benefit for their integration in an electronic system.

**Mots-clés :** métamatériau, perméabilité négative, permittivité négative, indice de réfraction négatif, antenne, filtre, coupleur, plan de masse démétallisé, RAF, RAFC

**Discipline :** Électronique