

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
جامعة أبي بكر
بلقايد – تلمس – ان

Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –
Faculté de TECHNOLOGIE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **diplôme** de **MASTER**

En : Télécommunications

Spécialité : Réseaux et Télécommunications

Par : BENDOUKHA MEHDI & DJEMANE HASNI

Sujet

Absorbants à métamatériau multi-bande pour les applications radar

Soutenu publiquement, le 21 / 09 / 2022 , devant le jury composé de :

Mr. KAMECHE Samir	Professeur	Université de Tlemcen	Président
Mme. GOURARI Fatima Zohra	MCB	Université de Tlemcen	Examinatrice
Mme. BENMOSTEFA Naima	MCA	Université de Tlemcen	Encadreur

Année universitaire : 2021/2022

DÉDICACES

**À MES TRÈS CHERS PARENTS, SOURCE DE VIE, D'AMOUR
ET D'AFFECTION**

**À MES CHERS FRÈRES ET LEURS ENFANTS, SOURCE DE
JOIE ET DE BONHEUR**

**À TOUTE MA FAMILLE, SOURCE D'ESPOIR ET DE
MOTIVATION**

**À TOUS MES AMIS, TOUT PARTICULIÈREMENT
ABDELKADER**

À HASNI, CHÈRE AMIE AVANT D'ÊTRE BINÔME

À VOUS CHER LECTEUR

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, nous remercions Dieu, notre créateur de nous avoir donné la force, la volonté et le courage afin d'accomplir ce modeste travail.

Nous tenons à remercier infiniment Madame **BENMOSTEFA Naima** maitre de conférences -A- à l'université de Tlemcen, notre encadrant de nous avoir soutenu et guidé tout au long de ce mémoire, sa patience, sa gentillesse, sa disponibilité et ses directives nous 'ont été très bénéfiques. Cela a été pour nous un grand plaisir de la consulter afin de peaufiner notre manuscrit.

Nos remerciements les plus respectueux s'adressent à Monsieur **KAMECHE Samir** professeur à l'université de Tlemcen, qui nous a fait l'honneur et le plaisir de présider le jury de ma soutenance

Nous tenons à remercier aussi **Mme GOURARI Fatima Zohra** professeur à l'université de Tlemcen, qui nous a fait l'honneur et le plaisir d'examiner notre manuscrit.

Nous voudrions également exprimer notre gratitude à tous nos professeurs de la faculté de technologie Abou Baker Belkaid de Chetouane qui ont su nous inculquer des notions tout en étant pédagogues. Nous leur exprimons notre profonde reconnaissance.

Tous nos remerciements à nos amis qui nous sont chers, enfin nous exprimons nos profonds remerciements à nos parents qui ont toujours été là pour nous ainsi que nos frères et sœurs.

RESUME

La science et la technologie ont une soif insatiable de matériaux meilleurs et plus performants qui peuvent pousser les limites du possible. Dans le domaine de l'optique (la science qui s'intéresse à la lumière et à ses applications), un dernier venu fait beaucoup parler de lui : le 'méta matériau', une sorte de structure artificielle possédant des propriétés que l'on ne retrouve dans aucun matériau naturel.

Le méta matériau est une découverte assez récente, le terme étant apparu seulement en 1999. Les méta matériaux tirant leurs propriétés des résonateurs sont sujet à des pertes importantes, c'est d'ailleurs la raison pour la quête de matériaux super-absorbants.

Un absorbant électromagnétique ne réfléchit ni ne transmet le rayonnement incident, par conséquent la puissance de l'onde incidente est principalement absorbée dans les matériaux de l'absorbant.

Les performances d'un absorbant dépendent de son épaisseur et de sa morphologie, ainsi que des matériaux utilisés pour le fabriquer. Les propriétés d'absorbant à méta matériau nous laissent envisager la conception de structures innovantes pour des applications de détection.

Ce mémoire a pour objectifs d'étudier théoriquement les conditions nécessaires pour réaliser des structures absorbantes de faible épaisseur basée sur SRR, Les simulations sont traitées sous logiciel HFSS

Mots-Clés : Absorbant, Méta matériau, Détection, Onde Electromagnétique, HFSS

ABSTRACT

Science and technology have an insatiable thirst for better and more efficient materials that can push the limits of what is possible. In the field of optics (the science that deals with light and its applications), a newcomer is making a lot of noise: the 'metamaterial', a kind of artificial structure with properties not found in any natural material.

Metamaterial is a fairly recent discovery, the term having appeared only in 1999. Metamaterials deriving their properties from resonators are subject to significant losses, which is the reason for the search for super-absorbent materials.

An electromagnetic absorber neither reflects nor transmits incident radiation, therefore the power of the incident wave is mainly absorbed in the absorber materials.

The performance of an absorbent depends on its thickness and morphology, as well as the materials used to manufacture it. The absorbent properties of this material allow us to design innovative structures for detection applications.

The objective of this thesis is to study theoretically the conditions necessary to realize thin absorbing structures based on SRR. The simulations are processed under HFSS software.

Keywords: Absorber, Metamaterial, Detection, Electromagnetic wave, HFSS.

ملخص:

العلم والتكنولوجيا لهما تعطش لا يشبع لمواد أفضل وأفضل يمكنها تخطي حدود ما هو ممكن. في مجال البصريات (العلم المعني بالضوء وتطبيقاته)، يُحدث الواصل الجديد الكثير من الضوضاء: "المادة الخارقة"، وهي نوع من التركيب الاصطناعي بخصائص لم نجدها في أي مادة طبيعية.

تعد المواد الخارقة اكتشافاً حديثاً إلى حد ما، حيث ظهر المصطلح فقط في عام 1999. تتعرض المواد الخارقة التي تستمد خصائصها من الرنانات لخسائر كبيرة، وهذا هو سبب البحث عن مواد فائقة الامتصاص. ال يعكس جهاز الامتصاص الكهرومغناطيسي أو ينقل الإشعاع الساقط، وبالتالي يتم امتصاص قوة الموجة الساقطة بشكل أساسي في المواد الماصة. يعتمد أداء المادة الماصة على سمكها وشكلها، بالإضافة إلى المواد المستخدمة في صنعها. تسمح لنا الخصائص الماصة للمواد الفوقية بالنظر في تصميم الهياكل المبتكرة لتطبيقات الاستشعار. أهداف هذه الأطروحة هي الدراسة النظرية للظروف اللازمة لإنتاج هياكل ماصة رقيقة تعتمد على SRR.

تتم معالجة عمليات المحاكاة تحت برنامج HFSS

الكلمات المفتاحية: ماص ، مادة ميتا ، كشف ، موجة كهرومغناطيسية ، HFSS

Sommaire

Dédicaces	i
REMERCIEMENTS.....	ii
RESUME.....	iii
ABSTRACT.....	iv
LISTE DES FIGURES.....	vi
LISTE DES TABLEAUX.....	vii
LISTE DES SYMBOLES ET ABREVIATIONS.....	viii
INTRODUCTION GENERALE	10
I.1 INTRODUCTION.....	5
I.2 DEFINITIONS DES METAMATERIAUX.....	5
I.3 HISTORIQUE DES METAMATERIAUX	6
I.4 PROPAGATION ELECTROMAGNETIQUE DANS UN MILIEU HOMOGENE.....	7
I.5 CAS D'UN MILIEU DOUBLEMENT NEGATIF (METAMATERIAUX)	9
1.6 SYNTHESE DES METAMATERIAUX.....	11
1.6.1 APPROCHE RESONATEURS ET FILS MINCES	11
1.6.1.1 MILIEU A PERMEABILITE NEGATIVE.....	13
1.6.1.2 MILIEU DOUBLEMENT NEGATIF	15
1.6.2 APPROCHE LIGNES DE TRANSMISSION	16
I.7 DOMAINES D'APPLICATION.....	20
I.7.1 PROPAGATION EN ESPACE LIBRE	20
I.7.2 PROPAGATION GUIDEE	23
I.7.3 METAMATERIAUX RECONFIGURABLES	25
I.8 LA CONCEPTION DE MATERIAUX INNOVANTS	27
I.8.1 LES SUPER LENTILLES.....	27
I.8.2 CAPE D'INVISIBILITE.....	29
I.9 TYPES DE METAMATERIAUX.....	30
I.10 CONCLUSION	32
II.1 INTRODUCTION.....	35
II.2 ABSORBANTS A METAMATERIAUX	36
II.3 SCHEMA THEORIQUE DES ABSORBANTS A METAMATERIAUX.....	36
II.3.1 THÉORIE DE L'ADAPTATION D'IMPÉDANCE.....	37

II.3.2 THEORIE DE L'INTERFERENCE	38
II.4 ABSORBANTS A METAMATERIAUX A BANDE ETROITE	39
II.5 ABSORBANTS A METAMATERIAUX A LARGE BANDE	41
II.6 ABSORBANTS A METAMATERIAUX ACCORDABLES EN FREQUENCE.....	44
II.7 ABSORBANTS A METAMATERIAUX COHERENTS.....	46
II.8 LES TYPES D'ABSORBANTS ELECTROMAGNETIQUE	47
II.8.1 ABSORBANTS DIELECTRIQUES.....	47
II.8.2 ABSORBANTS STRUCTURAUX A ADAPTATION D'IMPEDANCE	48
II.8.2.1 ABSORBANTS PYRAMIDAUX.....	48
II.8.2.2 ABSORBANTS CHARGES PROGRESSIVEMENT.....	49
II.8.2.3 ABSORBANTS A COUCHES D'ADAPTATION D'IMPEDANCE	50
II.8.3 ABSORBANTS RESONANTS.....	51
II.8.4 ABSORBANTS COMPORTANT DES CIRCUITS ANALOGIQUES	51
II.8.5 ABSORBANTS ADAPTATIFS	54
II.8.6 ABSORBANTS MAGNETIQUES.....	54
II.9 CONCLUSION	56
III.1 INTRODUCTION	58
III.2 ABSORBANT METAMATERIAU BASSE SUR RESONATEUR A ANNEAU CIRCULAIRE FERME (CCRR) (CONCEPTION DE LA STRUCTURE DE LA CELLULE UNITAIRE)	60
II.2.1 STRUCTURE DE BASE DU PREMIER MODELE	63
II.2.2 STRUCTURE DE BASE DEUXIEME MODELE	63
II.2.3 STRUCTURE DE BASE TROISIEME MODELE.....	64
III.3 ETUDE PARAMETRIQUE DE LA CELLULE UNITAIRE MMA	65
III.3.1. INFLUENCE D'ANGLE POLARISATION (φ).....	65
III.3.2. INFLUENCE D'ANGLE INCIDENCE	66
III.4 DISTRIBUTION SIMULEE DU COURANT DE SURFACE ET DU CHAMP ELECTRIQUE DU MTMA.....	67
III.5 CONCLUSION	70
IV.1 INTRODUCTION.....	75
IV.2 CONCEPTION ET THEORIE	76
IV.3 SIMULATION ET DISCUSSION.....	82
IV.3.1 DISTRIBUTION DE CHAMP ELECTRIQUE	82
IV.3.2 ETUDE PARAMETRIQUE DE LA CELLULE UNITAIRE MMA	82
IV.3.2.1 L'INFLUENCE DU SUBSTRAT.....	83
IV.3.2.2 L'INFLUENCE DE LA RESISTANCE.....	84
IV.3.2.3 L'INFLUENCE DE LA VALEUR DE LA RESISTANCE.....	84

IV.3.2.4 L'INFLUENCE D'ANGLES DE POLARISATION (φ)	86
IV.3.2.5 L'INFLUENCE D'ANGLES D'INCIDENCE (θ)	87
IV.4 CONCLUSION	88
CONCLUSION GENERALE	75
CONCLUSION GENERALE	91

LISTE DES FIGURES

Figure I.1 : schéma de la réflexion-transmission d'une onde plane lors d'un saut d'indice : réfraction normale à droite, et réfraction négative à gauche	6
(a) (b)	9
Figure I.2 : (a) Trièdre direct (matériaux main droite) et (b) trièdre indirect (matériaux main gauche).....	9
Figure I.3 : Propagation d'une onde plane à travers un milieu selon le signe de ces paramètres constitutifs (permittivité et perméabilité).....	10
Figure I.4 : Loi de Snell-Descartes lors du passage d'une onde d'un milieu main droite (a) vers un milieu main droite (angle positif), (b) vers un milieu main gauche (angle négatif).....	11
Figure I.5 : Structure du réseau de fils métalliques minces proposé par Pendry pour avoir un milieu à permittivité négative [5].	13
Figure I.6 : Exemple de la permittivité (partie réelle) d'un réseau de fils, la permittivité est négative, elle reprend une valeur positive à la fréquence plasma électrique (environ 22.3 GHz), le champ électrique est orienté en parallèle avec les fils [6].	13
Figure I.7 : Les SRR proposés par Pendry pour avoir un milieu à perméabilité négative [7].	14
Figure I.8 : (a) Exemple de la perméabilité d'un réseau de SRR, la perméabilité (partie réelle) devient négative à environ 8.5 GHz. (b) La permittivité (partie réelle) reste toujours positive. Le champ magnétique est orienté selon l'axe du SRR [6]......	15
Figure I.9 : La structure proposée par D. Smith qui combine les fils minces et les SRR pour avoir un milieu doublement négatif (méta matériaux) [2].	15
Figure I.10 : Exemple de la permittivité et de la perméabilité d'un réseau constitué de fils minces et de SRR, on observe l'existence d'une bande de fréquences entre 8.5 et 9 GHz où les deux sont négatives [6].	16
Figure I.11 : Modèle de tronçon de ligne classique (main droite) avec pertes.	17
Figure I.12 : Modèles de tronçons de ligne duale (main gauche) avec pertes. $L_L C_L$	18
Figure I.13 : Diagrammes de dispersion correspondant aux deux cas idéaux de lignes main gauche et de ligne main droite.	18
Figure I.14 : Modèles de tronçons de ligne CRLH : (a) sans pertes. (b) avec pertes.....	19
Figure I.15 : Diagramme de dispersion correspondant à une ligne CRLH, si $\omega_1 \neq \omega_2$ nous avons un cas non équilibré (présence d'une bande interdite), si $\omega_1 = \omega_2$ nous avons un cas équilibré.....	19
Figure I.16 : Prototype du méta matériau 2D, les résonateurs en cuivre sont gravés sur un substrat en fibre de verre, les rubans sont gravés sur la face opposée.....	20
Figure I.17 : (a) Schéma du dispositif expérimental, la flèche noire représente le faisceau μ onde qui est réfracté en traversant le prisme, un détecteur permet de calculer l'angle de réfraction. (b) Résultat de l'expérience, puissance transmise en fonction de l'angle pour un échantillon en Téflon (courbe pointillée) et un échantillon en méta matériaux (courbe pleine), l'angle de réfraction est positif pour le Téflon et négatif pour les méta matériaux [15].	21

Figure I.18 : Cas de la lentille classique : (a) elle doit être convexe pour focaliser les ondes. (b) les ondes évanescentes décroissent, la résolution de l'image est mauvaise. Cas de la super lentille : (c) l'objet est focalisé avec une lentille plane. (d) les ondes évanescentes s'amplifient dans la lentille, la résolution de l'image est meilleure.21

Figure I.19 : Principe du Cloaking, les rayons contournent la sphère (objet) et se reconstruisent en aval, un observateur en aval ne voit pas l'objet. (a) vue 2D, (b) vue 3D [19].22

(a) (b)22

Figure I.20 : (a) Structure coplanaire de l'antenne à retro-propagation. (b) Diagramme de rayonnement de l'antenne à 15 GHz [14].....22

Figure I.21 : Image du prototype de ligne CRLH fabriqué en technologie micro-ruban et composé de 7 cellules unitaires23

Figure I.22 : Résultats des mesures de la structure de la Figure I.21. (a) magnitude des paramètres S. (b) β en fonction de la fréquence24

Figure I.23 : (a) Prototype d'un coupleur -3dB composé de 3 cellules CRLH24

Figure I.24 : (a) Layout de la structure main gauche basé sur des SRR gravés sur la face arrière d'une ligne coplanaire chargée par des fils minces. (b) paramètres S simulés (trait fin) et mesurés (trait gras) de la structure.....25

Figure I.25 : (a) Topologie du SRR carré chargé avec une diode varactor. (b) prototype du filtre réalisé à partir de 2 cellules. (c) coefficients de transmission mesurés en fonction de la tension appliquée sur les diodes26

Figure I.26 : (a) Cellule unitaire CRLH variable à l'aide d'un MEMS26

Figure I.27 : (a) Topologie du déphaseur CRLH utilisant les ferroélectriques comme moyen d'accordabilité [.....27

Figure I.28 : Focalisation avec une lentille ordinaire (a) et une super lentille28

Figure I.29 : Image produite avec un super lentille (A) une et lentille ordinaire (B)28

Figure I.30 : premiers pas vers la cape d'invisibilité30

Figure I.31 : invisibilité des méta matériaux opérant dans l'infrarouge.30

Figure II.1 : Modèle de réflexions multiples et d'interférences d'un absorbant à méta matériau. La ligne pointillée jaune désigne le réseau de résonateurs.....39

Figure II.2 : (a) Cellule unitaire du premier absorbant à méta matériau planaire, (b) réflexion, transmission et absorbance simulées à la fréquence micro-ondes41

Figure II.3 : (a) Cellule unitaire d'un absorbant à méta matériau dendritique et (b) spectres d'absorption simulés et mesurés [102].41

Figure II.4: Vue schématique de l'absorbant à méta matériau en dents de scie et de son spectre d'absorption42

Figure II.5 : (a) Vue schématique de l'absorbant à méta matériau d'eau, (b) vue couche par couche de la cellule unitaire, et (c) vue en plan de coupe de la couche d'eau. (d) Spectres d'absorption de l'absorbant à méta matériau d'eau, de la couche d'eau complète soutenue par une masse métallique et du méta matériau sans eau43

Figure II.6 : (a) Vue schématique de l'absorbant à métamatériau à base de silicium et (b) sa cellule unitaire. (c) Spectres d'absorption de métamatériaux à base de silicium avec des trous coniques et circulaires44

Figure II.7 : (a) Spectres d'absorption expérimentaux et (b) simulés du métamatériau diélectrique étirable mécaniquement. Mécaniquement étirable. (c) Schéma de l'étirement des résonateurs diélectriques sur une fine couche de caoutchouc conducteur. (d) Distribution du champ magnétique à la fréquence de résonance45

Figure II.8 : (a) Cellule unitaire en forme de croix avec des fils de graphène et (b) vue schématique de l'absorbant à métamatériau. (c) Absorption de l'absorbant à métamatériau sous différentes tensions de polarisation.....46

Figure II.9 : (a) illustration de la disposition d'un absorbant pyramidal, et (b) exemple d'absorbant pyramidal49

Figure II.10 : (a) courbe d'impédance idéale et courbe d'impédance typique, et (b) exemple de matériau absorbant chargé progressivement.....49

Figure II.11 : Illustration de la disposition des couches constitutives de l'absorbant à couches d'adaptation d'impédance.....50

Figure II.12 : Illustration des différents types de matériaux structuraux50

Figure II.13 : Illustration de la disposition d'un absorbant comportant des circuits analogiques comparé à son circuit équivalent52

Figure II.14 : Liste non exhaustive de formes de FSS.....53

Figure II.15 : Illustration de courbes typiques de progression de la permittivité et de la perméabilité d'un matériau magnétique en fréquence55

Figure III.1 : La cellule unitaire.....60

Figure III.2 : la structure simulée sous HFSS.....61

(a) (b).....62

Figure III.3 : (b) Coefficient de réflexion et (a) d'absorption de la cellule unitaire.....62

Figure III.4 : (a) Cellule unitaire (modèle1) ;(b) L'absorption en fonction de la fréquence63

Figure III.5 : (a) Cellule unitaire (modèle2) ;(b) L'absorption en fonction de la fréquence64

Figure III.6 : (a) Cellule unitaire (modèle 3) ; (b) L'absorption en fonction de la fréquence.....64

Figure III.7 : Réponse d'absorption simulée à différents angles de polarisation (φ) pour les modes TM (ou TE).....66

Figure III.8 : Réponse d'absorption simulée à différents angles d'incidence (θ) pour les modes TM (ou TE)67

Figure III.9 : Distribution du champ électrique aux six fréquences des pics d'absorption.68

Figure III.10 : La distribution du champ électrique simulé.....69

Figure IV.1: La cellule unitaire de l'absorbant MM proposé sous différents angles. (a) Vue en perspective. (b) Vue de face.....76

Figure IV.2 : représente résultat de simulation (a) absorption et (b) réflexion79

Figure IV.3 : représente l'impédance normalisée de l'absorbant à large bande à incidence normale.	80
Figure IV.4 : Modèle de circuit équivalent de l'Absorbant proposé.	81
Figure IV.5 : Distribution du champ électrique sur l'unité cellulaire pour une onde de polarisation TE à (a) 12 GHz et (b) 16 GHz. Et TM à (c) 12 GHz (d) 16GHz.	82
Figure IV.6 : Taux d'absorption au niveau du substrat avec pertes et du substrat sans pertes.	83
Figure IV.7 : représente la variation du coefficient de la réflexion par rapport à la fréquence.	84
Figure IV.8 : la variation de l'absorption par rapport à la fréquence dans de différente valeur de résistance (R)	85
Figure IV.9 : la variation de l'absorption par rapport à la fréquence avec différentes valeurs d'angles de polarisation.	86

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I.1 : classification des métamatériaux31
Tableau III.1 : Les différentes dimensions de la cellule(MMA).61
Tableau IV.1 : Les différentes dimensions de la cellule(MMA).77

LISTE DES SYMBOLES ET ABREVIATIONS

ε : *permittivité*

μ : *perméabilité*

ε_0 : *permittivité du vide*

μ_0 : *perméabilité du vide*

ε_r : *permittivité relative*

μ_r : *perméabilité relative*

σ : *conductivité électrique*

ρ : *résistivité*

n : *indice de réfraction*

$v\varphi$: *vitesse de phase*

v_g : *vitesse de groupe*

E : *champ électrique*

B : *champ magnétique*

D : *déplacement électrique*

H : *excitation magnétique*

MTM : *méta matériau*

SRR : *split-ring resonators*

MMA : *Absorbant à méta matériau*

RAM : *Radar Absorbing Materials*

CCR: *Closed Circular Ring Resonator*

HFSS: *High Frequency Structure Simulator*

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE :

Les systèmes des télécommunications ont connu un saut qualitatif entraînant la création et l'innovation des plusieurs technologies. Les méta matériaux constituent l'une des nouvelles découvertes cette dernière décennie et sont un domaine de recherche passionnant, émergeant et promet d'apporter d'importantes avancées technologiques et scientifiques dans de nombreux domaines importants tels que les télécommunications, les radars, la défense, l'imagerie médicale, etc.

Les méta matériaux sont décrits comme des composites périodiques conçus pour modifier les propriétés électromagnétiques des matériaux afin d'obtenir des réponses qui ne sont pas observées naturellement

Ceci ouvre ainsi la voie à de nouvelles applications et à la réalisation de dispositifs tels que les lentilles à indice négatifs, des mécanismes de camouflage ...ect. Les matériaux absorbants électromagnétiques ou radar absorbing materials (RAM) ont été créés à la fois aux U.S.A, et Allemagne lors de la seconde guerre mondiale mais l'intérêt pour le sujet s'est ravivé au cours des dix dernières années.

Un absorbant à métamatériau est un type de méta matériau destiné à absorber efficacement les rayonnements électromagnétiques tels que la lumière. Par conséquent, ils offrent des avantages par rapport aux absorbants conventionnels tels qu'une miniaturisation plus poussée, une grande adaptabilité et une efficacité accrue.

Le but de ce mémoire est d'étudier un absorbant d'onde électromagnétique à base de métamatériau fonctionnant dans les bandes de fréquence différentes. Par la suite nous analyserons cette structure absorbante sous logiciel HFSS (High Fréquence Structure Simulator) le choix de ce logiciel pour notre application est très éclairée, en effet c'est un logiciel dédié à la simulation haute fréquence des circuits micro-ondes. En outre, il nous permettra de visualiser les détails de tous les paramètres.

Dans le premier chapitre, nous abordons l'état de l'art sur les métamatériaux, la propagation électromagnétique des ondes dans divers milieu en exploitant les équations de maxwell ainsi que des applications potentielles.

Le second chapitre traite les différentes théories des méta matériaux et ses récentes percées ainsi que l'étude de divers absorbants à méta matériaux.

Le troisième chapitre est consacré à un nouvel absorbant métamateriau multi bande basé sur un résonateur en boucle fermé

En fin et dernier chapitre parle d'un absorbant métamateriau flexible à large bande avec des caractéristiques indépendantes de la polarisation et de l'incidence grand angle a été étudié.

CHAPITRE I
L'ÉTAT DE L'ART DES
METAMATERIAUX

I.1 INTRODUCTION

L'invisibilité a toujours alimenté les fantasmes des auteurs d'histoires fantastiques et de science-fiction. Pour les scientifiques, elle constitue un objectif sans doute illusoire, pourtant, des avancées considérables ont été réalisées récemment grâce à l'utilisation des méta-matériaux.

La performance des matériaux poussent les limites du possible la découverte assez récente dans le domaine de l'optique (Science qui a pour objet l'étude de la lumière et ses applications) illustre notamment le méta matériau une révolution en elle-même, une sorte de structure artificielle qui possède des propriétés n'existant dans aucun matériau naturel. Egalement appelés « matériau main gauche », les méta matériaux n'ont cessé d'attiser l'intérêt des chercheurs. C'est aujourd'hui un domaine très actif.

Dans ce premier chapitre nous définissons le concept général des méta matériaux. Nous dressons aussi un rappel théorique de la propagation électromagnétique dans les méta matériaux en partant des équations de Maxwell, deux approches théoriques sont exposées l'une sur les réseaux de fils et résonateurs et l'autre sur les lignes de transmission des exemples d'applications sont également dressés.

I.2 DEFINITIONS DES METAMATERIAUX

Le préfixe « méta » signifie que ces matériaux sont fabriqués par l'Homme car ils n'existent pas à l'état naturel, ce sont des mélanges de différents matériaux. Leur composition est en général un assemblage de matériaux électromagnétiques (tels que des résonateurs électriques) empilés sur plusieurs couches de substrat. La première théorie concernant leurs propriétés électromagnétiques a été introduite par le chercheur russe Victor Veselago en 1964 [1]. Les spécialistes des champs et ondes électromagnétiques emploient souvent le terme « méta matériaux » pour désigner spécifiquement des matériaux qui présentent un indice de réfraction négative (permittivité et perméabilité négative). Un matériau est défini en partie par son indice de réfraction noté "n". Ce dernier détermine les angles de réflexion et de réfraction du rayon incident selon les lois de Snell-Descartes. Cet indice est supérieur ou égal à 1.

Or, avec ces méta matériaux, on peut obtenir un indice de réfraction inférieur à 1, voir même négatif, ce qui fait que le rayon transmis se retrouve du même côté de la normale que le rayon incident.

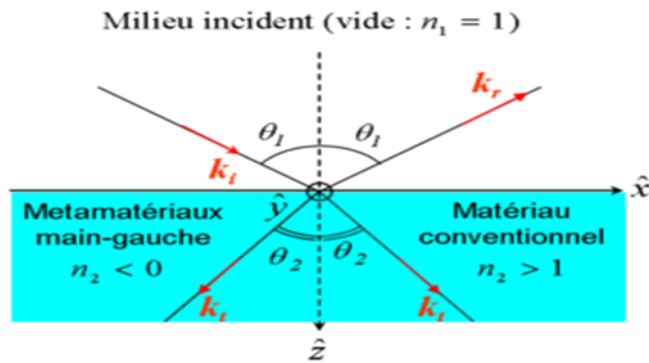


Figure I.1 : schéma de la réflexion-transmission d'une onde plane lors d'un saut d'indice : réfraction normale à droite, et réfraction négative à gauche

I.3 HISTORIQUE DES METAMATERIAUX

Les milieux dits « main gauche » ou à « indice de réfraction négatif », ont été théorisés en 1967 par Victor Veselag[1] . Ils nécessitent une perméabilité et une permittivité négatives simultanément. Longtemps, cette double condition a été complexe à réaliser, même si on connaissait depuis longtemps des milieux présentant une permittivité négative (par exemple les plasmas). En 2000, John Pendry, de l'Imperial College, en propose une réalisation avec structures périodiques métalliques constituées d'anneaux concentriques coupés, nommées split-ring resonators (SRR) , et de fils métalliques continus. Il avait démontré dans deux articles successifs qu'un arrangement périodique de fils métalliques continus parallèles présentait en basse fréquence une permittivité négative et qu'un réseau périodique de SRR présentait une perméabilité négative autour d'une fréquence de résonance. En réunissant les deux réseaux dans une structure périodique composite, on réalisait le milieu proposé par V. Veselago. Ce milieu présentait alors un indice négatif au voisinage de la fréquence de résonance des SRR.

Cette propriété d'indice de réfraction négatif était déjà remarquable, mais aurait pu rester une curiosité de laboratoire. Ce qui a réellement attiré l'attention sur ces matériaux exotiques a été la proposition par J. Pendry de la possibilité de réaliser une superlentille dont la résolution ne serait plus limitée par les lois classiques de l'optique. Enfin, en 2006, pour couronner ce sujet, J. Pendry et U. Leonhardt proposaient la réalisation d'une cape d'invisibilité utilisant des méta matériaux.

Plusieurs équipes ont démontré depuis que ces prédictions théoriques étaient réalisables, en réalisant successivement des prototypes de superlentilles et de cape d'invisibilité en micro-onde. Jusque là, D. R. Smith avait montré expérimentalement que le matériau composite de J. Pendry présentait bien une permittivité et une perméabilité négatives, et par conséquent un indice de réfraction négatif.

Des tentatives de réalisation de ces méta matériaux en infra-rouge et dans le domaine visible ont été aussi proposées. Il s'agit de véritables tours de force étant donné que la période du réseau est de l'ordre du dixième de la longueur d'onde. Par exemple dans le visible, si la longueur d'onde est 500nm, la période est de l'ordre de 50nm, avec des largeurs de motifs métalliques de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

La difficulté vient par conséquent du fait qu'il faut par conséquent obtenir des structures particulièrement petites (pour créer des réseaux à petites périodes). Aujourd'hui, les méta matériaux sont réalisés par micro-gravure ou nano-gravure. Ils sont constitués de fibres de cuivres imprimés dans des fibres de verre constituant ainsi la partie isolante, c'est-à-dire la partie diélectrique du méta matériau. C'est par conséquent essentiellement dans la mise en forme que les ingénieurs sont limités. Certains groupes de recherche, dont des français, espèrent trouver une solution en changeant la méthode de fabrication, c'est-à-dire en réalisant ces méta matériaux par auto-assemblages dirigés, ces derniers se fabriquant alors de manière quasi-naturelle. D'autre part, le problème de l'élaboration d'un tel matériau provient de la difficulté à obtenir des matières premières de grande pureté. Ils obtiennent respectivement une permittivité et perméabilité négatives sous certaines conditions qu'on verra dans la suite de ce chapitre.

I.4 PROPAGATION ELECTROMAGNETIQUE DANS UN MILIEU HOMOGENE

La notion d'homogénéité dans un matériau est directement liée à l'échelle d'observation considérée. En électromagnétisme, cette échelle est donnée par la longueur d'onde du rayonnement incident et est à comparer à la taille des hétérogénéités présentes dans le matériau.

Pour une onde électromagnétique monochromatique qui se propage dans un milieu homogène, on peut réécrire les équations de Maxwell sous cette forme

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{et} \quad \nabla \times H = -\frac{\partial D}{\partial t} \quad (\text{I.1})$$

Avec

$$B = \mu H \quad \text{et} \quad D = \varepsilon E \quad (\text{I.2})$$

E : représente le champ électrique

H : le champ magnétique

B : l'induction magnétique

D : l'induction électrique

μ : La perméabilité magnétique

ε : La permittivité électrique

Avec

$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad \text{et} \quad \varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 \quad (\text{I.3})$$

Pour une onde plane qui se propage selon la direction z, un caractère ondulatoire ($e^{j\omega t}$) et propagatif ($e^{-\gamma z}$) sont associés aux champs électromagnétiques E et H. L'équation de propagation s'écrit alors

$$E = E_0 e^{j\omega t} e^{-\gamma z} \quad \text{et} \quad H = H_0 e^{j\omega t} e^{-\gamma z} \quad (\text{I.4})$$

La variation des champs E et H étant liée par les équations de Maxwell, l'onde est représentée fréquemment par un seul de ses champs : en général le champ électrique dans un but de simplification.

E_0 Représente l'amplitude du champ électrique, ω la pulsation qui est définie par :

$$\omega = 2 \pi f \quad (\text{I.5})$$

Avec f la fréquence.

Dans l'équation de propagation (1.4), γ est appelée la constante de propagation, elle est définie par :

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (\text{I.6})$$

Avec α l'atténuation, β la constante de phase. Selon la forme de la constante de propagation γ on définit trois cas : La valeur de γ est purement réelle : $\gamma = \alpha$ l'onde électromagnétique est évanescence, elle décroît exponentiellement lors de sa propagation.

La valeur de γ est purement imaginaire : $\gamma = j\beta$ l'onde électromagnétique est propagative. La valeur de γ est complexe : $\gamma = \alpha + j\beta$ l'onde électromagnétique est propagative avec un terme de pertes. Si on considère l'onde qui se propage sans pertes, on peut écrire les équations (I.4) :

$$E = E_0 e^{j\omega t} e^{-jkz} \quad \text{et} \quad H = H_0 e^{j\omega t} e^{-jkz} \quad (\text{I.7})$$

Avec k le nombre d'onde, sachant que dans l'hypothèse d'une propagation TEM :

$$\beta = k \quad (\text{I.8})$$

A partir des équations (I.1), (I.2) et (I.7), on peut réécrire les équations de Maxwell sous cette forme :

$$k \times E = \omega \mu H \quad \text{et} \quad k \times H = -\omega \varepsilon E \quad (\text{I. 9})$$

I.5 CAS D'UN MILIEU DOUBLEMENT NEGATIF (METAMATERIAUX)

A partir de l'équation (I.9), nous pouvons déduire qu'avec ε et μ simultanément positives, les vecteurs $\vec{E}, \vec{H}, \vec{K}$ forment un trièdre direct ou main droite Figure (I.2.a). Le flux d'énergie est décrit par le vecteur de Poynting qui s'écrit :

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (\text{I.10})$$

Par conséquent \vec{S} et \vec{K} suivent la même direction. Nous pouvons également déduire qu'une autre possibilité satisfait cette équation, c'est le cas où ε et μ sont simultanément négatives. Dans ce cas, les vecteurs $\vec{E}, \vec{H}, \vec{K}$ forment un trièdre indirect ou main gauche. Pour mieux comprendre les caractéristiques de ce genre de milieu par rapport au milieu naturel, un schéma de ces vecteurs est présenté sur la Figure (I.2.b). C'est l'hypothèse théorique qui était introduite pour la première fois en 1964 par Veselago [1].

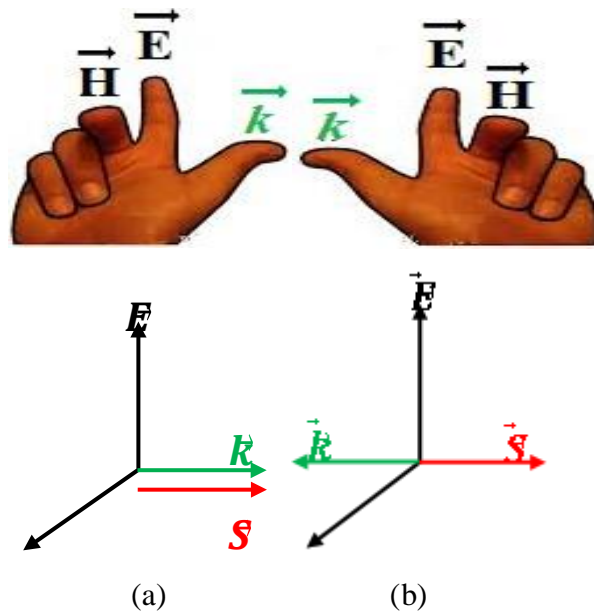


Figure I.2 : (a) Trièdre direct (matériaux main droite) et (b) trièdre indirect (matériaux main gauche)

En général, la réponse électromagnétique d'un matériau quelconque face à une onde électromagnétique incidente est déterminée par ses deux paramètres intrinsèques ε_r et μ_r . Donc, selon

les signes de ϵ_r et μ_r , quatre combinaisons sont possibles. La Figure (I.3) représente les différents types de matériaux selon ces combinaisons.

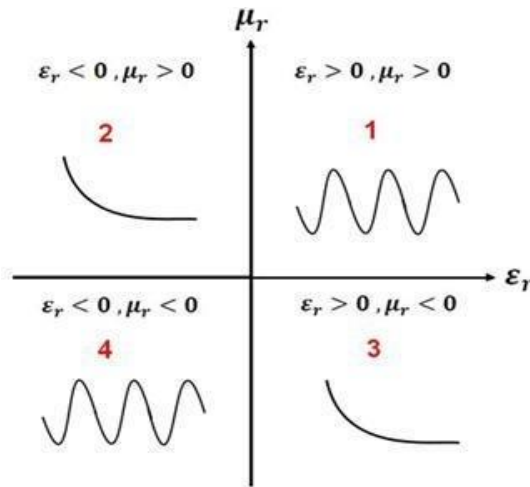


Figure I.3 : Propagation d’une onde plane à travers un milieu selon le signe de ces paramètres constitutifs (permittivité et perméabilité).

Les cadrans 1 et 4 sont les zones qui satisfont l’équation de propagation (I.9), donc l’onde propage.

Le cas où $\epsilon_r > 0$ et $\mu_r > 0$ (main droite) représente le cas des matériaux classique comme les diélectriques.

Le cas où $\epsilon_r < 0$ et $\mu_r < 0$ (main gauche) représente le cas des métamatériaux.

Les zones 2 et 3 sont des zones où l’onde ne se propage pas (onde évanescente). Le cas où $\epsilon_r > 0$ et $\mu_r < 0$ représente le cas des ferrites. Le cas où $\epsilon_r < 0$ et $\mu_r > 0$ représente le cas des plasmas.

Revenons au cas qui nous intéresse (cadrans 4), comme noté auparavant, les métamatériaux appelés également matériaux main gauche ou encore matériaux doublement négatifs n’existent pas dans la nature.

La vitesse de phase est définie par l’équation (I.11) et la vitesse de groupe par l’équation (I.12).

$$v_{\varphi} = \frac{\omega}{k} \tag{I.11}$$

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \tag{I.12}$$

Le fait que les trois vecteurs $\vec{E}, \vec{H}, \vec{K}$ forment un trièdre indirect implique que la vitesse de phase et la vitesse de groupe de l’onde sont dans des directions opposées :

Milieu main droite : $v_\varphi > 0$ ($k > 0$) et $v_g > 0$ (I.13)

Milieu main gauche : $v_\varphi < 0$ ($k < 0$) et $v_g > 0$ (I.14)

Le fait que ϵ_r et μ_r soit toutes les deux négatives implique que l'indice de réfraction n du milieu est négatif, car :

$$n = \pm\sqrt{\epsilon_r\mu_r} \tag{I.15}$$

Cela provoque l'inversion de la loi de Snell-Descartes, car lors du passage d'un milieu main droite à un milieu main gauche, l'onde réfractée sera transmise du même côté de la normale que l'onde incidente [1]

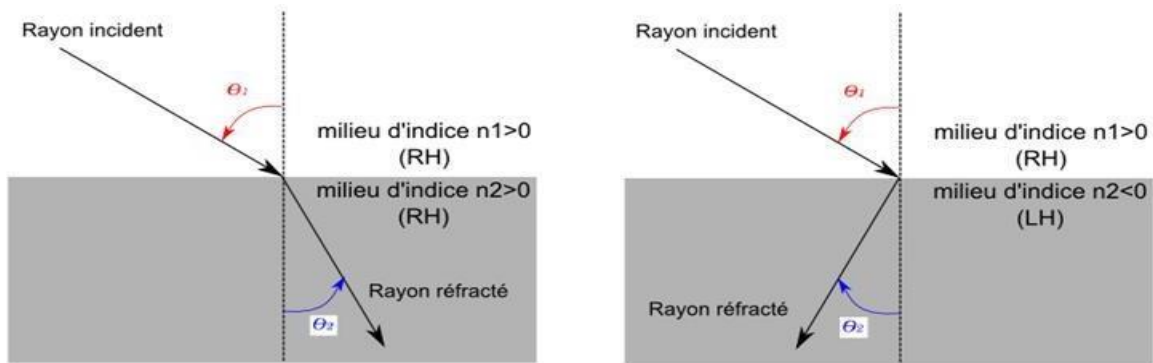


Figure I.4 : Loi de Snell-Descartes lors du passage d'une onde d'un milieu main droite (a) vers un milieu main droite (angle positif), (b) vers un milieu main gauche (angle négatif).

Les matériaux main gauche impliquent d'autres changements sur des phénomènes physiques bien connus, comme l'inversion de l'effet Doppler, l'inversion de l'effet Cerenkov et l'inversion de la convergence et de la divergence dans les lentilles concaves et convexes respectivement [1].

1.6 SYNTHÈSE DES METAMATERIAUX

1.6.1 APPROCHE RESONATEURS ET FILS MINCES

La dépendance fréquentielle de la permittivité des métaux suit le modèle de Drude :

$$\epsilon_r(f) = 1 - \frac{f_{pe}^2}{f^2 + j f_c f} \tag{I.16}$$

Avec :

f_{pe} la fréquence plasma électrique donnée par l'équation (I.17) et f_c la fréquence de collision donnée

par l'équation (I.18).

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (I.17)$$

$$\omega_c = \frac{1}{\tau} \quad (I.18)$$

Avec n la densité d'électrons, e la charge élémentaire, m_e la masse, τ le temps de collision. Si on considère le cas idéal dans l'équation (I.16), c'est-à-dire une partie imaginaire nulle, on déduit que les métaux présentent naturellement une permittivité négative en dessous de leur fréquence plasma électrique. Au vu des valeurs des éléments de l'équation (I.17), cette fréquence plasma électrique se situe typiquement dans le domaine du visible et de l'ultraviolet. Par exemple, elle est de 2184 THz pour l'or, 3570 THz pour l'aluminium et 1788 THz pour le cuivre [3].

Pour avoir une permittivité négative dans le domaine des micro-ondes, J. Pendry a proposé d'abaisser la fréquence plasma électrique [4] [5]. La solution consiste à diluer le métal en créant un réseau périodique de fils minces métalliques séparés par de l'air figure (I.5), cela permet d'abaisser la densité des électrons dans l'équation (I.17) car il revient à définir un milieu effectif régi également par le modèle de Drude, où n devient n_{eff} (I.19). De plus, le courant qui circule le long des tiges métalliques induit un champ magnétique qui agit à son tour sur les charges en rendant leur masse effective plus élevée, m_e devient m_{eff} (I.20).

$$n_{eff} = \frac{n \pi r^2}{a^2} \quad (I.19)$$

$$m_{eff} = \frac{\mu_0 e^2 \pi r^2 n}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{r}\right) \quad (I.20)$$

Avec n la densité d'électrons dans les tiges métalliques, r leur rayon et a l'espacement (le pas du réseau).

L'effet combiné de la dilution du milieu et de l'augmentation de la masse effective permet donc de diminuer la fréquence plasma électrique. Cette astuce a permis de créer un milieu présentant une permittivité négative exploitable dans le domaine des micro-ondes. Un exemple de permittivité en fonction de la fréquence d'un réseau de fils métalliques est présenté dans la Figure (I.6).

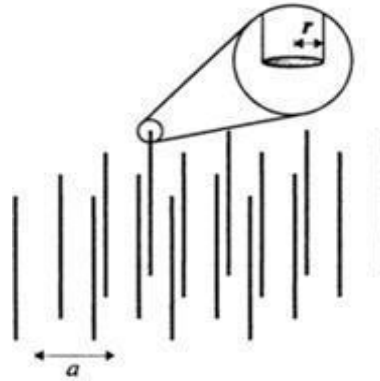


Figure I.5 : Structure du réseau de fils métalliques minces proposé par Pendry pour avoir un milieu à permittivité négative [5].

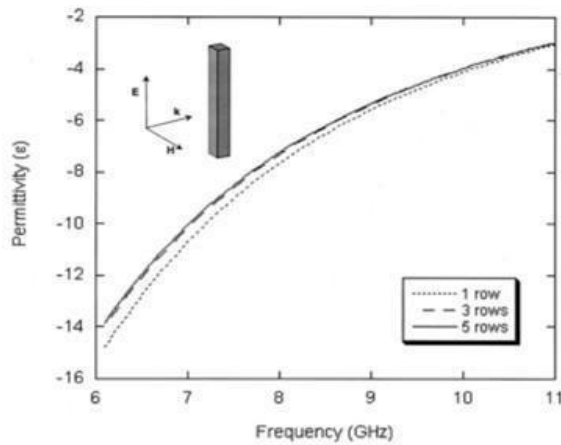


Figure I.6 : Exemple de la permittivité (partie réelle) d'un réseau de fils, la permittivité est négative, elle reprend une valeur positive à la fréquence plasma électrique (environ 22.3 GHz), le champ électrique est orienté en parallèle avec les fils [6].

I.6.1.1 MILIEU A PERMEABILITE NEGATIVE

Le magnétisme artificiel consiste à créer un comportement magnétique sans utiliser de matériaux magnétiques mais juste des conducteurs métalliques classiques. Pendry a proposé en 1999 un circuit appelé résonateur à anneau fondu (SRR) [7]. Il s'agit de deux cercles métalliques ouverts imbriqués. Ils sont excités par un champ électromagnétique dont le champ magnétique est dirigé selon l'axe des cercles Figure (I.7).

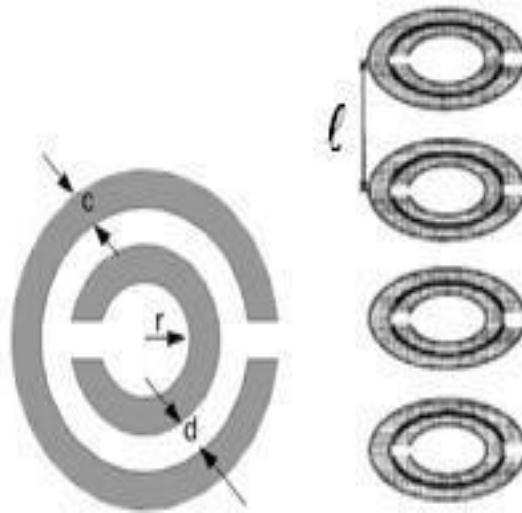


Figure I.7 : Les SRR proposés par Pendry pour avoir un milieu à perméabilité négative [7].

La dépendance fréquentielle de la perméabilité suit un modèle de Lorentz donné par l'équation (I.21).

$$\mu_{eff}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pm}^2 - \omega_m^2}{\omega(\omega + j\Gamma) - \omega_m^2} \quad (I.21)$$

Avec :

ω_m : la fréquence de résonance magnétique

ω_{pm} : la fréquence plasma magnétique

Γ : les pertes métalliques du SRR

Ces fréquences peuvent s'écrire en fonction des paramètres géométriques des SRR Figure (I.7) à l'aide des équations :

$$\omega_m = \sqrt{\frac{3 l c_0^2}{\pi \ln(\frac{2c}{d}) r^3}} \quad (I.22)$$

$$\omega_{pm} = \frac{\omega_m}{\sqrt{1 - \frac{\pi r^2}{a^2}}} \quad (I.23)$$

Si les pertes métalliques sont suffisamment faibles, le SRR donne une valeur de perméabilité négative dans la bande de fréquences comprises entre ω_m et ω_{pm} . Un exemple est présenté dans la Figure (I.8), la perméabilité d'un SRR carré passe par une valeur négative autour de 8.5 GHz, la permittivité quant à elle reste positive.

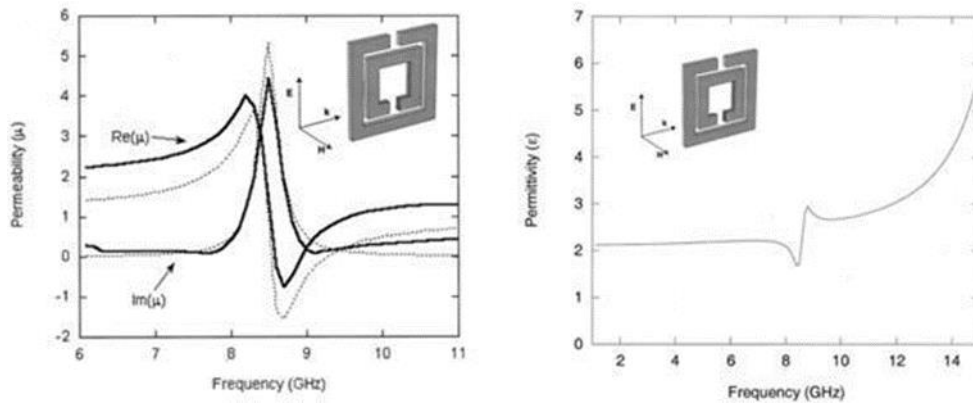


Figure I.8 : (a) Exemple de la perméabilité d'un réseau de SRR, la perméabilité (partie réelle) devient négative à environ 8.5 GHz. (b) La permittivité (partie réelle) reste toujours positive. Le champ magnétique est orienté selon l'axe du SRR [6].

I.6.1.2 MILIEU DOUBLEMENT NEGATIF

La première démonstration expérimentale d'un milieu composite doublement négatif a été présentée par D. Smith en 2000 [7], [8], [9]. En s'inspirant des travaux de J. Pendry, il a superposé un réseau de fils et un réseau de SRR Figure (I.9). Il a observé ainsi une transmission à travers ce milieu dans la bande de fréquence dans laquelle la permittivité et la perméabilité sont négatives. Cette expérimentation a démontré pour la première fois la théorie des milieux main gauche introduite par Veselago, qui prévoit une propagation des ondes électromagnétiques à travers un milieu doublement négatif. Ce fut le premier méta matériau réalisé.



Figure I.9 : La structure proposée par D. Smith qui combine les fils minces et les SRR pour avoir un milieu doublement négatif (méta matériaux) [2].

La Figure (I.10) présente la permittivité et la perméabilité d'une structure faite de superposition du réseau de fil Figure (1.5) et du réseau de SRR Figure (I.7), cette superposition donne une bande de fréquence entre 8.5 et 9 GHz où ϵ et μ sont toutes deux négatives.

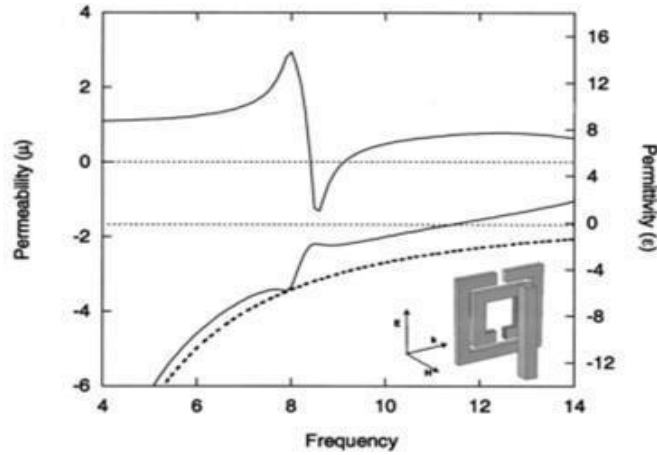


Figure I.10 : Exemple de la permittivité et de la perméabilité d'un réseau constitué de fils minces et de SRR, on observe l'existence d'une bande de fréquences entre 8.5 et 9 GHz où les deux sont négatives [6].

Pour avoir une bonne adaptation d'impédance avec l'air, les valeurs de ϵ et μ doivent être proches

comme le montre l'équation de l'impédance normalisée :
$$Z_n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \quad (I.24)$$

I.6.2 APPROCHE LIGNES DE TRANSMISSION

En 2002, les deux groupes de recherche de C. Caloz, T. Itoh [10] [11] et G. Eleftheriades [12] [13] [14] ont introduit une nouvelle approche basée sur les lignes de transmission. Cette approche permet d'exploiter pleinement les propriétés des métamatériaux dans le domaine des micro-ondes. Cette approche a pris ses origines dans la théorie des lignes de transmission. En effet, une ligne de propagation classique en mode TEM peut être modélisée par un réseau de cellules unitaires identiques mises en cascade. La longueur de la cellule unitaire (tronçon de ligne) est choisie petite devant la longueur d'onde. Dans le cas idéal, cette cellule est composée d'une inductance en série LR et d'une capacité en parallèle CR. Dans le cas réel, on ajoute un élément R lié aux pertes métalliques et un élément G lié aux pertes diélectriques Figure (I.11). ou bien le circuit :

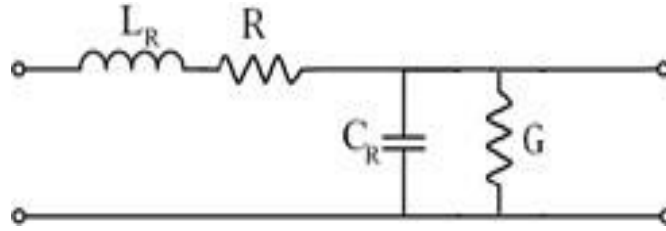


Figure I.11 : Modèle de tronçon de ligne classique (main droite) avec pertes.

La constante de propagation dans la ligne s'écrit :

$$\gamma = \alpha + j\beta = \pm\sqrt{ZY} \quad (I.25)$$

Avec Z l'impédance des éléments série et Y l'admittance des éléments parallèles. Dans le cas idéal on a :

$$\beta = \omega\sqrt{L_R C_R} \quad (I.26)$$

La tension $V(z)$ et le courant $I(z)$ dans la ligne sont liés par les équations des télégraphistes :

$$\frac{\partial V(z)}{\partial z} = -I(z)Z \quad \text{et} \quad \frac{\partial I(z)}{\partial z} = -V(z)Y \quad (I.27)$$

Les équations de Maxwell pour une propagation selon z peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial E(z)}{\partial z} = j\omega\mu H \quad \text{et} \quad \frac{\partial H(z)}{\partial z} = j\omega\varepsilon E \quad (I.28)$$

Il est possible d'identifier les équations des télégraphistes (I.27) aux équations de Maxwell (I.28) en faisant correspondre la tension au champ électrique et le courant au champ magnétique, la permittivité et la perméabilité peuvent s'écrire alors :

$$\varepsilon = \frac{Y}{j\omega} \quad \text{et} \quad \mu = \frac{Z}{j\omega} \quad (I.29)$$

La permutation dans le modèle électrique de la capacité et de l'inductance permet d'avoir une permittivité et une perméabilité toutes deux négatives, c'est la topologie duale de la ligne de transmission classique qu'on appellera ligne de transmission main gauche (LH-TL) Figure (I.12).

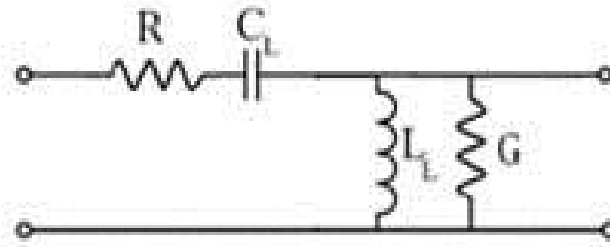


Figure I.12 : Modèles de tronçons de ligne duale (main gauche) avec pertes. $L_L C_L$.

$$\beta = -\frac{1}{\omega\sqrt{L_L C_L}} \tag{I.30}$$

Le diagramme de dispersion de la ligne main droite est sous forme d’une droite compte tenu de la relation de dispersion (I.26), les vitesses de phase et de groupe définies par les équations (I.11) et (I.12) sont de même signe positif. Pour la ligne main gauche le diagramme est dispersif et β prend des valeurs négatives compte tenu de la relation de dispersion (I.30), dans ce cas les vitesses de phase et de groupe sont opposées. Le signe négatif de β permet d’avoir une vitesse de groupe toujours positif (la pente des courbes est toujours positive) ce qui correspond à un cas physique où l’énergie se propage dans une direction positive Figure (I.13).

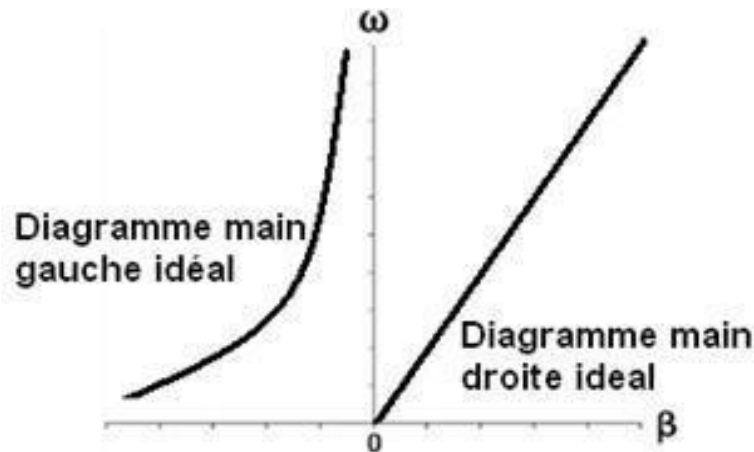


Figure I.13 : Diagrammes de dispersion correspondant aux deux cas idéaux de lignes main gauche et de ligne main droite.

Dans la pratique, il est difficile d’avoir une ligne purement main gauche, car les éléments main gauche ont besoin d’interconnexions pour les relier ce qui fait intervenir automatiquement des tronçons de ligne classique et donc des éléments main droite. On parle alors dans le cas pratique d’une ligne

composite main droite / main gauche ou ligne CRLH Figure (I.14.a). La Figure (I.14.b) représente le modèle CRLH après intégration des pertes.

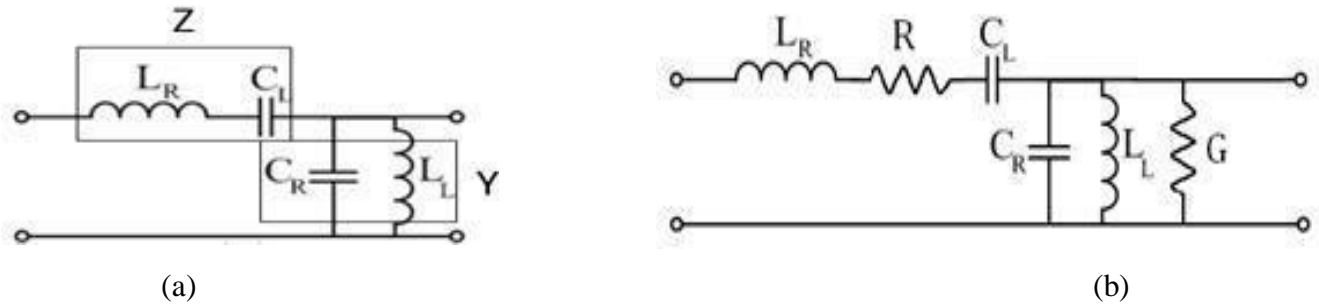


Figure I.14 : Modèles de tronçons de ligne CRLH : (a) sans pertes. (b) avec pertes.

Dans le cas du modèle CRLH sans pertes, on a :

$$\beta = \pm \sqrt{\omega^2 L_R C_L + \frac{1}{\omega^2 C_L} - \left(\frac{L_R}{L_L} + \frac{C_R}{C_L}\right)} \quad (I.31)$$

La valeur de β tend vers un comportement purement main gauche en basses fréquences et vers un comportement purement main droite vers les hautes fréquences. Une bande interdite peut exister entre les deux bandes de transmission main droite et main gauche Figure (I.15).

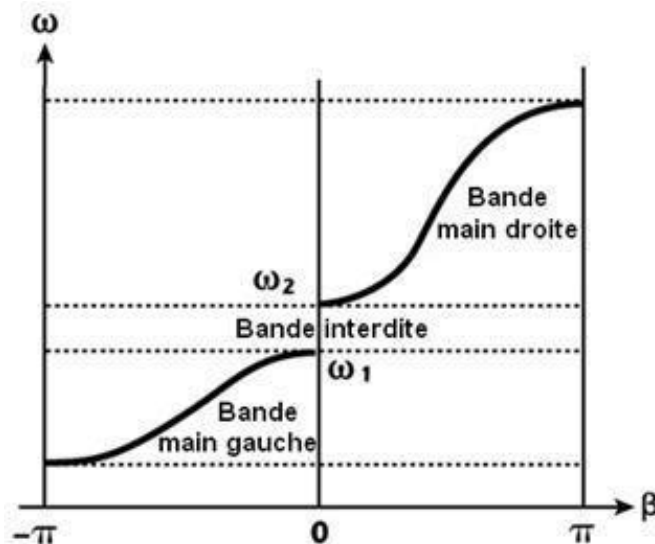


Figure I.15 : Diagramme de dispersion correspondant à une ligne CRLH, si $\omega_1 \neq \omega_2$ nous avons un cas non équilibré (présence d'une bande interdite), si $\omega_1 = \omega_2$ nous avons un cas équilibré.

Les deux fréquences qui délimitent la bande interdite sont données par

$$\omega_1 = \min \left(\frac{1}{\sqrt{L_R C_L}}, \frac{1}{\sqrt{L_L C_R}} \right) \quad \text{Et} \quad \omega_2 = \max \left(\frac{1}{\sqrt{L_R C_L}}, \frac{1}{\sqrt{L_L C_R}} \right) \quad (\text{I.32})$$

Cette bande interdite peut ne pas exister, la transmission est alors continue entre la bande main gauche et la bande main droite. Ce cas est appelé cas équilibré, il est produit lorsque $\omega_1 = \omega_2$, c'est à dire lorsque les deux résonances du circuit sont égales :

$$\sqrt{L_R C_L} = \sqrt{L_L C_R} \quad (\text{I.33})$$

I.7 DOMAINES D'APPLICATION

I.7.1 PROPAGATION EN ESPACE LIBRE

La structure de la première démonstration d'un méta matériau proposée par Smith Figure (1.9) était un réseau unidimensionnel ayant une permittivité et une perméabilité négatives. En 2001, R.A Shelby [15] a proposé une version bidimensionnelle de ce milieu Figure (I.16). La structure est basée sur des SRR carrés en cuivre, imprimés sur l'une des faces d'un substrat en fibre de verre, des rubans fins en cuivre ont été gravés sur la face opposée. Les cellules ont été assemblées pour avoir une structure périodique sur deux dimensions. Un prisme a été fabriqué à l'aide de ces cellules Figure (I.17.a), la propagation d'une onde électromagnétique à travers ce prisme produit un rayon réfracté d'un angle négatif ce qui a mis en évidence la réfraction négative de cette structure Figure (I.17.b). Cette expérience a été reproduite par d'autres groupes de recherche [16] [17].



Figure I.16 : Prototype du méta matériau 2D, les résonateurs en cuivre sont gravés sur un substrat en fibre de verre, les rubans sont gravés sur la face opposée [15].

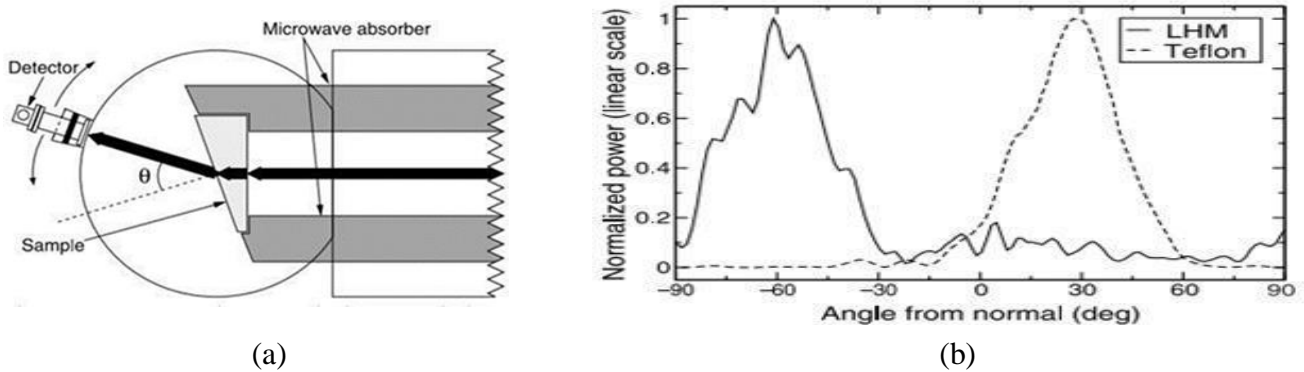


Figure I.17 : (a) Schéma du dispositif expérimental, la flèche noire représente le faisceau μ onde qui est réfracté en traversant le prisme, un détecteur permet de calculer l'angle de réfraction. (b) Résultat de l'expérience, puissance transmise en fonction de l'angle pour un échantillon en Téflon (courbe pointillée) et un échantillon en méta matériaux (courbe pleine), l'angle de réfraction est positif pour le Téflon et négatif pour les méta matériaux [15].

Dans le même sens, la réfraction négative donne la possibilité de focaliser une onde en utilisant une lentille plane. En effet, les méta matériaux font en sorte que les ondes électromagnétiques focalisent sur un point au lieu de dévier vers l'extérieur. Une lentille classique doit normalement être convexe pour focaliser la lumière, ce qui n'est pas le cas d'une lentille à base de méta matériaux. D'un autre côté, les lentilles classiques ne peuvent pas voir des détails plus petits que la longueur d'onde électromagnétique. Par exemple, les atomes sont plus petits que les longueurs d'ondes de la lumière visible et ne peuvent donc pas être vus à l'aide d'un microscope optique. Cependant, comme les méta matériaux font que la lumière subit une diffraction inversée, ils permettent une « super-résolution » : ces lentilles main gauche plates sont capables de focaliser les ondes évanescentes, qui transportent des détails plus petit que les longueurs d'ondes d'un objet, d'où l'appellation « lentilles parfaites » ou « super lentilles » Figure (I.18) [18].

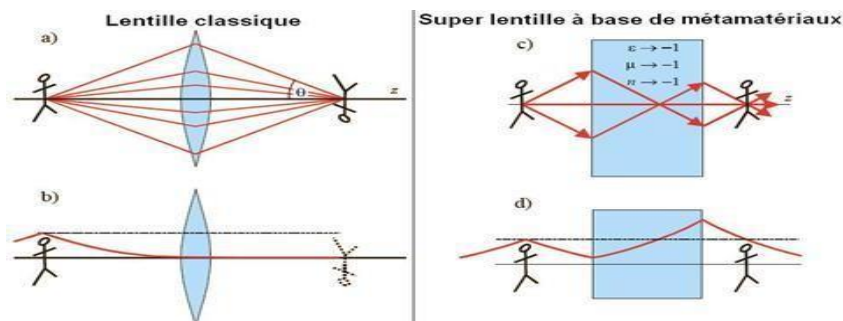


Figure I.18 : Cas de la lentille classique : (a) elle doit être convexe pour focaliser les ondes. (b) les ondes évanescentes décroissent, la résolution de l'image est mauvaise. Cas de la super lentille : (c) l'objet est focalisé avec une lentille plane. (d) les ondes évanescentes s'amplifient dans la lentille, la résolution de l'image est meilleure.

Une autre application potentielle qui a suscité un grand intérêt de la part des chercheurs est la cape d'invisibilité ou « Cloaking » [19], cette structure vise à rendre un objet invisible en l'entourant d'un réseau de métamatériaux qui va détourner la lumière (où les ondes électromagnétiques en général) et permettre la reconstruction des fronts d'onde en aval de cet objet Figure (I.19). Cette approche présente beaucoup d'intérêt notamment dans le domaine de la défense pour les applications de furtivité.

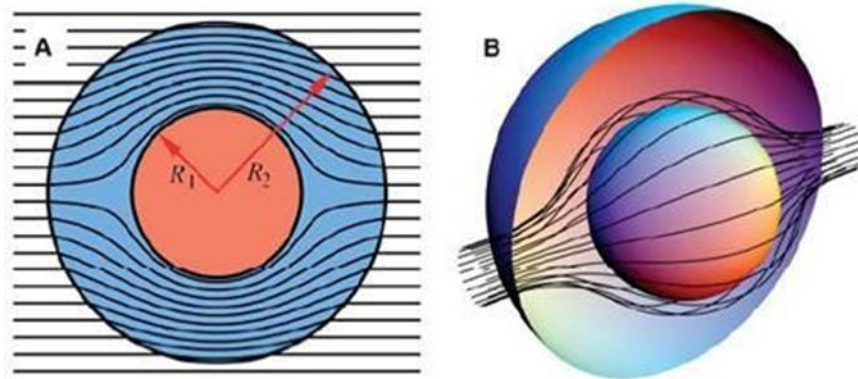


Figure I.19 : Principe du Cloaking, les rayons contournent la sphère (objet) et se reconstruisent en aval, un observateur en aval ne voit pas l'objet. (a) vue 2D, (b) vue 3D [19].

La caractéristique main gauche a été aussi utilisée dans le domaine des antennes, une structure fabriquée en technologie coplanaire basée sur l'approche CRLH a été présentée en tant qu'antenne. La cellule est composée d'un court-circuit (inductance parallèle) et de gap dans le signal (capacité série), cette cellule supporte la rétro-propagation [14] [13]. Un autre exemple de réfraction négative avec la possibilité de contrôler le diagramme de rayonnement d'une antenne en faisant varier l'indice de réfraction a été présenté [20].

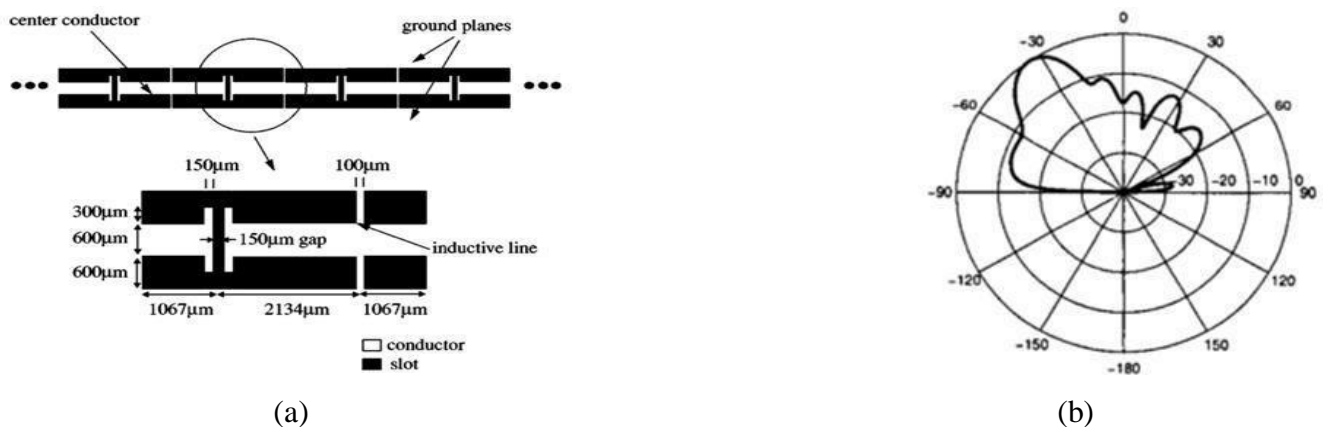


Figure I.20 : (a) Structure coplanaire de l'antenne à retro-propagation. (b) Diagramme de rayonnement de l'antenne à 15 GHz [14].

I.7.2 PROPAGATION GUIDEE

Pour les structures micro-ondes guidées, plusieurs types d'applications ont été mises en œuvre. Pour les lignes de transmission, des prototypes de lignes CRLH ont été fabriqués. L'exemple de la Figure (I.20) montre une ligne constituée d'une mise en cascade de 7 cellules CRLH unitaires suffisamment petites devant la longueur d'onde. Les cellules sont implémentées en technologie micro-ruban sous forme d'éléments distribués (capacité IDC et stub court-circuité), le caractère main gauche ($\beta < 0$) a été mis en évidence expérimentalement, la partie main gauche s'étend sur une large bande allant de 1 à 3 GHz Figure (I.22).

Ce type de ligne peut être utilisé dans le cas des déphaseurs pour ajouter une différence de phase négative, positive ou nulle selon la branche considérée et cela à l'aide de petites variations dans les éléments constitutifs sans changer la longueur globale du circuit. Ce type de circuit a aussi comme avantage la compacité par rapport aux déphaseurs classiques [21]. Pour les coupleurs, l'utilisation des lignes main gauche a pour avantage d'avoir un niveau de couplage plus élevé à distance égale par rapport à des lignes classiques. Un prototype a été réalisé en technologie micro-ruban Figure (I.23) [22].

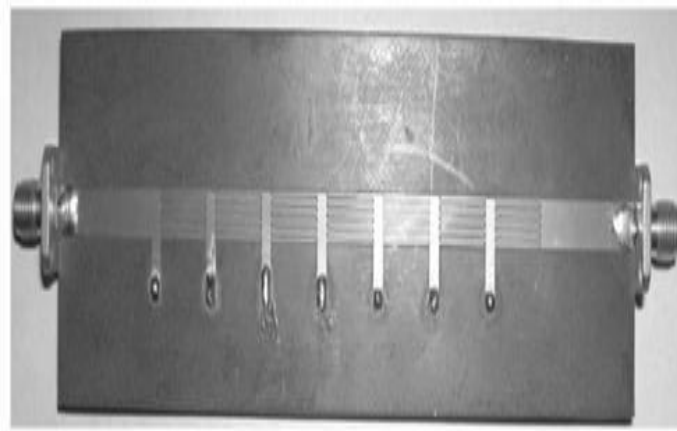


Figure I.21 : Image du prototype de ligne CRLH fabriqué en technologie micro-ruban et composé de 7 cellules unitaires [11].

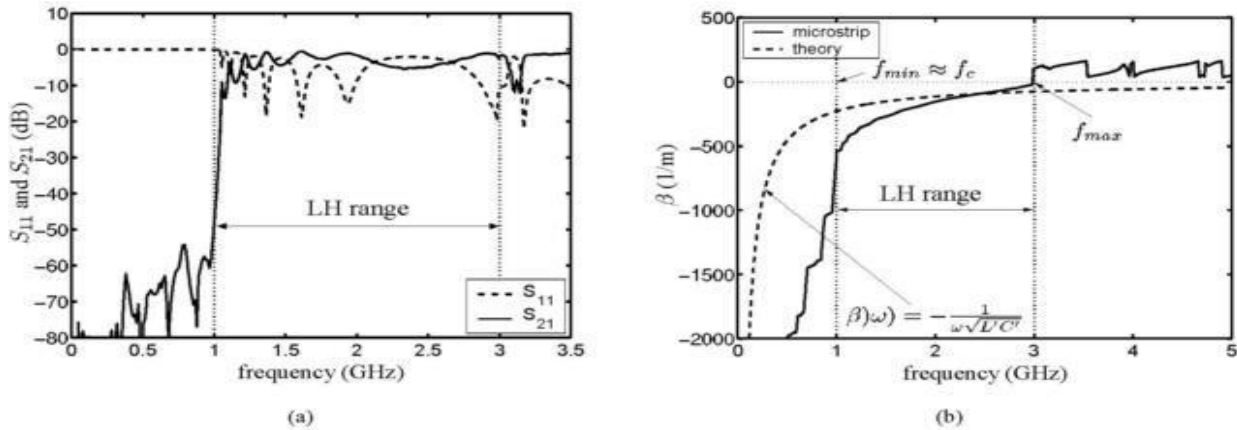


Figure I.22 : Résultats des mesures de la structure de la Figure I.21. (a) magnitude des paramètres S. (b) β en fonction de la fréquence [11]

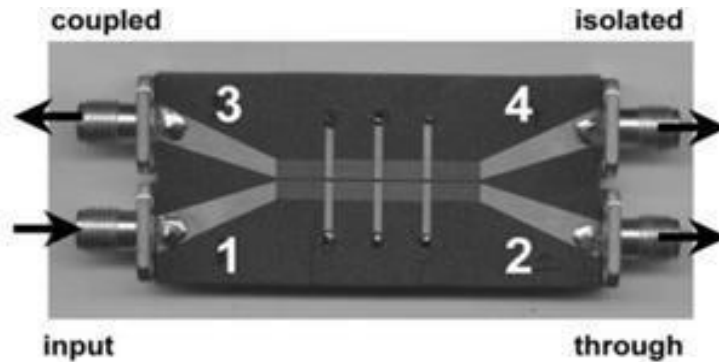


Figure I.23 : (a) Prototype d'un coupleur -3dB composé de 3 cellules CRLH [22].

Dans le domaine des filtres, l'utilisation de l'approche CRLH dans son cas non équilibré permet d'envisager la conception de filtres dual-bande. Avec une même structure, on a une première bande de transmission main gauche et une seconde bande de transmission main droite. D'un autre côté, si le cas de la ligne CRLH est équilibré, des filtres passe bande à bande unique sont envisageables.

L'utilisation de l'approche basée sur les résonateurs présente également un grand avantage pour la conception des circuits micro-ondes planaires car celles-ci présentent de forts coefficients de qualité ce qui est très avantageux en terme de sélectivité et de compacité. Par contre cela s'avère handicapant au niveau de la largeur de bande et des pertes.

Le principe des SRR qui était utilisé pour la propagation en espace libre ou à l'intérieur de guides d'onde a été adapté aux circuits planaires [23]. Une structure composée d'une ligne coplanaire et de SRR gravés sur la face arrière du substrat a été proposée Figure (I.24). Les résonateurs SRR produisent la perméabilité négative au voisinage de leur fréquence de résonance tandis que la ligne coplanaire est chargée par des fils métalliques étroits qui se comportent comme un plasma micro-onde et créent

alors la permittivité négative. Cette structure a permis d'avoir une propagation négative dans une bande étroite de fréquence

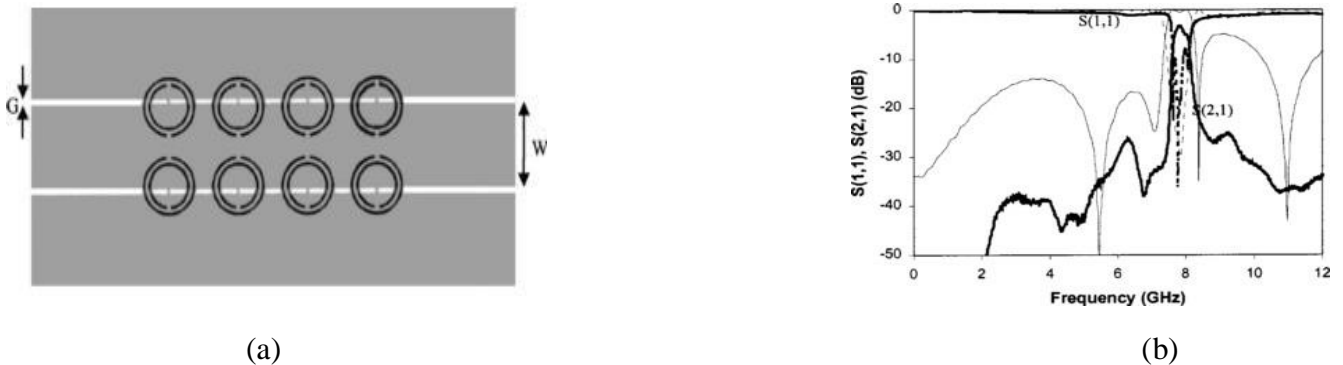


Figure I.24 : (a) Layout de la structure main gauche basé sur des SRR gravés sur la face arrière d'une ligne coplanaire chargée par des fils minces. (b) paramètres S simulés (trait fin) et mesurés (trait gras) de la structure [23].

Basée sur le même principe, un filtre coupe bande miniature a été présenté dans [24]. Les résonateurs sont gravés sur la face arrière du substrat, mais la ligne coplanaire sur la face avant ne subit pas de discontinuités (pas de fils minces). La structure présente dans ce cas une perméabilité négative associée à une permittivité positive, ce qui crée une bande de rejection étroite au voisinage de la fréquence de résonance des SRR. Le fait de cascader des SRR de dimensions différentes qui résonnent à des fréquences espacées proches permet d'élargir la bande de rejection du filtre. Une version passe bande de ce filtre a été présentée par la même équipe de recherche dans [25]. Ces filtres ont l'avantage d'être extrêmement compacts et d'utiliser une technologie de fabrication facile.

I.7.3 METAMATERIAUX RECONFIGURABLES

Plusieurs équipes ont essayé de combiner l'approche des méta matériaux avec les techniques d'accordable connues pour concevoir des circuits micro-ondes accordables. Dans [26], les auteurs démontrent la possibilité de varier la fréquence de résonance d'un SRR en utilisant des diodes varactor. Cette structure a été utilisée pour la conception d'un filtre en technologie micro-ruban, les SRR variables ont été déposés de part et d'autre d'une ligne de signal. En raison de la proximité de la ligne, les SRR sont excités ce qui provoque une bande de réjection, le filtre composé de deux cellules présente sur plusieurs points de polarisation des réjections supérieures à 20 dB Figure (I.25). Suivant le même principe d'utilisation de diode pour l'accordabilité, d'autres structures ont été proposées comme les déphaseurs [27].

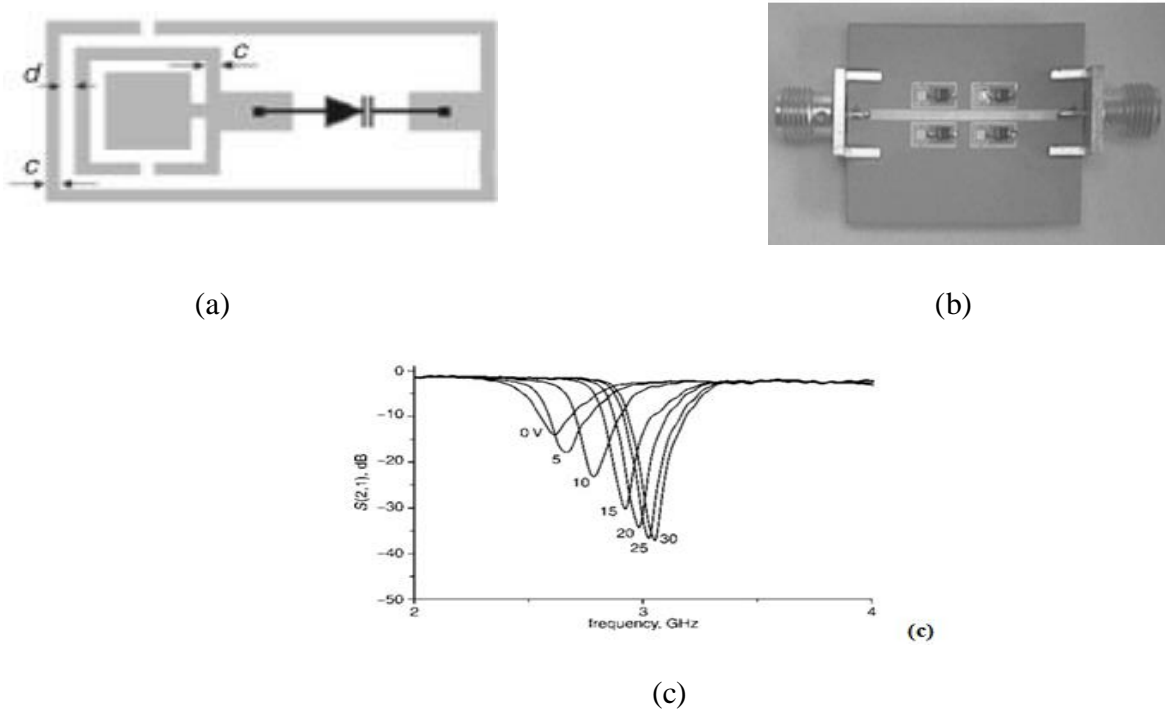


Figure I.25 : (a) Topologie du SRR carré chargé avec une diode varactor. (b) prototype du filtre réalisé à partir de 2 cellules. (c) coefficients de transmission mesurés en fonction de la tension appliquée sur les diodes.

L'utilisation des MEMS (Micro-ElectroMechanical Systems) afin de réaliser la fonction de reconfigurabilité a permis également de proposer plusieurs conceptions en méta matériaux. Une ligne CRLH en technologie coplanaire a été contrôlée à l'aide d'un MEMS série [28], le même auteur a proposé une autre structure fabriquée en technologie monolithique sur substrat en verre. Cette structure fournit simultanément un fonctionnement hautes fréquences, de faibles pertes et une bonne compacité, elle pourra servir pour la réalisation de plusieurs dispositifs : déphaseurs, antennes, diviseurs [29]. Un autre auteur a proposé une étude et un design d'un déphaseur à 3 états à base de cellules CRLH [30].

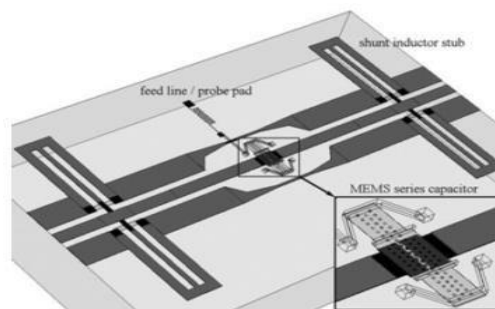


Figure I.26 : (a) Cellule unitaire CRLH variable à l'aide d'un MEMS [28].

D'autres groupes se sont intéressés à l'accordabilité des circuits main gauche à l'aide des matériaux ferroélectriques, des déphaseurs ont ainsi été proposés [31], [32], [33].

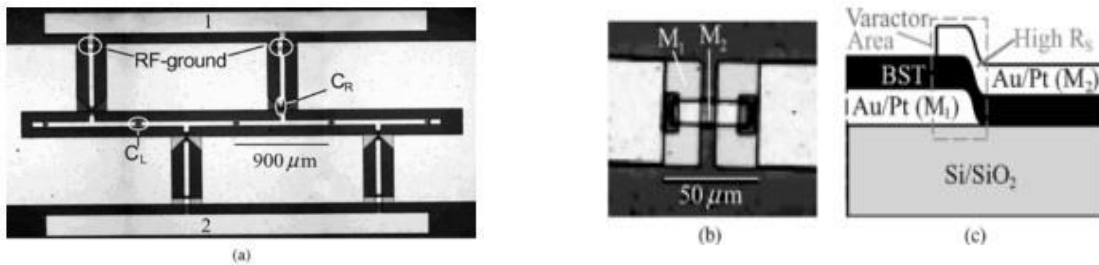


Figure I.27 : (a) Topologie du déphaseur CRLH utilisant les ferroélectriques comme moyen d'accordabilité [32].

D'autres groupes ont étudié les méta matériaux accordables à l'aide du BST dans les fréquences centimétriques et millimétriques [34] [35]. Dans [34], les auteurs ont présenté une structure CRLH équilibrée composée de ligne chargée par des capacités interdigitales en série et des inductances en parallèle. Cette structure présente une bande main gauche entre 8 GHz et 18 GHz suivie d'une bande main droite. La polarisation du BST a permis de varier les valeurs de la constante de propagation complexe de la structure.

I.8 LA CONCEPTION DE MATERIAUX INNOVANTS

I.8.1 LES SUPER LENTILLES

Une des applications les plus spectaculaire du méta matériau est la super lentille, une lentille optique élaborée des méta matériaux et permettant de distinguer des détails jusqu'à vingt fois inférieurs à la longueur d'onde d'utilisation. Les super lentilles utilisent les propriétés des méta matériaux à indice de réfraction négatif qui grâce à leur permittivité diélectrique et leur perméabilité magnétique négatives vont réfracter la lumière dans la direction opposée de la réfraction classiques [38].

Les lentilles classiques focalisent les ondes lumineuses se propagent dans leur milieu, mais les méta matériaux permettent de focaliser non pas les ondes propagées mais les ondes évanescentes qui voient leur intensité décroître exponentiellement avec la distance figure (I.28). C'est grâce à ces ondes que des détails plus fins que la longueur d'onde peut être observée [39].

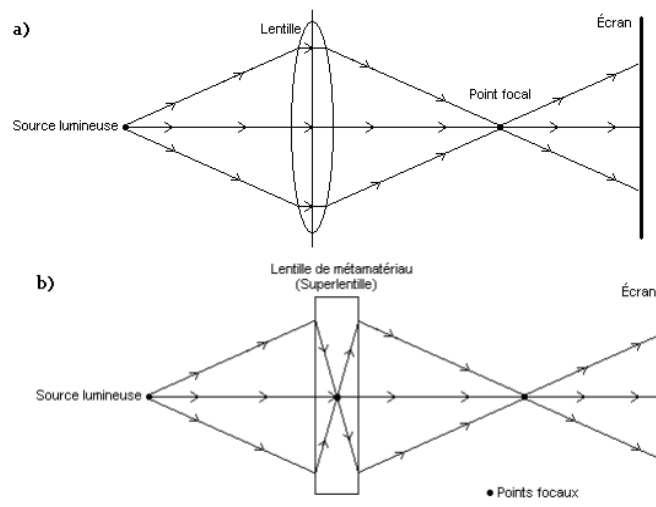


Figure I.28 : Focalisation avec une lentille ordinaire (a) et une super lentille (b).

Le site figure (I.29) montre un exemple frappant de cette différence entre une lentille classique et une super lentille, produite par l'Université de Berkeley [40] [41]. Les chercheurs ont été en mesure de visualiser le mot "NANO" écrit avec une épaisseur de trait environ dix fois plus petite que la longueur d'onde de la lumière utilisée. Nous voyons qu'avec la lentille conventionnelle, nous obtenons une image plus floue qu'avec la super lentille.

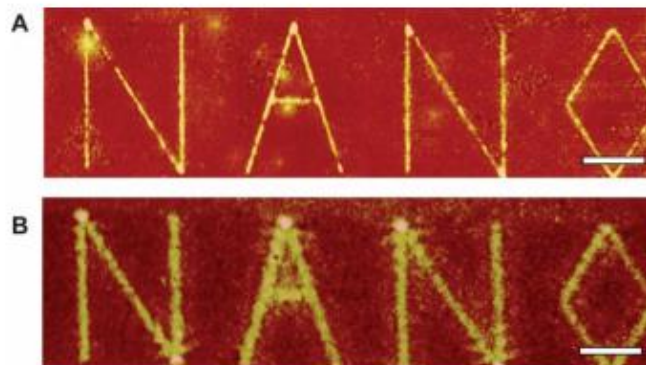
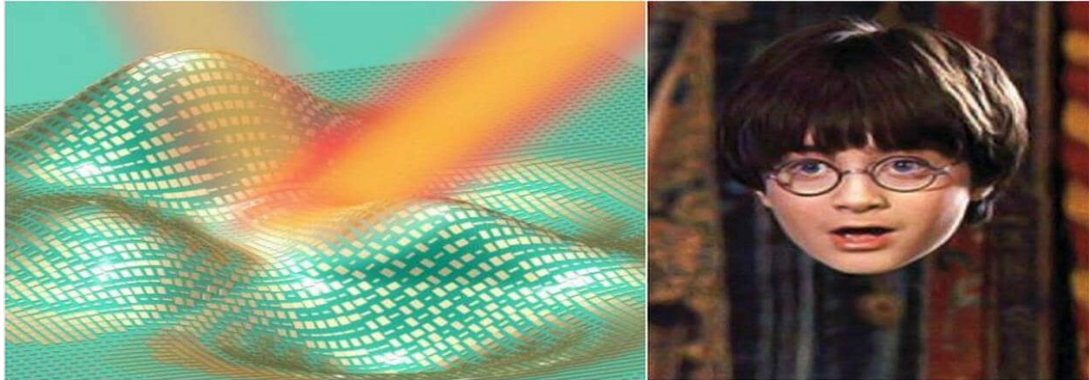


Figure I.29 : Image produite avec un super lentille (A) une et lentille ordinaire (B) [42].

I.8.2 CAPE D'INVISIBILITE

Une cape d'invisibilité (Angl. Invisibility Cloak) est une cape qui permet à celui qui la porte de se rendre invisible aux yeux de tous. Il est toutefois possible de percevoir la présence de quelqu'un caché sous une cape d'invisibilité : Albus Dumbledore utilisait le sort d'Hominum revelio, Alastor Maugrey utilisait son œil magique et plus simplement les odeurs et les bruits sont toujours repérables et le volume reste présent, ce qui signifie qu'on peut la toucher



L'idée est de modifier la direction de rayons lumineux, « ce concept est proposé par J.B.Pendry en 2006 [43] » afin qu'ils se diffusent autour d'une zone particulière, qui sera l'endroit invisible et caché sans changer sa propagation dans le reste de l'espace cela fera en mimant une déformation d'une portion de l'espace avec des calculs de transformations optiques c'est-à-dire qu'il faut modifier les propriétés électromagnétiques d'un espace donné pour transformer la façon dont les ondes se propagent à l'intérieur les rayons lumineux contourneront ce point ou se trouvera l'objet que l'on veut cacher.une démonstration expérimental à la fréquence de 8.5 GHz par l'équipe de D.R.Smith [44] a été réaliser. C'est là où les métamatériaux interviennent avec leurs propriétés électromagnétiques étonnantes.

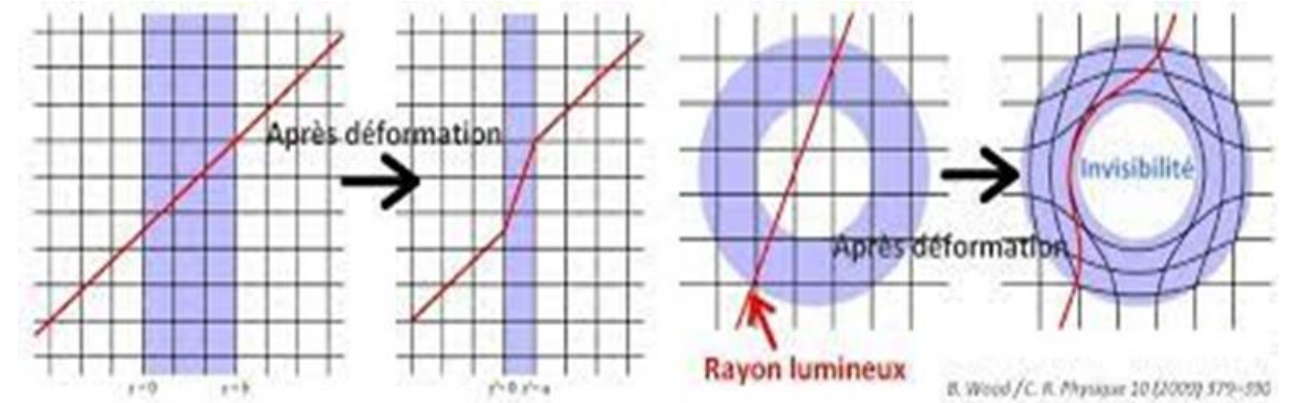


Figure I.30 : premiers pas vers la cape d'invisibilité.

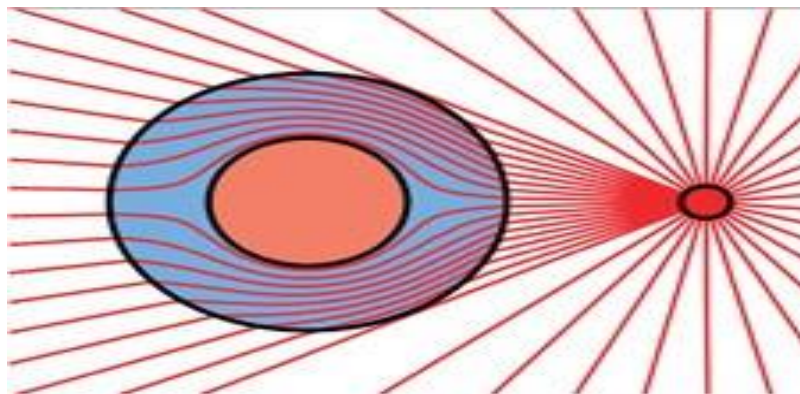


Figure I.31 : invisibilité des méta matériaux opérant dans l'infrarouge.

I.9 TYPES DE METAMATERIAUX

Selon les caractéristiques des méta matériaux, il existe de nombreux types de méta matériaux, tels que le matériau à double anode (DNG), le matériau à anode simple (SNG), le conducteur magnétique artificiel (AMC) et la surface sélective en fréquence (FSS). représente les types, propriétés et applications des méta matériaux [45]

Métamatériaux	Caractéristiques	Applications
Métamatériaux double négatif (DNG)(également connu sous le nom de métamatériaux gauchers (LHM), index négatif matériaux (NIM) ou supports à ondes arrière).	<ul style="list-style-type: none"> • Valeur négative de la permittivité et de la perméabilité • Simultanément • Indice de réfraction négatif • Propagation inverse 	Absorbants, Antenne, Guides d'onde.
Matériaux négatifs (SNG) uniques (ou plus spécifiquement appelés matériaux ϵ négatif (ENG) matériaux λ -négatifs (MNG).	<ul style="list-style-type: none"> • Valeur négative de la permittivité et de la perméabilité • 	Antenne.
Conducteurs magnétiques artificiels (AMC) (aussi appelés surface à haute impédance (HIS)).	<ul style="list-style-type: none"> • Se comporter comme un conducteur magnétique parfait, bien que composé de matériaux non magnétique. • Fournir des phases de réflexion à zéro degré à la fréquence résonnante. 	Antenne, Guide d'onde.
Surfaces à sélection de fréquence (FSS)	<ul style="list-style-type: none"> • Choix de fréquence sur mesure. 	Filtre, Antenne, Fours à micro ondes

Tableau I.1 : classification des métamatériaux [45] [46]

I.10 CONCLUSION

Dans ce premier chapitre nous avons effectué un rapide état de l'art et la théorie des méta matériaux, en partant des formules de Maxwell. Nous avons pu établir théoriquement la physique de la propagation des ondes dans un milieu doublement négatif tout en retraçant quelques propriétés qui en résultent.

Nous avons décrit par la suite les deux approches qui permettent de synthétiser les méta matériaux. La première approche est basée sur les réseaux de fils et les résonateurs magnétiques, cela permet de concevoir des milieux doublement négatifs en agencant un milieu à permittivité négative en utilisant la théorie des plasmas avec un milieu à perméabilité négative en exploitant la base du magnétisme artificiel. Le second abord est établi sur la théorie des lignes de transmission, elle assimile une cellule unitaire d'un réseau de méta matériaux à un fragment de ligne de transmission. Cette dernière approche a permis une avancée important de l'ingénierie des méta matériaux pour la conception de circuit planaire.

Dans la dernière partie nous avons cité quelques exemples d'application des méta matériaux en propagation guidée et en espace libre ainsi que d'autres aperçus d'application de reconfigurables (cape d'invisibilité, super lentille).

CHAPITRE II

LES ABSORBANTS A METAMATERIAUX

II.1 INTRODUCTION

Les métamatériaux, également connus sous le nom de matériaux artificiellement structurés, ont suscité une grande attention au cours de la dernière décennie, en raison de leurs propriétés exotiques qui ne sont pas facilement disponibles dans la nature [47,48, 49, 50]. L'idée de base d'un méta matériau est de concevoir des cellules unitaires sub-longueur d'onde, également appelées méta-atomes ou méta-molécules, ayant de nouvelles réponses électriques et/ou magnétiques aux ondes électromagnétiques incidentes [51, 52, 53]. Cela permet de disposer de milieux artificiels avec des paramètres matériels effectifs arbitraires. Le développement des méta matériaux donne lieu à une série d'applications fascinantes, telles qu'une cape d'invisibilité [54, 55], une chiralité optique géante [56, 57], le contrôle du front d'onde [58, 59], la manipulation des plasmons de surface [60, 61, 62], ainsi que des antennes de taille compacte et à directivité accrue [63, 64, 65]. Il est bien connu que l'un des principaux obstacles aux applications techniques pratiques est l'inévitable perte intrinsèque des méta matériaux. De nombreux efforts ont été consacrés à la réalisation de dispositifs à faibles pertes en optimisant les géométries structurelles [66, 67, 68]. La compensation des pertes à l'aide d'éléments de gain [69, 70, 71] est un autre système qui nécessite des sources d'excitation externes.

D'autre part, l'absorption est également très recherchée dans de nombreuses applications, telles que la récolte d'énergie [72], la réduction de la diffusion [73], ainsi que la détection thermique [74]. En utilisant toute l'utilité des pertes, il est possible d'obtenir des méta matériaux avec une absorption presque uniforme grâce à une ingénierie appropriée des résonances électriques et magnétiques [75, 76, 77, 78, 79, 80, 81]. En raison de la nature de la résonance, le premier Absorbant parfait à base de méta matériaux rapporté a une bande passante étroite et est sensible à la polarisation, ce qui limite son utilité dans les applications pratiques [75]. Des efforts importants ont été consacrés à l'élargissement de la bande passante des Absorbants méta matériaux. Des méta matériaux à absorption multi bande ont été développés par la suite en utilisant des cellules unitaires résonnantes multiples et en les combinant par une disposition en co-plan [82, 83]. Lorsque ces résonances sont proches les unes des autres en fréquence, une absorption à large bande est réalisable [84]. L'absorption à large bande peut également être obtenue dans des absorbants méta matériaux avec des structures multicouches [85, 86] ou en utilisant des nano fils disposés verticalement [87, 88]. De plus, en incorporant des milieux actifs, les absorptivités et les fréquences des absorbants méta matériaux peuvent être ajustées par des biais externes [89, 90].

Les absorbants parfaits méta matériaux ont fait l'objet d'une attention particulière en raison de leur capacité à réaliser une absorption complète des ondes électromagnétiques avec des profils profondément sub-longueur d'onde.

Dans ce chapitre, nous présenterons une étude générale des progrès récents sur la théorie, les conceptions et les caractérisations des absorbants à méta matériaux, puis nous parlerons des absorbants électromagnétiques.

II.2 ABSORBANTS A METAMATERIAUX

Les matériaux absorbants électromagnétiques, ou « Radar Absorbing Materials » (RAM), ont été créés à la fois aux USA et en Allemagne lors de la seconde guerre mondiale. Un tel matériau n'existe pas en réalité et il semble difficile d'avoir un prototype répondant parfaitement à cette définition.

Les applications des absorbants ressortent principalement du domaine de la Compatibilité Electromagnétique (CEM) et de la discrétion radar. Ils interviennent ainsi pour réduire les problèmes d'interférences entre les bandes de fréquences des systèmes de télécommunication terrestres et/ou spatiaux.

En 2002, le groupe de N.Engheta [91] a montré dans un article théorique que si une surface métamatériaux est étroitement placée au dessus d'une plaque parfaitement conductrice, dans une certaine bande de fréquences, cette structure peut posséder une impédance de surface élevée sur sa partie supérieure. Ainsi, si une plaque résistive est placée sur un plan de forte impédance, on peut obtenir une structure fine équivalente à un absorbant d'onde électromagnétiques qui a des dimensions réduites.

II.3 SCHEMA THEORIQUE DES ABSORBANTS A METAMATERIAUX

Nous commençons par passer en revue les théories générales qui expliquent l'origine et la physique sous-jacente de l'absorption parfaite dans les méta matériaux. La première théorie consiste à concevoir des résonances électriques et magnétiques dans un métamatériau, de sorte que la permittivité et la perméabilité effectives du métamatériau puissent être adaptées pour obtenir une adaptation d'impédance avec l'espace libre [92, 93]. Dans ce cas, aucune réflexion ne se produit à l'interface et toute l'énergie incidente a une chance d'être absorbée à l'intérieur de l'Absorbant métamatériau. L'autre théorie est basée sur l'interférence destructive des réflexions d'ordre multiple due aux multiples réflexions internes à l'intérieur du substrat diélectrique.

II.3.1 THÉORIE DE L'ADAPTATION D'IMPÉDANCE

A metamaterial absorber is typically a sandwiched structure, consisting of an array of certain metallic patterns on one side of a substrate and backed with a highly conductive metallic ground plane. La permittivité électrique et la perméabilité magnétique du méta matériau sont respectivement $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r(\omega)$ et

$\mu = \mu_0 \mu_r(\omega)$. Ici, ϵ_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité de l'espace libre. $\epsilon_r(\omega)$ et $\mu_r(\omega)$ sont la permittivité et la perméabilité relatives du milieu en fonction de la fréquence, qui sont sans unité et normalisées par rapport aux valeurs de l'espace libre. En raison de la présence du plan de masse, aucune transmittance n'a pu être trouvée de l'autre côté du méta matériau. Cela nous permet de nous concentrer uniquement sur la réflexion du méta matériau.

Selon la formule de réflexion de Fresnel, la réflectivité (R) du méta matériau est [94].

$$R_{TE} = |r_{TE}|^2 = \left| \frac{\mu_r \cos(\theta) - \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta)}}{\mu_r \cos(\theta) + \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta)}} \right|^2 \quad (II.1)$$

$$R_{TM} = |r_{TM}|^2 = \left| \frac{\epsilon_r \cos(\theta) - \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta)}}{\epsilon_r \cos(\theta) + \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta)}} \right|^2 \quad (II.2)$$

Où les indices TE et TM désignent les ondes polarisées électriquement (TE) et magnétiquement (TM) transversales, θ est l'angle d'incidence, et $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ est l'indice de réfraction effectif du métamatériau. Pour le cas d'un incident normal, nous avons $\theta = 0^\circ$ de sorte que ces équations se réduisent à :

$$R = \left| \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \right|^2 = \left| \frac{\sqrt{\mu_r} - \sqrt{\epsilon_r}}{\sqrt{\mu_r} + \sqrt{\epsilon_r}} \right|^2 \quad (II.3)$$

Avec $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ étant l'impédance du méta matériau et $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ étant l'impédance de l'espace libre.

Le plan de masse conduisant à une transmissivité nulle, l'absorptivité arrive :

$$A = 1 - R = 1 - \left| \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \right|^2 = 1 - \left| \frac{\sqrt{\mu_r} - \sqrt{\epsilon_r}}{\sqrt{\mu_r} + \sqrt{\epsilon_r}} \right|^2 \quad (II.4)$$

L'équation ci-dessus indique que l'adaptation de l'impédance, $Z = Z_0$ ou alors $\mu_r = \epsilon_r$ est une condition essentielle pour obtenir une absorption parfaite. Il convient de noter que, pour réaliser l'adaptation d'impédance dans un absorbant à méta matériau, il faut des résonances électriques et magnétiques simultanées. Pour un méta matériau à résonance unique, soit électrique soit magnétique, son impédance sera fortement déséquilibrée par rapport à celle de l'espace libre. Par conséquent, il n'y aura pas d'absorption parfait

II.3.2 THEORIE DE L'INTERFERENCE

Un absorbant à métamatériau peut être considéré comme un système couplé et, en particulier, sa résonance magnétique est induite par des courants antiparallèles entre les couches métalliques. Cependant, on peut aussi considérer indépendamment ses fonctionnalités de la [95]. La couche résonante avec certains motifs métalliques fonctionne comme une surface de réflexion partielle, qui peut être utilisée pour modifier les coefficients de réflexion et de transmission complexes. D'autre part, le plan de masse hautement conducteur fonctionne comme un réflecteur parfait, offrant un retard de phase de 180° à l'onde électromagnétique qui s'y réfléchit.

Comme le montre la figure (II.1), la méta-couche avant se trouve à l'interface entre l'air et le substrat diélectrique. L'onde électromagnétique incidente est partiellement réfléchie vers l'air avec un coefficient de réflexion

$$\tilde{r}_{12}(\omega) = r_{12}(\omega)e^{i\varphi_{12}(\omega)}$$

Et partiellement transmise dans le substrat avec un coefficient de transmission

$$\tilde{t}_{12}(\omega) = t_{12}(\omega)e^{i\theta_{12}(\omega)}$$

L'onde transmise va se propager jusqu'à atteindre le plan de masse métallique.

La constante de propagation complexe à l'intérieur du substrat diélectrique est

$$\tilde{\beta} = \beta_1 + i\beta_2 = \sqrt{\varepsilon_d} k_0 d$$

ou k_0 est le nombre d'onde de l'espace libre, d est l'épaisseur du substrat, β_1 représente la phase de propagation, β_2 fait référence à l'absorption dans le substrat diélectrique. Au niveau du plan de masse, une réflexion totale se produit avec un coefficient de réflexion de -1 . Après une réflexion directe en miroir et un retard de phase de propagation supplémentaire $\tilde{\beta}$, une réflexion et une transmission partielle se produisent à nouveau de l'interface avant. Les coefficients de réflexion et de transmission correspondants sont

$$\tilde{r}_{21}(\omega) = r_{21}(\omega)e^{i\varphi_{21}(\omega)} \quad \text{et} \quad \tilde{t}_{21}(\omega) = t_{21}(\omega)e^{i\theta_{21}(\omega)}$$

respectivement. Il convient de noter que de multiples réflexions et transmissions existent à l'intérieur du substrat diélectrique, et que l'énergie de sortie totale sur le côté gauche du méta matériau est la superposition des réflexions de tous les conditions :

$$\tilde{r}(\omega) = \tilde{r}_{12}(\omega) \frac{\tilde{t}_{12}(\omega)\tilde{t}_{21}(\omega)e^{2i\tilde{\beta}}}{1 + \tilde{r}_{21}(\omega)e^{2i\tilde{\beta}}} \quad (\text{II.5})$$

Où le premier terme à droite est la réflexion directe de la méta-couche, et le second terme est la contribution de la superposition des multiples réflexions d'ordre supérieur. Tant que nous connaissons la réflexion totale \tilde{r} , le spectre d'absorption de l'absorbant à méta matériau peut être obtenu par :

$$A(\omega) = 1 - |\tilde{r}(\omega)|^2$$

La théorie de l'interférence peut bien expliquer les caractéristiques observées dans ces absorbants à méta matériaux avec des masses métalliques et fournit également une compréhension alternative de l'origine et de la physique sous-jacente des absorbants à méta matériaux. Il convient de noter que l'analyse ci-dessus est entièrement basée sur l'hypothèse que l'onde incidente est normale au méta matériau. Pour le cas où une onde électromagnétique incidente est oblique avec un angle θ , la longueur de propagation à l'intérieur du substrat diélectrique devient plus longue. Par conséquent, le retard de phase de propagation doit être modifié comme suit : $\tilde{\beta} = \sqrt{\epsilon_0} k_0 d'$ est $d' = \frac{d}{\cos(\theta')}$ la longueur de propagation modifiée à l'intérieur du substrat et l'angle de réfraction θ peut être obtenu en suivant la loi de Snells

$$\sqrt{\epsilon_d} \sin(\theta') = \sin(\theta) \text{ [96].}$$

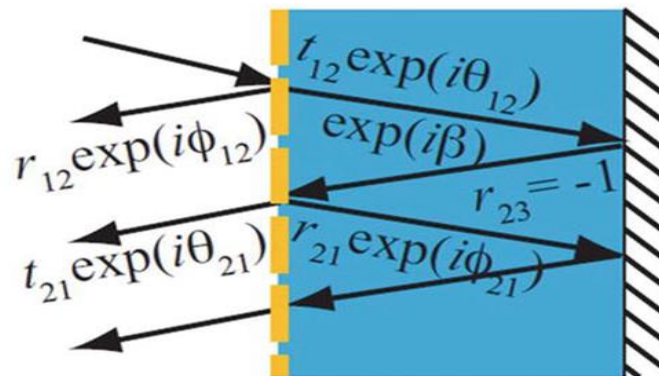


Figure II.1 : Modèle de réflexions multiples et d'interférences d'un absorbant à méta matériau. La ligne pointillée jaune désigne le réseau de résonateurs [94].

II.4 ABSORBANTS A METAMATERIAUX A BANDE ETROITE

Le premier absorbant à métamatériau a fait l'objet d'une étude théorique en 2006. De résonateurs à anneau fendu (SRR), soutenu par une plaque résistive [97]. L'onde incidente est parallèle au plan du SRR, le champ magnétique étant perpendiculaire au réseau SRR. Un tel réseau SRR est placé sur une plaque résistive ayant une résistance de 377Ω pour une adaptation d'impédance avec l'espace libre, similaire à un écran de Salisbury. La réflexion et la transmission sont toutes deux inférieures à -20 dB au voisinage de 2 GHz , comme on l'a trouvé numériquement.

Ceci est dû aux fortes résonances de cette structure, où une absorption presque parfaite a été obtenue à cette fréquence. Cependant, en raison de la disposition du réseau SRR, ce qui augmente également sa complexité de fabrication. Avec les structures planes, La bande passante d'absorption est également très limitée. Néanmoins, la conception de ce métamatériau d'absorption motive la poursuite des recherches sur ce type d'absorbants.

En 2008, Landy et al. [94] ont proposé une structure plane en sandwich composée de résonateurs électriques en anneau et de fils coupés séparés par un substrat FR-4, comme le montre la figure (II.2). Il s'agit du premier absorbant à métamatériau rapporté avec une structure plane et sub-longueur d'onde. L'absorption observée est aussi élevée 96 % à 11,65 GHz en simulation et 88 % à 11,5 GHz en expérimentation.

La largeur de bande relative de la demi-largeur maximale (FWHM) est d'environ 4 %. Les résonateurs électriques annulaires avant se couplent fortement au champ électrique incident et contribuent à la réponse électrique, tandis que le flux circulant des courants de surface antiparallèles aux couches métalliques avant et arrière contribue à la réponse magnétique. L'intensité et la fréquence d'absorption peuvent être contrôlées en ajustant les paramètres géométriques des résonateurs électriques en anneau ou l'épaisseur du substrat. Inspirés par ce travail de pionnier, de nombreux efforts ont été consacrés à la réalisation d'absorbants à métamatériaux dans différents domaines spectraux [98 - 99].

Les absorbants à métamatériaux initiaux sont sensibles à la polarisation en raison des cellules unitaires anisotropes [94] [100].

Des absorbants à métamatériaux plans avec des structures hautement symétriques ont été développés plus tard, tels que les réseaux de patches annulaires et circulaires [101].

En 2009, nous avons développé un absorbant à métamatériau composé de cellules unitaires dendritiques [102].

Comme le montre la Figure (II.3.a) et la figure (II.3.b) montre que la simulation et l'expérience sont conformes l'une à l'autre montrant l'absorption de plus de 95% à la fréquence de 10,26 GHz.

Un tel un absorbant à métamatériau a une excellence d'isotropie plane, qui montre une absorption égale pour une onde incidente avec des polarisations arbitraires, lorsque l'on réduit la taille de l'absorbant à méta matériau à l'échelle nanométrique, il est capable d'atteindre une absorption parfaite dans le régime optique, ce qui a également été confirmé par une simulation numérique [102].

Les méta matériaux, y compris les absorbants à méta matériaux, sont généralement constitués par des cellules unitaires disposées périodiquement. Les imperfections de fabrication vont affecter, dans une certaine mesure. Ceci est particulièrement significatif dans un régime optique où les cellules unitaires

des méta matériaux sont à l'échelle nanométrique. Pour étudier cet effet, l'impact du désordre dans l'arrangement des cellules unitaires du méta matériau a été évalué. Une cellule unitaire dans l'absorbant à méta matériau a été étudiée [103].

Il a été constaté que l'absorption diminue et la fréquence d'absorption se décale vers le rouge lorsque les cellules unitaires deviennent plus désordonnées. Cependant, l'absorbant à méta matériau avec des cellules unitaires aléatoires présentes encore plus de 95% d'absorption pour un niveau raisonnable de désordre.

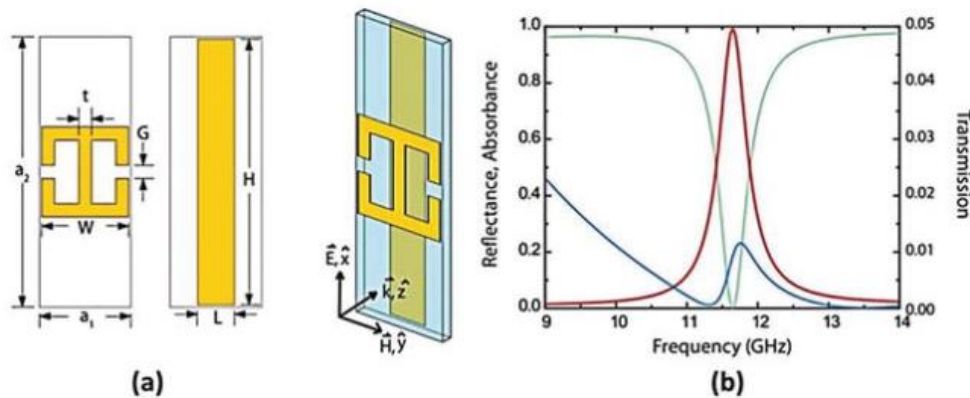


Figure II.2 : (a) Cellule unitaire du premier absorbant à méta matériau planaire, (b) réflexion, transmission et absorbance simulées à la fréquence micro-ondes [94]

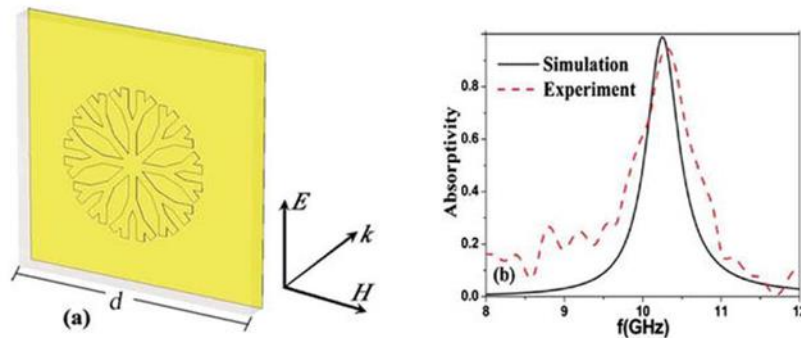


Figure II.3 : (a) Cellule unitaire d'un absorbant à méta matériau dendritique et (b) spectres d'absorption simulés et mesurés [102].

II.5 ABSORBANTS A METAMATERIAUX A LARGE BANDE

Diverses techniques ont été développées pour étendre la bande passante des absorbants à méta matériaux. Les principales techniques d'amélioration de la bande passante comprennent l'utilisation de structures empilées multicouches [104] [99], un adjacent coplanaire de plusieurs cellules résonantes [105] [106], ainsi que l'ajout d'éléments localisés [107]. Des diélectriques ou semi-conducteurs à forte

perme ont également été largement utilisés pour concevoir des absorbants à méta matériaux à large bande [108] [109]. Dans cette section, quelques approches typiques pour la conception d'absorbants à bande passante améliorée sont présentées.

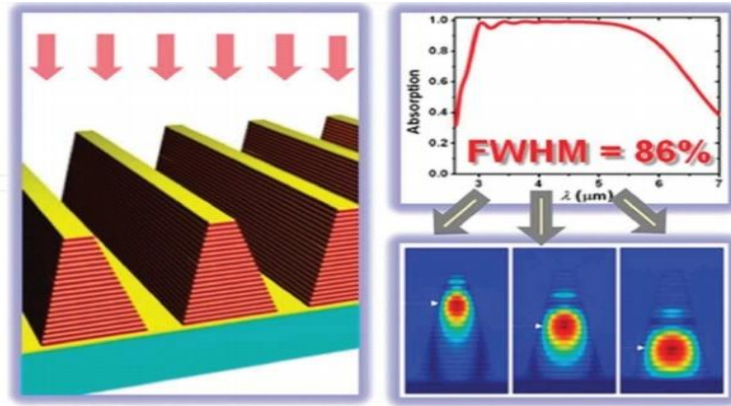


Figure II.4: Vue schématique de l'absorbant à méta matériau en dents de scie et de son spectre d'absorption [104].

L'une des approches les plus efficaces pour concevoir un absorbant à métamatériau à large bande consiste à empiler des patchs résonants de différentes tailles.

Cui et coll. [104] ont proposé un absorbant à métamatériau anisotrope multicouche en dents de scie à des longueurs d'onde infrarouges, comme le montre la figure (II.4). Bien qu'un tel absorbant à métamatériau soit constitué de 21 couches de patchs métalliques, son épaisseur totale est encore raisonnablement mince par rapport à la longueur d'onde de fonctionnement. En particulier, ils ont démontré que la largeur d'absorption totale relative à la moitié du maximum pouvait être atteinte à un chiffre aussi élevé que 86%. La largeur de bande ultra-large dans un tel absorbant à métamatériau en couches est réalisée par le chevauchement de multiples résonances selon les patchs métalliques à différentes couches. Les ondes électromagnétiques de fréquences plus élevées sont absorbées dans les parties supérieures, tandis que celles de fréquences inférieures sont piégées dans les parties inférieures. Une perte intrinsèque élevée dans les diélectriques ou les semi-conducteurs peut également être utilisée pour concevoir une absorption à large bande dans des structures simples [108] [109]. Par exemple, l'eau est un diélectrique à forte perte aux fréquences micro-ondes, dont la permittivité pourrait être bien décrite par la formule de Debye [110]. La figure (II.5) montre l'absorbant à métamatériau constitué d'une couche d'eau (avec des trous périodiques) placée dans un récipient en résin, qui est soutenu par un plan de masse métallique au fond. Avec une telle structure, Xie et al. [111] ont démontré expérimentalement une absorption ultra-large bande avec une absorption supérieure à 90% dans toute la bande de fréquences de 12 à 29,6 GHz. Pour déterminer si l'absorption à large bande dans un tel absorbant à métamatériau d'eau est principalement due à la perte intrinsèque

élevée d'eau, ils ont également comparé les spectres d'absorption pour le cas où la couche d'eau pleine sans trous et le cas où le récipient en résin est vide de l'eau.

Comme le montre la figure (II.5.d), ils ont constaté que l'absorption d'une couche d'eau complète n'est que d'environ 35 à 40%, tandis que l'absorbant à métamatériaux diminue pour être seulement d'environ 20 à 40% lorsque l'eau est vidée. Ces résultats confirment que l'absorption ultra-large bande contribue principalement aux résonances localisées dans les résonateurs à eau structurés.

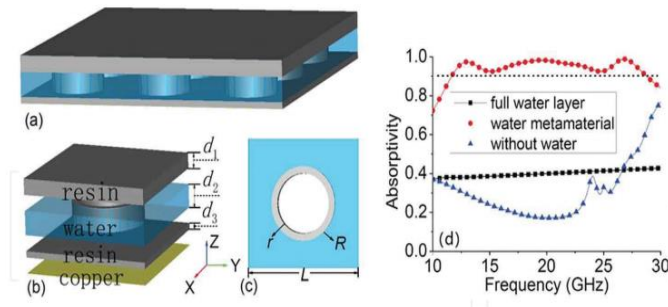


Figure II.5 : (a) Vue schématique de l'absorbant à méta matériau d'eau, (b) vue couche par couche de la cellule unitaire, et (c) vue en plan de coupe de la couche d'eau. (d) Spectres d'absorption de l'absorbant à méta matériau d'eau, de la couche d'eau complète soutenue par une masse métallique et du méta matériau sans eau [111].

Le silicium fortement dopé a une résistivité relativement faible et se comporte comme un diélectrique à perte aux fréquences térahertz, qui a été utilisé pour obtenir une absorption à large bande [108]. En utilisant un substrat de silicium à motif avec perte, Yin et al. [112] ont également démontré expérimentalement un absorbant à métamatériau avec une bande de fonctionnement de 0,9 à 2,5 THz. Un absorbant à métamatériau à base de silicium, comme le montre la figure (II.6.a), a été proposé pour une absorption élevée à large bande aux longueurs d'onde visibles [113]. Un tel absorbant à métamatériau comporte trois couches fonctionnelles: une couche de silicium de sous-longueur d'onde avec des trous coniques tronqués périodiquement, un espaceur de dioxyde de silicium de sous-longueur d'onde et un substrat en or épais. Comme le montrent les résultats numériques de la figure (II.6.c), l'absorbant à métamatériau en silicium avec des trous coniques tronqués à une capacité d'absorption plus élevée et une bande passante plus large dans la bande de fréquences d'intérêt

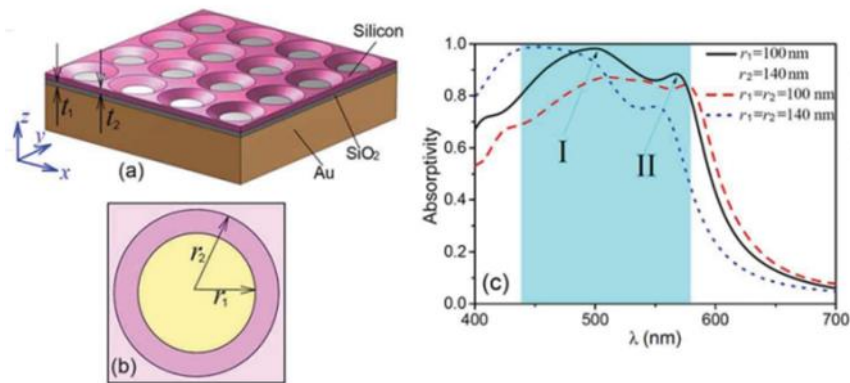


Figure II.6 : (a) Vue schématique de l'absorbant à métamatériau à base de silicium et (b) sa cellule unitaire. (c) Spectres d'absorption de métamatériaux à base de silicium avec des trous coniques et circulaires [113].

II.6 ABSORBANTS A METAMATERIAUX ACCORDABLES EN FREQUENCE

Bien que les métamatériaux puissent être conçus pour avoir des propriétés électromagnétiques arbitraires, ces propriétés sont généralement fixées après la conception des métamatériaux [114-117]. Ceci est également vrai pour les absorbants à base de métamatériaux, dont les fréquences de fonctionnement sont très fixes, limitant leurs applications pratiques. Par conséquent, des absorbants à métamatériaux avec des caractéristiques accordables en fréquence sont hautement souhaitables, ce qui permet des applications plus fructueuses. Pour permettre l'accordabilité dans un absorbant à métamatériau, on peut intégrer un milieu avec des propriétés de matériau réglables dans un absorbant à métamatériau passif traditionnel. Certaines des méthodes éprouvées comprennent l'utilisation d'éléments, tels que des diodes varicap [118], ferroélectriques [119], ferrites [120], graphène [121 - 122], cristaux liquides anisotropes [123] et matériaux à transition de phase [124].

Le déplacement mécanique a également été étudié pour les absorbants à métamatériaux accordables [123-127]. Zhang et coll. [125] ont présenté expérimentalement un absorbant à métamatériau étirable mécaniquement, qui est composé de résonateurs diélectriques sur une couche mince de caoutchouc conducteur, comme le montre la figure (II.7). Une absorption de près de 100% a été trouvée, ainsi qu'une forte distribution du champ électrique localisé dû à la résonance de type Mie des résonateurs diélectriques. Lors de l'étirement de l'absorbant à métamatériau sous une contrainte uni-axiale, l'espace entre les substrats diélectriques augmente progressivement, et donc la fréquence de résonance subit un décalage vers l'infrarouge de 410 MHz dans la bande X Figure (II.7). Zhu et coll. [127] ont démontré

expérimentalement que la fréquence de résonance d'un absorbant à métamatériau peut être déplacée par des moyens mécaniques.

Le décalage a été réalisé en ajoutant une couche diélectrique auxiliaire parallèle à l'absorbant à métamatériau et en faisant varier l'espace entre le métamatériau et la couche. Ils ont également démontré la possibilité de créer plusieurs bandes d'absorption en ajustant intelligemment la taille et la forme de la dalle diélectrique.

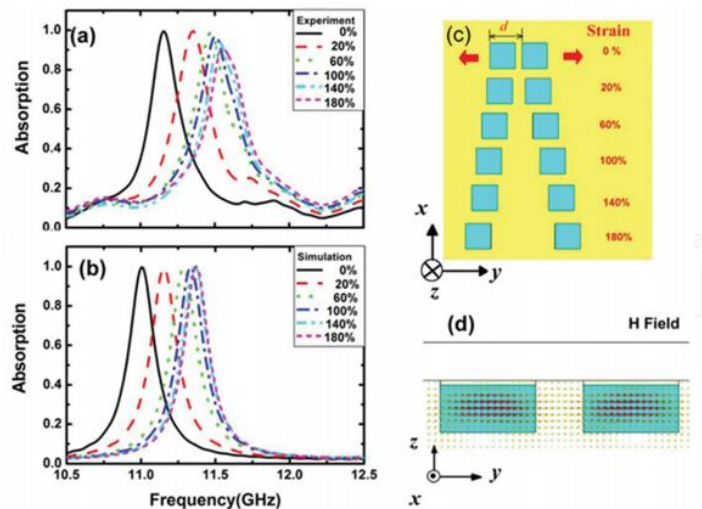


Figure II.7 : (a) Spectres d'absorption expérimentaux et (b) simulés du métamatériau diélectrique étirable mécaniquement. Mécaniquement étirable. (c) Schéma de l'étirement des résonateurs diélectriques sur une fine couche de caoutchouc conducteur. (d) Distribution du champ magnétique à la fréquence de résonance [125].

Le graphène a également été utilisé pour concevoir des absorbants à métamatériaux accordables en raison de son accordabilité de la conductivité de surface [128 - 129]. Zhang et coll. [130] ont combiné l'absorbant à métamatériau ayant des cellules unitaires métalliques en forme de croix avec des fils de graphène, comme le montrent les figures (II.8.a) et (II.8.b). Une telle structure a été réalisée pour une absorption insensible à la polarisation et le spectre d'absorption pouvait être réglé à des fréquences térahertz.

Comme le montre la figure (II.8.c), ils ont démontré que la fréquence de pic d'absorption peut être réglée dans une plage de fréquences de 15% avec une absorption pic presque uniforme, en contrôlant simplement le niveau de Fermi de graphène. Le niveau de Fermi dans le graphène peut être facilement contrôlé en ajustant la tension de polarisation sur les couches de graphène.

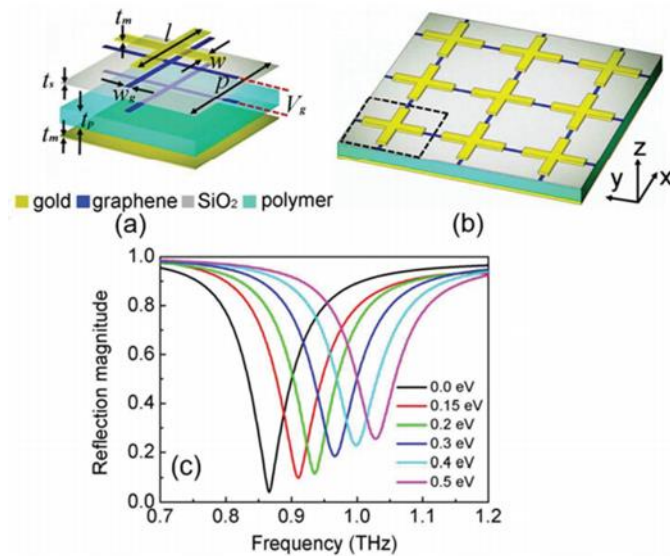


Figure II.8 : (a) Cellule unitaire en forme de croix avec des fils de graphène et (b) vue schématique de l'absorbant à métamatériau. (c) Absorption de l'absorbant à métamatériau sous différentes tensions de polarisation [130].

II.7 ABSORBANTS A METAMATERIAUX COHERENTS

Il est connu que l'un des inconvénients d'un absorbant à métamatériau typique est que l'absorptivité est généralement fixée après la conception initiale de l'absorbant à métamatériau. En conséquence, il n'est pas adapté aux environnements qui requièrent un réglage flexible de l'absorption. La présence de l'absorption parfaite cohérente (APC) est une solution à ce problème [112 - 113].

Mathématiquement, l'APC correspond à une valeur propre nulle de la matrice S à une fréquence spécifique, qui peut être considérée comme l'effet laser inversé dans le temps. L'absorption parfaite peut être obtenue en utilisant l'interférence destructive dans un système d'ondes stationnaires formé par deux faisceaux se propageant en sens inverse [114].

De plus, l'absorptivité dans un tel système peut être modulée de près de 0 à 100 % en ajustant uniquement la différence de phase entre les deux signaux contre-propagés. Près de 0 à 100% en ajustant uniquement la différence de phase entre les deux faisceaux incidents se propageant en sens inverse [115]. En raison de cette configurabilité dynamique de l'absorptivité, ces absorbants sont très intéressants pour des applications dans les capteurs, les systèmes d'alimentation en énergie, pour des applications dans les modulateurs et les commutateurs électromagnétiques.

Le concept de l'ACP a été présenté pour la première fois en théorie par Chong et al [112] et démontré expérimentalement par le même groupe [113]. Depuis lors, des phénomènes d'ACP ont été observés dans

des métamatériaux epsilon-near-zéro [116], des guides d'ondes lumineuses lentes [117], un méta surface constituée d'antennes croisées métalliques [118], et un système plasmonique à résonance de Fano [114].

La plupart des absorbants à métamatériaux cohérents sont basés sur des résonateurs métalliques sub-longueurs d'onde. Cependant, des recherches récentes ont révélé que l'ACP pouvait également être réalisé dans des métamatériaux ou des metas surfaces sans métal. Zhu et al. [119] ont conçu une structure en filet monocouche composée de céramique entièrement diélectrique, dont l'épaisseur est inférieure de deux niveaux à la longueur d'onde de fonctionnement.

Ils ont démontré que l'ACP pouvait être trouvé dans une telle structure et que l'absorptivité est contrôlable dans une large gamme de 0,38 à 99,85% par modulation de phase. Une structure résille monocouche similaire faite d'eau pourrait également être utilisée pour obtenir une absorption cohérente élevée à plusieurs bandes de fréquences [120]. Absorption cohérente élevée à plusieurs bandes de fréquences [120]. De plus, en raison de la perte élevée intrinsèque de l'eau, APC pourrait être conçu avec des bandes passantes plus larges.

Contrairement aux absorbants à métamatériaux parfaits qui nécessitent de fortes résonances électriques et magnétiques résultant des résonateurs structurés artificiellement, quelques travaux récents ont rapporté que l'APC peut également se trouver dans des matériaux en couches existant naturellement avec une épaisseur inférieure à la longueur d'onde. [119] ont montré que des films conducteurs ultra-minces pouvaient être utilisés pour réaliser l'APC. Comme expérimentalement, une absorption cohérente à large bande, relative de 100 % à des fréquences micro-ondes a été observée dans un film conducteur, ayant une épaisseur de 1/1000 de la longueur d'onde de travail.

Les phénomènes d'APC dans les couches minces de graphène et de MoS₂ ont également été étudiés [90] [121]. La conductivité accordable du graphène ou du MoS₂ permet à un tel un tel absorbant cohérent d'être plus flexible dans la fréquence de travail, qui pourrait être contrôlée en ajustant le taux de dopage chimique ou la tension de polarisation.

II.8 LES TYPES D'ABSORBANTS ELECTROMAGNETIQUE

II.8.1 ABSORBANTS DIELECTRIQUES

Ce type d'absorbant est la base pour la création d'autres absorbants. Il s'agit de mousses, de polymères ou de structures nids d'abeilles chargées à l'aide de particules de carbone ou de métal (fer, aluminium, cuivre, ...). Ces matériaux sont réalisés pour avoir la plus forte constante de perte diélectrique possible et ainsi transformer en chaleur le maximum de l'onde qui les traverse. L'impédance de ce type de matériau n'est pas forcément adaptée à l'impédance de l'espace libre

et ainsi ils peuvent présenter une forte réflexion à leur interface.

Les récentes recherches sur les absorbants diélectriques s'orientent plus sur les matériaux polymères conducteurs.

Ces matériaux ont la particularité d'avoir une permittivité relative peu élevée et une tangente de perte diélectrique très forte. La fabrication de ce type de matériau est assez complexe. Plusieurs polymères conducteurs qui ont été étudiés sont prometteur notamment les PolyPyrroles (PPy) qui nécessite d'être polymérisé à la surface par des matériaux tel que du PVA ou du PVC [122]. Les PolyAnilines (PAni) sont mélangées à des thermoplastiques à l'aide de solvants pour pouvoir être utilisés. Ce type de matériaux est en général déposé sur du textile afin d'avoir une certaine solidité.

II.8.2 ABSORBANTS STRUCTURAUX A ADAPTATION D'IMPEDANCE

On sait qu'une onde se réfléchit à l'interface d'un matériau proportionnellement à l'impédance de ce dernier. A partir de cette constatation, trois catégories d'absorbants (pyramidaux, chargés progressivement et à couches d'adaptation d'impédance) ont été développés pour améliorer la diffusion de l'onde dans une couche absorbante diélectrique. Pour une bonne atténuation sur une large bande, ce type de matériau nécessite des épaisseurs importantes avec un poids conséquent.

II.8.2.1 ABSORBANTS PYRAMIDAUX

Les absorbants pyramidaux [142] (pyramidal absorber en anglais) sont typiquement des matériaux épais avec des structures régulièrement espacées de forme pyramidale ou conique disposées perpendiculairement à la surface de l'objet à cacher. Les absorbants pyramidaux ont été mis au point de telle sorte que l'interface présente une transition progressive de l'impédance de l'air à celle de l'absorbant. La hauteur et la périodicité des pyramides ont tendance à être de l'ordre d'une longueur d'onde. Pour des structures plus courtes, ou des longueurs d'onde plus grandes, les ondes rencontrent un changement plus brutal de l'impédance conduisant à de moins bonnes performances. Les absorbants pyramidaux ont donc une fréquence de fonctionnement minimum à partir de laquelle ils peuvent fournir une atténuation élevée sur une large bande de fréquences et une grande gamme d'angles. Ces absorbants fournissent de très bonnes performances. L'inconvénient des absorbants pyramidaux est leur épaisseur et leur tendance à être fragile. Ils sont généralement utilisés pour des chambres anéchoïques (application CEM).

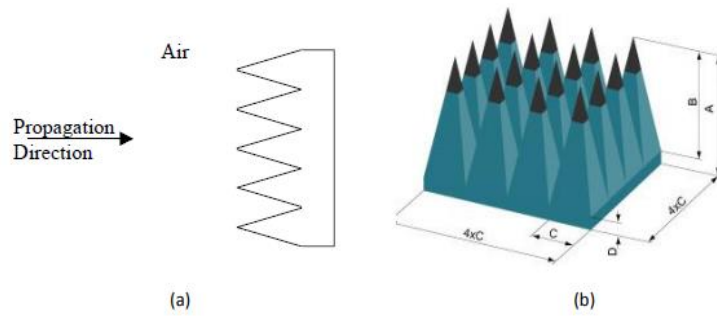


Figure II.9 : (a) illustration de la disposition d'un absorbant pyramidal, et (b) exemple d'absorbant pyramidal.

II.8.2.2 ABSORBANTS CHARGES PROGRESSIVEMENT

Ce type de matériau (taped loading absorber en anglais) est généralement constitué d'une plaque d'un matériau à faibles pertes associée à une plaque d'un matériau à fortes pertes. On peut définir deux types de structures distinctes. Pour le premier qui est idéal, le composant à perte est dispersé de façon homogène parallèlement à la surface de l'objet à protéger, avec un gradient perpendiculaire à la surface et progressif dans le matériau. Il est difficile et couteux de fabriquer de manière reproductible un gradient de cette manière.

Le second type de structure, plus courant, est constitué de couches homogènes dont le chargement augmente dans la direction de propagation (c'est à dire le gradient est créé comme une fonction en escalier). L'avantage de ces matériaux est qu'ils sont plus minces que les absorbants pyramidaux. L'inconvénient, c'est qu'ils sont moins performants.

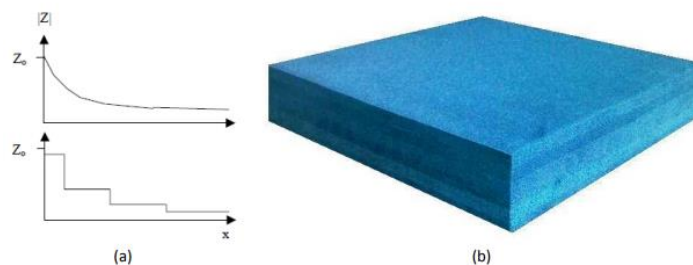


Figure II.10 : (a) courbe d'impédance idéale et courbe d'impédance typique, et (b) exemple de matériau absorbant chargé progressivement.

II.8.2.3 ABSORBANTS A COUCHES D'ADAPTATION D'IMPEDANCE

Les absorbants à couches d'adaptation d'impédance (matched layer absorber en anglais) tentent de réduire l'épaisseur nécessaire pour les matériaux chargés progressivement. Ce type d'absorbant met une couche de transition absorbante entre l'onde incidente et les matériaux absorbants. La couche de transition a une valeur d'impédance située entre les impédances des deux milieux. L'idée est d'avoir une transition d'impédance entre les différents milieux. Cette mise en correspondance se produit lorsque l'épaisseur de la couche d'adaptation est un quart de la longueur d'onde de l'onde incidente voir figure (II.11) et avec :

$$Z_2 = \sqrt{Z_1 Z_3} \tag{II.6}$$

L'adaptation d'impédance se produit alors seulement à la fréquence voulue. Ce type d'absorbant est donc à bande étroite.

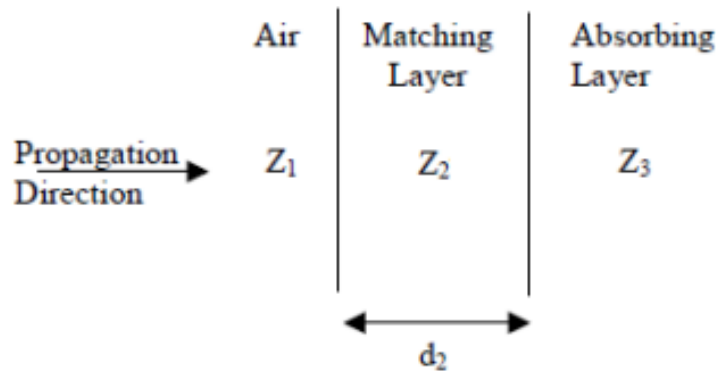


Figure II.11 : Illustration de la disposition des couches constitutives de l'absorbant à couches d'adaptation d'impédance

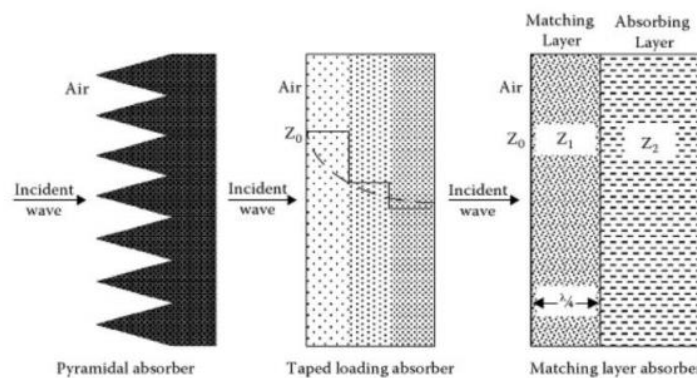


Figure II.12 : Illustration des différents types de matériaux structuraux

II.8.3 ABSORBANTS RESONANTS

Les matériaux absorbants résonants sont aussi appelés absorbants accordés (tuned en anglais) ou quart d'onde. Ils comprennent notamment les couches de Dällenbach, les écrans de Salisbury et les couches de Jaumann. Dans cette classe de matériaux, l'impédance n'est pas forcément adaptée entre le milieu de l'onde incidente et le milieu absorbant. Ces matériaux sont minces et n'absorbent pas l'intégralité de l'énergie à laquelle ils sont soumis. Le mécanisme employé utilise la réflexion et la transmission à la première interface. L'onde réfléchie subit une inversion de phase de l'ordre de π . L'onde transmise se déplace à travers le milieu absorbant et est réfléchie sur un plan métallique. Cette seconde réflexion subit également une inversion de phase de π avant que l'onde se propage vers le milieu de l'onde incidente. Si la distance optique parcourue par l'onde émise est un multiple de la moitié de longueurs d'onde alors les deux ondes réfléchies seront en opposition de phase, ce qui provoquera une interférence destructive. Si l'amplitude de deux ondes réfléchies est égale alors l'intensité totale réfléchie est nulle.

II.8.4 ABSORBANTS COMPORTANT DES CIRCUITS ANALOGIQUES

Il est possible d'améliorer la bande passante des absorbants résonants en utilisant des matériaux tirant partie d'autres mécanismes de dispersion. Les écrans de Salisbury et les couches de Jaumann utilisent des couches purement résistives dans leur fonctionnement. Hors, il est également possible d'employer des couches comportant des éléments capacitifs et/ou inductifs afin d'augmenter les possibilités d'optimisations.

Les matériaux résistifs/capacitifs se présentent sous la forme de polymère conducteur entourés de fibres [143] et les matériaux résistifs/inductifs sont généralement des bobines métalliques hélicoïdales noyées dans une couche diélectrique [144]. Le domaine des absorbants comportant des circuits analogiques se réfère le plus souvent à des matériaux où la feuille résistive des écrans de Salisbury et des couches de Jaumann a été remplacée par une couche mince sans pertes sur laquelle des motifs géométriques en matériaux à perte ont été déposés. L'épaisseur du matériau à perte détermine la résistance effective de l'ensemble de la couche. La géométrie et la périodicité du circuit créé déterminent l'inductance et la capacité effective. Ce type de matériau est généralement mince avec de bonnes performances d'absorption sur une bande passante assez large.

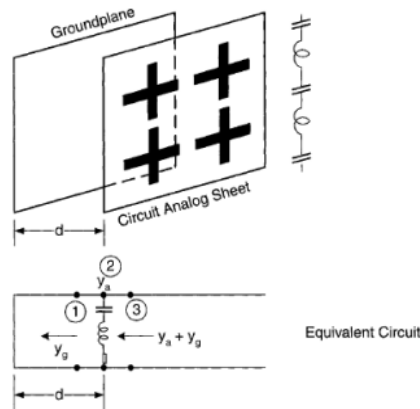


Figure II.13 : Illustration de la disposition d'un absorbant comportant des circuits analogiques comparé à son circuit équivalent.

Assez simplement, les absorbants comportant des circuits analogiques sont illustrés dans la figure (II.13). La résistivité provient du matériau employé pour réaliser les motifs, l'espacement entre les différents éléments créé une capacité et la longueur des pistes crée une inductance [145].

La partie circuit analogique est équivalente à un écran de Salisbury, à la différence qu'il est possible de modifier simplement par la géométrie les propriétés de l'écran. Ce qui ouvre la voie à plus de flexibilité dans la conception d'absorbants. Ainsi il est possible de définir les propriétés de cet écran par la méthode des lignes de transmissions. Le circuit analogique est modélisé comme un circuit avec une résistance, une capacité C_s et une inductance en série. L'impédance d'entrée de l'ensemble de l'absorbant peut alors être optimisée afin de se rapprocher de l'impédance de l'air pour limiter au maximum la réflexion à la surface du dispositif.

$$Z_s = R_s + j\omega L_s + \frac{1}{j\omega C_s} \quad (\text{II.7})$$

La bande passante d'un simple écran réalisé avec ce type de matériau s'élève à près de 44 % à -10 dB en réflexion [146]. L'ajout d'un diélectrique dans la cavité entre le plan de masse et l'écran permet d'améliorer les performances de ce type de matériau. Les premiers matériaux absorbants comportant des circuits analogiques historiques sont constitués de bobines disposées sur un absorbant magnétique, qui est plus fins comparativement qu'un absorbant diélectrique. La disposition des bobines couplée à l'absorption permet d'obtenir après optimisation une impédance proche de celle de l'air à la fréquence de fonctionnement des antennes [147].

Le problème de ces premiers matériaux est une forte dépendance à la polarisation du champ magnétique en fonction du positionnement des bobines et donc un fonctionnement trop restreint pour certaines applications. Les matériaux développés par la suite se présentent sous la forme d'absorbants

pyramidaux comportant des circuits analogiques perpendiculairement au plan de masse. Les récentes recherches s'orientent plus autour des surfaces sélectives en fréquence.

Les surfaces sélectives en fréquences (FSS) sont un type de circuits analogiques et peuvent permettre de réaliser des absorbants [147 – 151]. Les FSS sont typiquement utilisées comme filtres passe bande pour les radômes. Les FSS sont purement métalliques à la différence des circuits analogiques précédents. Les FSS permettent ainsi de régler les deux composantes inductives et capacitives et sont disposés sur un diélectrique fortement absorbant qui permet d'ajuster la composante résistive. Le circuit purement LC réalisé par les FSS détermine la fréquence de fonctionnement du dispositif. Le niveau d'absorption du diélectrique est intrinsèquement lié au niveau d'absorption de l'ensemble de la structure. Selon le type de FSS choisie pour réaliser un absorbant comportant un circuit analogique, différents paramètres interviendront.

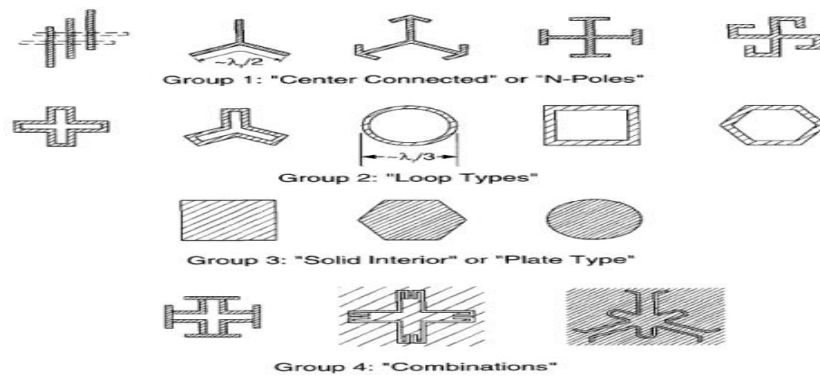


Figure II.14 : Liste non exhaustive de formes de FSS

Il est assez complexe d'optimiser les absorbants comportant des circuits analogiques car les modèles développés sont fait pour des structures très simples. Ce qui est le plus souvent utilisé est le modèle de lignes de transmission [152]. L'un des premiers brevets sur les absorbants utilisant des FSS en micro-ondes décrit un empilement de grilles résistives [153]. Un autre brevet des débuts de l'utilisation de FSS exploite un multicouche de patches carrés et circulaires [154].

La diversité de formes employées pour réaliser les FSS montre bien la difficulté que l'on peut avoir à prédire exactement leur fonctionnement. Il n'en reste pas moins que ce type d'absorbant est très intéressant par ses nombreuses possibilités, les bandes de fréquences importantes qui peuvent être couvertes (jusqu'à 60 %) et la finesse qu'il est possible d'obtenir, égale à $\lambda/(4.n)$ [155] (avec n indice de réfraction du substrat).

Parmi les recherches réalisées sur l'optimisation de ce type de structure, les recherches autour de l'optimisation par algorithmes génétiques [156] sont très intéressantes.

II.8.5 ABSORBANTS ADAPTATIFS

Dérivés de l'idée de l'utilisation d'absorbants résonants et d'absorbants comportant des circuits analogiques, les absorbants adaptatifs exploitent des Surfaces Electromagnétiques Reconfigurables (RES).

Différentes recherches ont été réalisées sur ce type d'absorbant sans aboutir à une exploitation commerciale. Un exemple bien connu est l'utilisation de liquide à haute permittivité dans une couche constituée d'une matrice poreuse à permittivité faible, ainsi en contrôlant le niveau de liquide, il est possible d'ajuster les paramètres de l'absorbant [157]. Le temps de réponse d'un tel absorbant est malheureusement très long. Il est également possible de modifier la permittivité dans des couches de Dällenbach en appliquant un champ magnétique contrôlable [158], cette technique est assez difficile à appliquer sur des grandes surfaces. D'autres articles décrivent l'utilisation d'effets photo-diélectrique avec de l'AgCl [159], du silicium [160– 161], ainsi qu'à l'aide de semi-conducteurs n-i-p-i [162]. L'intégration de dispositifs actifs a également été étudiée notamment les diodes Varicap [163].

II.8.6 ABSORBANTS MAGNETIQUES

Les absorbants magnétiques sont basés sur l'utilisation de particules de fer ou de ferrite dans un diélectrique de type polymère, mousse ou structure en nid d'abeille. L'homogénéité de la répartition des particules dans l'absorbant est un facteur à prendre en compte lors de la conception de ce type de matériau. D'autres types de particules peuvent être utilisés mais sont moins courants. Malgré le poids induit par les particules qui composent l'absorbant magnétique, l'avantage principal de ce type d'absorbant est leur faible épaisseur, pouvant atteindre un centième de la longueur d'onde à leur première résonance.

Ces matériaux fonctionnent dans une large bande de fréquence allant des MHz aux GHz. La fréquence de fonctionnement dépend exclusivement de la taille des particules qui les constituent.

Les propriétés des particules de fer et de ferrite ont été mesurées et calculées [164– 165]. Les matériaux précédents présentaient une perméabilité proche de celle de l'espace libre ($\mu_r=1+j0$). Pour ce type de matériau, c'est ce paramètre que l'on va changer afin d'obtenir plus de libertés pour la conception d'absorbant. Si l'on considère l'expression de l'impédance caractéristique Z_c et de l'indice de réfraction n d'un matériau, la perméabilité relative μ_r est aussi importante que la permittivité relative ϵ_r dans la conception d'un absorbant :

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} Z_0 \tag{II.8}$$

$$n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \tag{II.9}$$

CHAPITRE II : LES ABSORBANTS A METAMATERIAUX

Les matériaux magnétiques naturels purs (avec $\epsilon_r = 1+j0$) n'existent pas. Par conséquent les matériaux employés pour réaliser des absorbants magnétiques ont également une composante diélectrique à prendre en compte. Les recherches réalisées permettent d'obtenir un large panel de possibilités quant à la perméabilité et la permittivité.

Il est ainsi possible d'utiliser le fait que la perméabilité est importante à basse fréquence puis diminue rapidement avec l'augmentation de la fréquence et que la perméabilité a un fonctionnement linéaire légèrement décroissant en fréquence afin de réaliser des absorbants à large bande ou qui couvrent uniquement certaines gammes.

Des couches de Dällenbach ont été brevetées à base de matériaux magnétiques comportant de la ferrite [166]. Ce procédé permet en empilant deux couches ou plus d'augmenter la bande d'absorption.

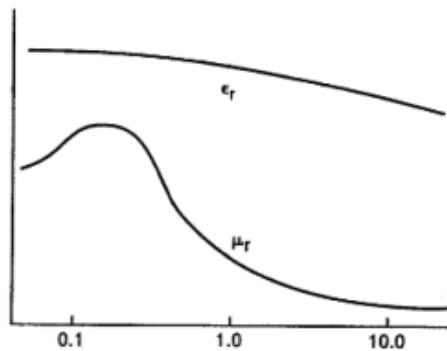


Figure II.15 : Illustration de courbes typiques de progression de la permittivité et de la perméabilité d'un matériau magnétique en fréquence.

II.9 CONCLUSION

Depuis leur première conception en 2008, les absorbants parfaits à méta matériaux avec des profils profondément sub-longueur d'onde ont fait l'objet d'une attention particulière au cours de la dernière décennie. Dans ce chapitre, nous avons présenté une revue complète des progrès récents sur les théories et les conceptions des absorbants à méta matériaux planaires. Nous avons passé en revue les théories fondamentales et les directives de conception permettant d'obtenir une absorption parfaite dans les méta matériaux sub-longueur d'onde. Différentes structures de cellules unitaires ont été étudiées pour réaliser des absorptions presque complètes. Les réalisations d'absorbants à méta matériaux à large bande et accordables en fréquence ont également été discutées. Ont également été discutées. De plus, nous avons introduit le concept d'absorbants parfaits cohérents et le contrôle cohérent de l'absorptivité par modulation de phase dans ces absorbants à méta matériaux

CHAPITRE III

ABSORBANT COMPACT EN META

MATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR

RESONATEUR CIRRCULAIRE FERME

(CCRR) POUR LES APPLICATIONS

RADAR

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRCUCLAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

III.1 INTRODUCTION

Avec l'évolution des systèmes radar, les recherches scientifiques se sont concentrées sur la technologie de la furtivité afin d'offrir aux avions des vols plus sûrs et plus fiables [167]. La mise en forme est la technique la plus courante utilisée dans la technologie de la furtivité pour réduire la section transversale du radar (RCS) Cependant, la mise en forme doit encore être développée car elle présente de nombreux inconvénients, notamment la dépendance à la fréquence et la bande étroite [168].

Le revêtement de d'aéronefs avec des matériaux absorbants est une autre technique qui a été utilisée pour rendre les avions plus invisibles [169]. Au début, la construction des absorbants reposait principalement sur des matériaux naturels tels que comme les absorbants à coin ou la ferrite [170,171] qui sont généralement de grande taille, de structure complexe, coûteux et difficiles à intégrer [172]. Au cours de la dernière décennie, les absorbants méta matériaux ont fait l'objet de nombreuses recherches pour remplacer les absorbants conventionnels. Pour être un bon candidat pour les absorbants conventionnels. Les méta matériaux sont des conceptions techniques qui présentent des caractéristiques inhabituelles telles qu'une permittivité, une perméabilité et un indice de réfraction négatifs [173,174].

Les caractéristiques uniques des méta matériaux sont obtenues à partir de leur structure plutôt que d'un matériau de construction.

La première publication sur les méta matériaux remonte à 1968, par Victor Veselago [175]. Ce matériau artificiel est utilisé dans de nombreuses applications techniques telles que les capteurs [176-178] et les antennes [179], polarisation convertisseur [180], l'occultation [181] et les Absorbants [182-184].

L'idée d'un absorbant métamateriau parfait a été présent expérimentalement par Landy 2008 [185]. Depuis lors, plusieurs absorbants méta matériaux ont été présentés, notamment des absorbants simples [186], doubles [187], multiples [188, 189] et à large bande [189-193]. Dans [194], un absorbant métamateriau mince à trois bandes est présenté basé sur des résonateurs croisés de Jérusalem fonctionnant dans la bande de fréquence Ku. La forme du résonateur a été modifiée pour offrir une plus grande bande passante autour de 15 GHz.

Les résonateurs JC modifiés sont imprimés sur un substrat FR-4 de 1,6 mm d'épaisseur. Les auteurs de [195] ont proposé un autre absorbant MTM triple bande ultra-mince pour les applications en bande C. L'absorbant consiste en une combinaison de deux structures différentes

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRCUCLAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

imprimées sur un substrat FR-4 de 1,6 mm d'épaisseur.

En raison de la symétrie des résonateurs utilisés, l'absorbant conçu offre une propriété insensible à la polarisation. Absorbant compact quadri-bande MMT pour des applications en bandes C et S conçu par Edries et al. [196]. L'absorbant basé sur l'intégration de résonateurs I/carrés entrelacés imprimés sur un substrat FR-4 de 1,5 mm En outre, un absorbant multi bande à base de méta matériaux parfaits résonateur à deux anneaux carrés à base de méta matériaux parfaits multi bandes d'énergie par Moayed H. Hameed [197].

Dans une autre étude, des combinaisons de résonateurs de forme carrée et rectangulaire ont été utilisées pour former un absorbant MTM fonctionnant dans les bandes de fréquences X et Ku régime [198]. Les résonateurs sont imprimés sur un matériau FR4 de 1,6 mm d'épaisseur et fournissent quatre pics d'absorption. Ali et Al-Hindawi ont proposé une conception d'Absorbant métamateriel mince à large bande (MTMA) qui couvrant la gamme de fréquences des bandes Ku et K. La structure proposée offre une large bande passante avec une taille globale compatible. L'Absorbant conçu consiste en une combinaison d'un disque octogonal et d'un résonateur octogonal fendu [199]. Dans ce chapitre, un nouvel absorbant métamateriel multi bande compact et ultrafin a été proposé, basé sur un résonateur en anneau fermé, pour une application radar. Six résonateurs ont été utilisés dans la construction de l'absorbant, ce qui permet d'obtenir six pics distincts sur la gamme de fréquences de la bande X avec une absorption supérieure à 90%. La structure proposée consiste en la combinaison des trois structures de base différentes. Le matériau diélectrique FR-4 a été utilisé comme substrat de l'absorbant proposé avec une épaisseur de 1,6 mm d'épaisseur, en raison de certains avantages tels que la disponibilité facile sur le marché, une grande résistance mécanique. Grâce à la symétrie des résonateurs, l'Absorbant métamateriel proposé permet d'obtenir une polarisation insensible dans la gamme de fréquences souhaitée. Pour analyser, le principe de fonctionnement principe de l'Absorbant conçu, le courant de surface et la distribution du champ électrique ont été étudiés et présentés.

En outre, les propriétés électromagnétiques globales (permittivité, perméabilité, indice de réfraction et impédance) du MTMA sont extraites et analysées.

La nouveauté de la structure proposée comprend une conception simple qui une réponse d'absorption parfaite avec un angle de polarisation indépendant dans la région des micro-ondes. Cette nouvelle conception est bon marché, qui peut être facilement fabriquée pour être utilisée dans une large gamme de fréquences allant de 1-20 GHz.

Après une introduction et un aperçu des absorbants méta matériaux dans la section 1, la

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRCUCLAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

conception de l'absorbant proposé est expliquée dans la section 2. La section 3 porte sur la simulation numérique de la conception. L'étude expérimentale et les résultats sont présentés dans la section 4. Enfin, le résumé de chapitre est conclu dans la section 5.

III.2 ABSORBANT METAMATERIAU BASSE SUR RESONATEUR A ANNEAU CIRCULAIRE FERME (CCRR) (CONCEPTION DE LA STRUCTURE DE LA CELLULE UNITAIRE)

Le schéma de la cellule unitaire est présenté sur la figure (III.1) . La conception est initiée sur un substrat FR4 ayant une épaisseur de 1,6 mm, une constante diélectrique, $\epsilon_r = 4,4$, et une tangente de perte de 0,02. Le substrat contenait des couches de cuivre d'une épaisseur de 0,035 mm sur les deux faces. Les principaux avantages de l'utilisation du FR-4 sont son coût réduit et sa facilité d'accès, ainsi que ses faibles pertes et son excellente résistance mécanique. Six résonateurs en anneau circulaire de différents rayons ont été conçus sur le substrat. Ou dessus, la couche de cuivre existante est conservée pour arrêter la transmission des ondes électromagnétiques incidentes.

La taille et la position de chaque résonateur en anneau fermé sont déterminées pour applique à une fréquence spécifique dans la gamme de fréquences de la bande X.

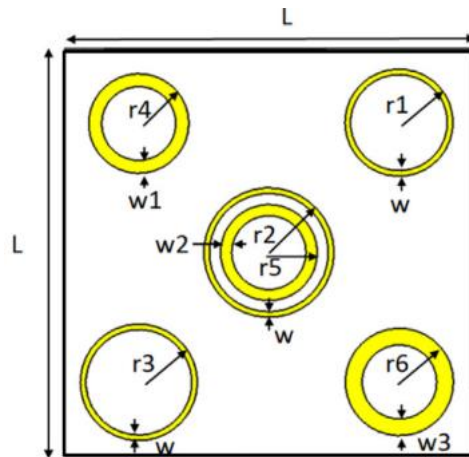


Figure III.1 : La cellule unitaire.

Les tailles des différents segments de la MMA proposée figurent dans le tableau (III.1). la structure simulée est présente dans la figure (III.2), de telle sorte que l'onde électromagnétique incidente dans le plan z, tandis que la condition au limite est parfaitement magnétique dans l'axe x, et dans l'axe y. La simulation est effectuée sous le logiciel HFSS.

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRCULAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

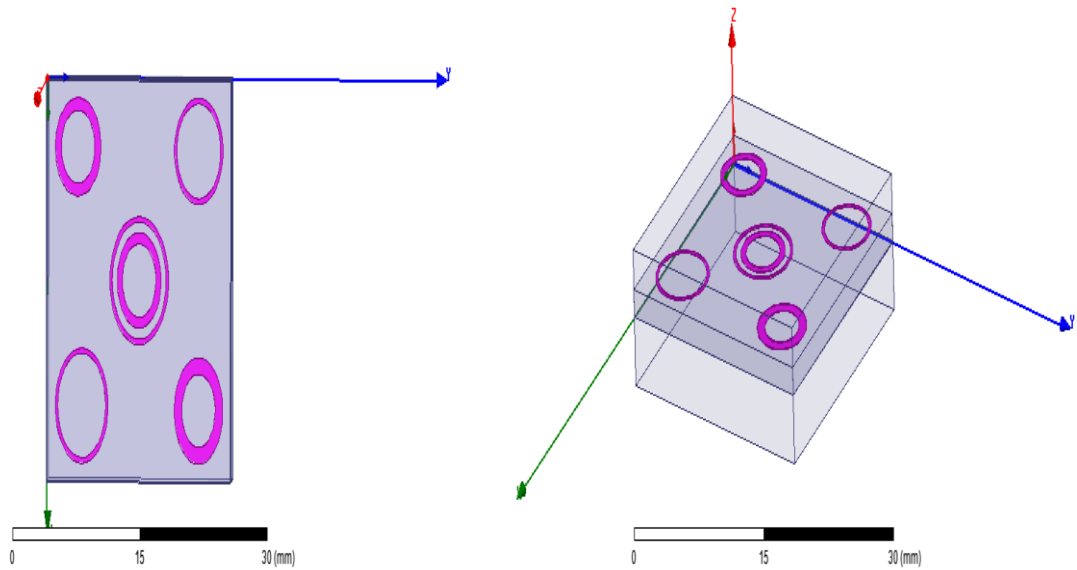


Figure III.2 : la structure simule sous HFSS

Paramètres	Dimensions (mm)
r_1	2.9
w	0.3
r_2	3.5
r_3	3.15
r_4	2.7
r_5	2.6
r_6	2.9
w1	0,7
w2	0.6
w3	0.9
L	22

Tableau III.1 : Les différentes dimensions de la cellule(MMA).

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRCUCLAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

Après la simulation, le coefficient de réflexion S_{11} et le coefficient de transmission S_{21} sont atteints dans la gamme de fréquence de 8 à 12 GHz et le coefficient d'absorption (A) est calculé en utilisant la formule mathématique suivante :

$$A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega) \quad (III.1)$$

Avec :

$R(\omega) = |S_{11}|^2$, $T(\omega) = |S_{21}|^2$ sont les coefficients de réflexion et de transmission respectivement.

La cellule dispose sur un plan de masse en cuivre est utilisé avec une conductivité de $\sigma = 5,8 \times 10^7$ S/m, la perméabilité de $\mu = 1$, la résistivité de $\rho = 1,72 \Omega$ -mètre.

L'épaisseur du plan de masse en cuivre est de 0,035 mm, ce qui est suffisant pour limiter la transmission de l'onde incidente. Ainsi, que ce plan crée un obstacle à la propagation de l'onde incidente de sorte que la transmission devient nulle ($S_{21}=0$). L'équation (III.1) devient :

$$A(\omega) = 1 - R(\omega) \quad (III.2)$$

Le coefficient de réflexion et de l'absorption sont présentés sur la figure (III.3) :

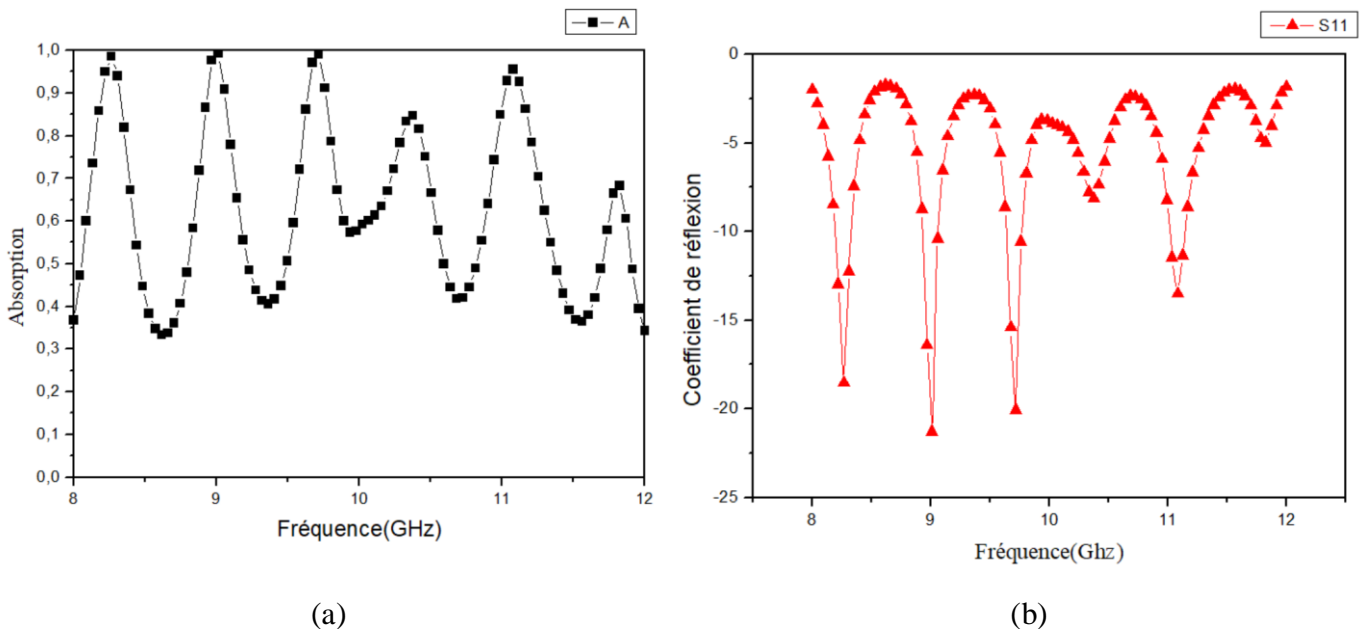


Figure III.3 : (b) Coefficient de réflexion et (a) d'absorption de la cellule unitaire.

Nous remarquons la présence des principaux pics d'absorption à 8.27, 9, 9.70, 10.40, 11 et 11.80 GHz avec des absorptions suivantes de 100%, 100%, 100%, 85%, 96% et 70% respectivement.

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRCUCLAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

Le pic d'absorption moyen de 91.83% de ces six fréquences de résonances indique que l'absorption quasi Parfaite de l'onde électromagnétique incidente dans ses fréquences.

Afin d'avoir pu arriver à ce résultat on a suivi des étapes que nous allons voir dans les différents modèles qui suivent.

Comme nous l'avons dit précédemment dans l'introduction, la structure proposée consiste en une combinaison des trois structures de base différentes.

II.2.1 STRUCTURE DE BASE DU PREMIER MODELE

Nous avons mis en place deux résonateurs sous forme d'un anneau circulaire fermé au milieu d'un substrat, les résonateurs dont nous parlons sont faits l'un dans l'autre avec des dimensions bien définies. Ceci est bien présenté dans la figure qui suit.

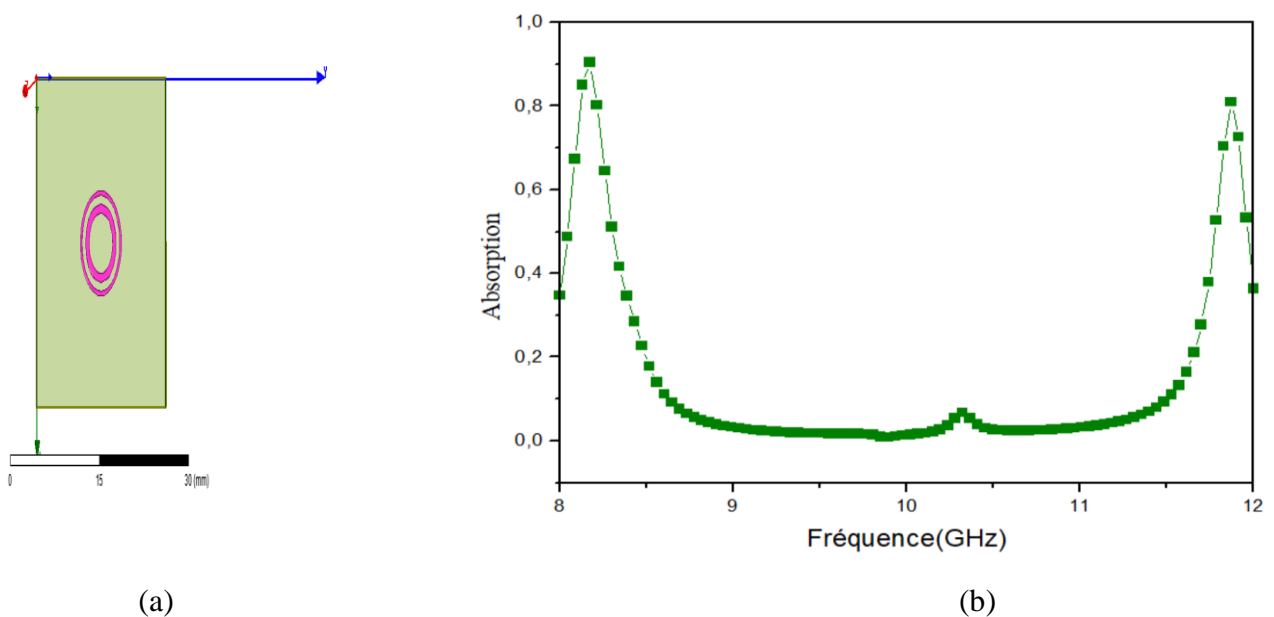


Figure III.4 : (a) Cellule unitaire (modèle 1) ;(b) L'absorption en fonction de la fréquence

La structure résonne à deux fréquences distinctes, 8,27 GHz et 11,8 GHz, avec une absorption de 99 % et 74 %, respectivement.

II.2.2 STRUCTURE DE BASE DEUXIEME MODELE

En ce qui concerne cette étape nous avons positionné deux autres résonateurs (aura pas même dimension que le résonateur précédent) comme il est illustré dans la figure qui suit.

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRCULAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

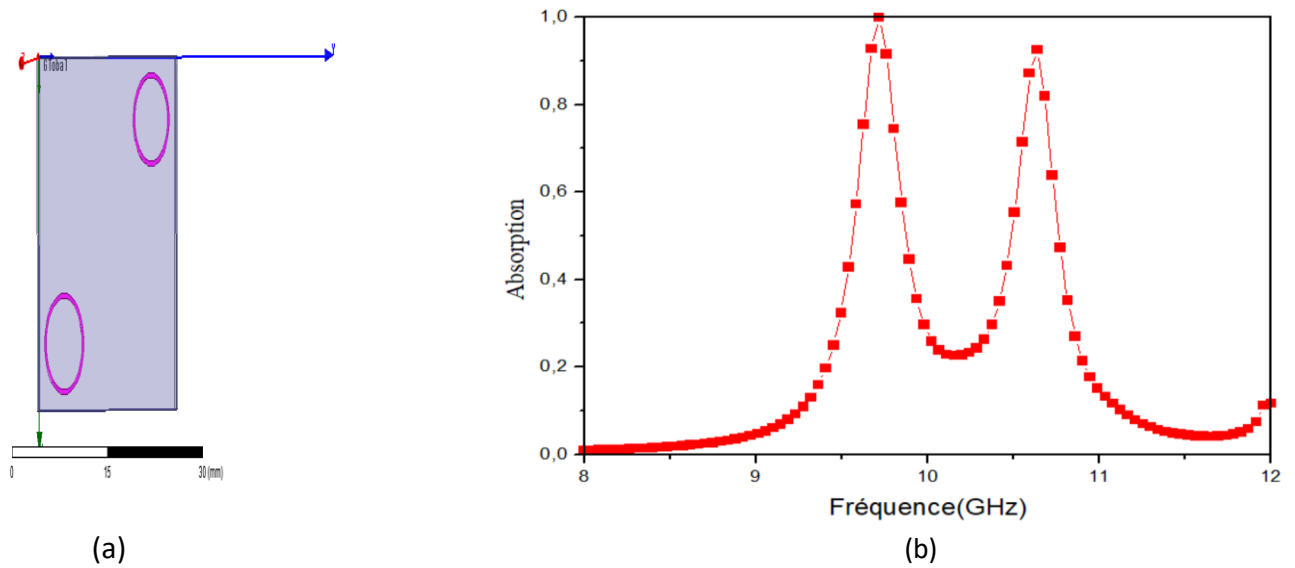


Figure III.5 : (a) Cellule unitaire (modèle2) ;(b) L'absorption en fonction de la fréquence

Le modèle 2 présente deux pics de résonance à 9,70 GHz avec une absorption parfaite de 100 % et à 10,65 GHz avec une absorption de 90 %

II.2.3 STRUCTURE DE BASE TROISIEME MODELE

Dans ce modèle on a inversé diagonale l'emplacement des deux résonateurs ayant changé ses dimensions au sein du substrat tel qu'il est présenté dans le schéma suivant.

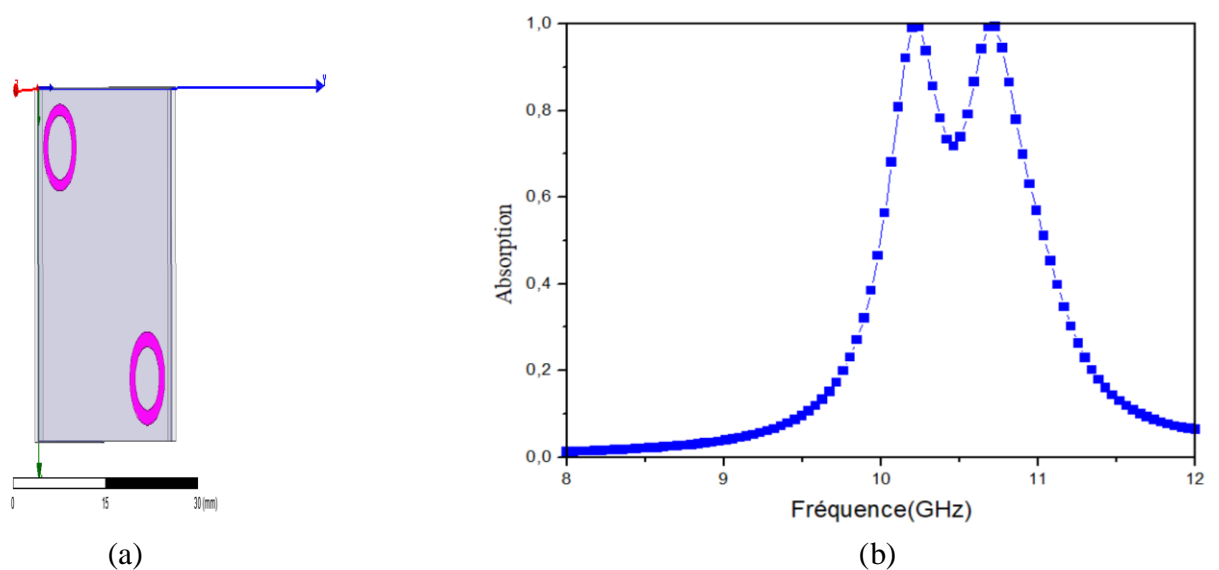


Figure III.6 : (a) Cellule unitaire (modèle 3) ; (b) L'absorption en fonction de la fréquence.

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRRCULAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

La figure III.6 fournit également deux pics d'absorption aux fréquences de 10.2 GHz et 10,8 GHz avec des absorptions totales de 100%.

L'absorbant métamatériau multi bande proposé a été créé en combinant les trois conceptions précédentes 1, 2 et 3, et sa courbe d'absorption (Figure III.3(a)) montre six pics d'absorption dans la bande X. Aux fréquences de 8,27 GHz, 9,70 GHz, 10,2 GHz, 10,65 GHz, 10,8 GHz et 11,8 GHz, les pics d'absorption sont respectivement de 95 %, 100 %, 100 %, 90 %, 100 % et 80 %.

REMARQUE

On peut voir qu'en intégrant les trois conceptions de base dans la conception finale proposée, non seulement six pics d'absorption ont été obtenus, mais le niveau d'absorption a également été augmenté par rapport au résultat de la conception individuelle. Le couplage entre les résonateurs en est la cause. Pour obtenir des résultats optimaux, l'espacement entre les résonateurs est soigneusement réglé.

III.3 ETUDE PARAMETRIQUE DE LA CELLULE UNITAIRE MMA

Dans cette section, une étude paramétrique a été réalisée en tenant compte de l'effet de toute modification d'angles de polarisation (φ) et l'angle d'incidence (θ)

III.3.1. INFLUENCE D'ANGLE POLARISATION (φ)

Pour étudier l'insensibilité à la polarisation de l'absorbant métamatériau multi bande proposé, la direction de l'onde électromagnétique propagée a été fixée à une incidence normale, tandis que la direction du champ E et du champ H a été modifiée à différents angles de polarisation (φ) de 0 à 90° avec chaque pas d'angle est de 15°. La figure III.7 montre le résultat de simulation de la structure proposée

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRCULAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

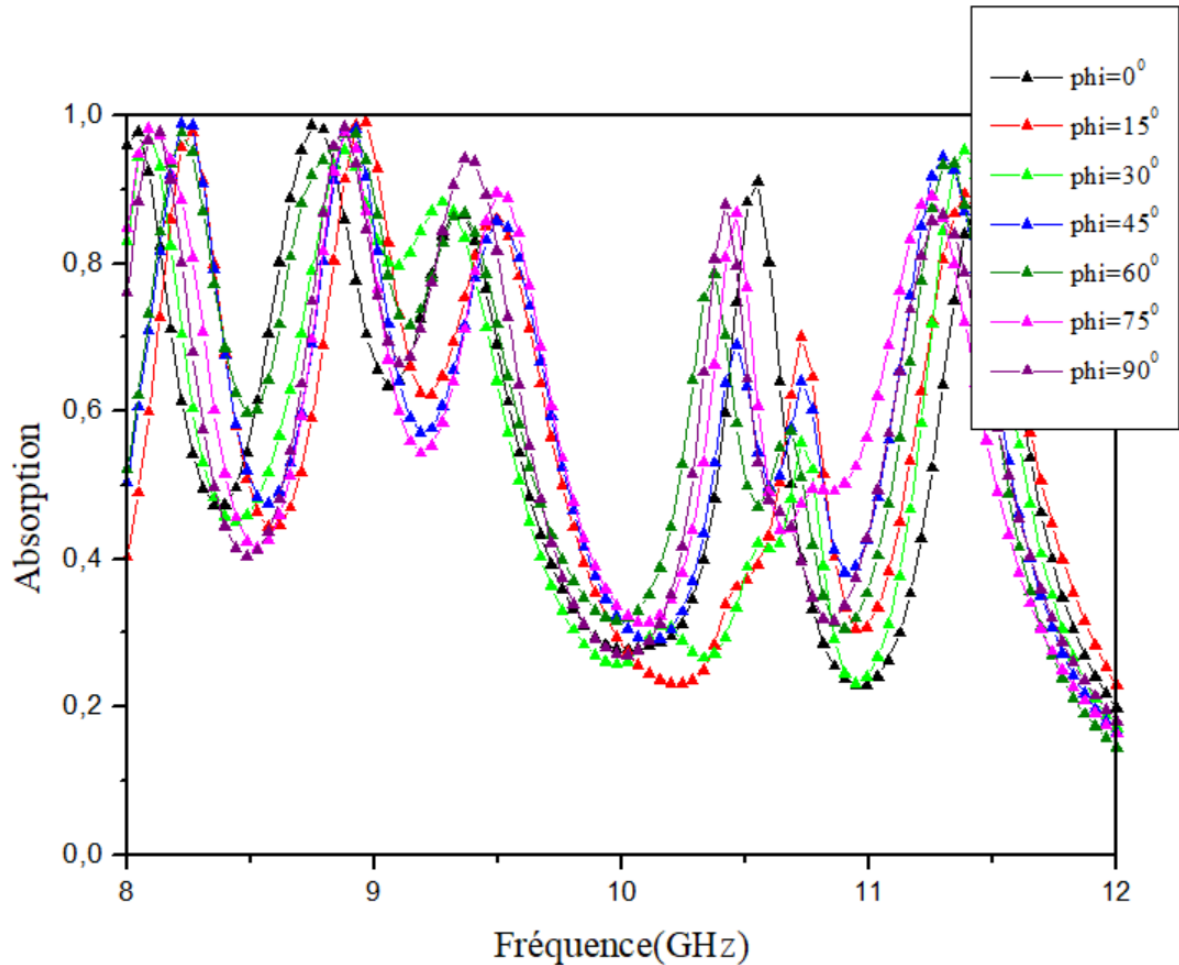


Figure III.7 : Réponse d'absorption simulée à différents angles de polarisation (φ) pour les modes TM (ou TE).

Avec un changement d'angles de polarisation, la stabilité de l'absorption est restée excellente. À l'exception du pic d'absorption à 10,65 GHz, qui est à peu près réduit à environ de 40 % à $\varphi = 30^\circ$, les performances d'absorption a des fréquences plus élevées se sont avérées cohérentes sous différents angles de polarisation. Il est démontré que la conception proposée dépend de la polarisation des ondes électromagnétiques.

III.3.2. INFLUENCE D'ANGLE INCIDENCE

En outre, l'angle d'incidence (θ) a été ajusté de 0 à 75° en six étapes pour évaluer l'influence de la variation de l'angle d'incidence sur l'absorption, tandis que l'angle de polarisation était maintenu constant à zéro degré.

L'absorption de la structure n'est pas considérablement affectée par la variation de l'angle d'incidence, comme le montre la figure III.8

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRCUCLAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

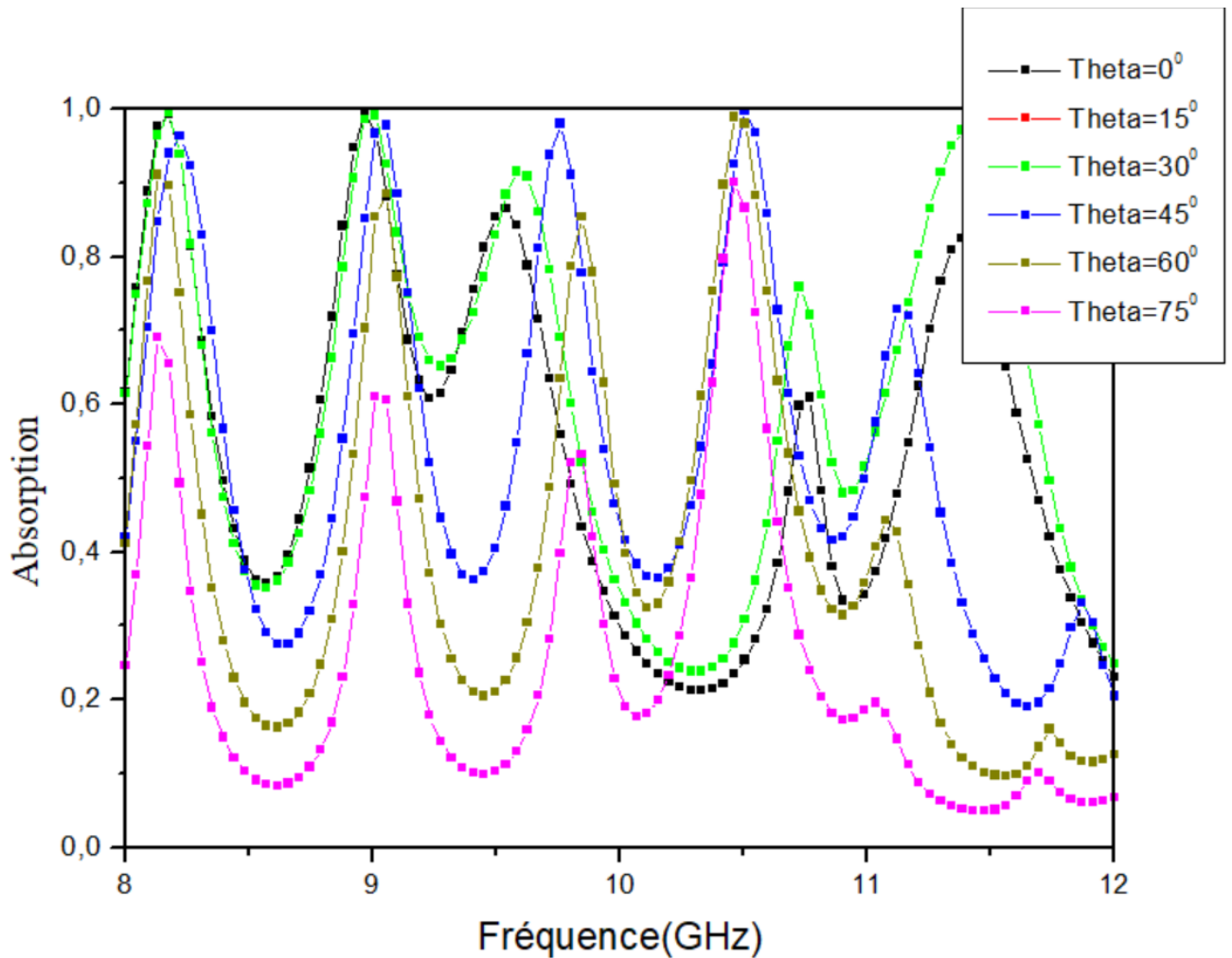


Figure III.8 : Réponse d'absorption simulée à différents angles d'incidence (θ) pour les modes TM (ou TE)

La modification de l'angle d'incidence n'a aucun effet sur l'absorption de la structure. Les trois premiers pics de résonance ont une absorption similaire, sauf à l'angle $\theta = 75^\circ$ alors que le quatrième et le sixième pic d'absorption ont diminué de 30° et que le cinquième pic d'absorption a migré vers les basses fréquences de la gamme. Les fréquences de résonance sont presque identiques pour des angles d'incidence plus importants, et l'absorptivité est plutôt élevée.

III.4 DISTRIBUTION SIMULEE DU COURANT DE SURFACE ET DU CHAMP ELECTRIQUE DU MTMA

La distribution simulée du courant de surface et du champ électrique du MTMA multi bande proposé pour les six fréquences d'absorption 8,27 GHz, 9,70 GHz, 10,2GHz, 10,65 GHz, 10,8 GHz et 11,8 GHz est présentée dans les figures 9 et 10 respectivement, pour mieux comprendre le

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRCULAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

mécanisme d'absorption. La concentration maximale de la distribution du courant de surface est obtenue par des individus individuels, comme le montre la Figure III.9

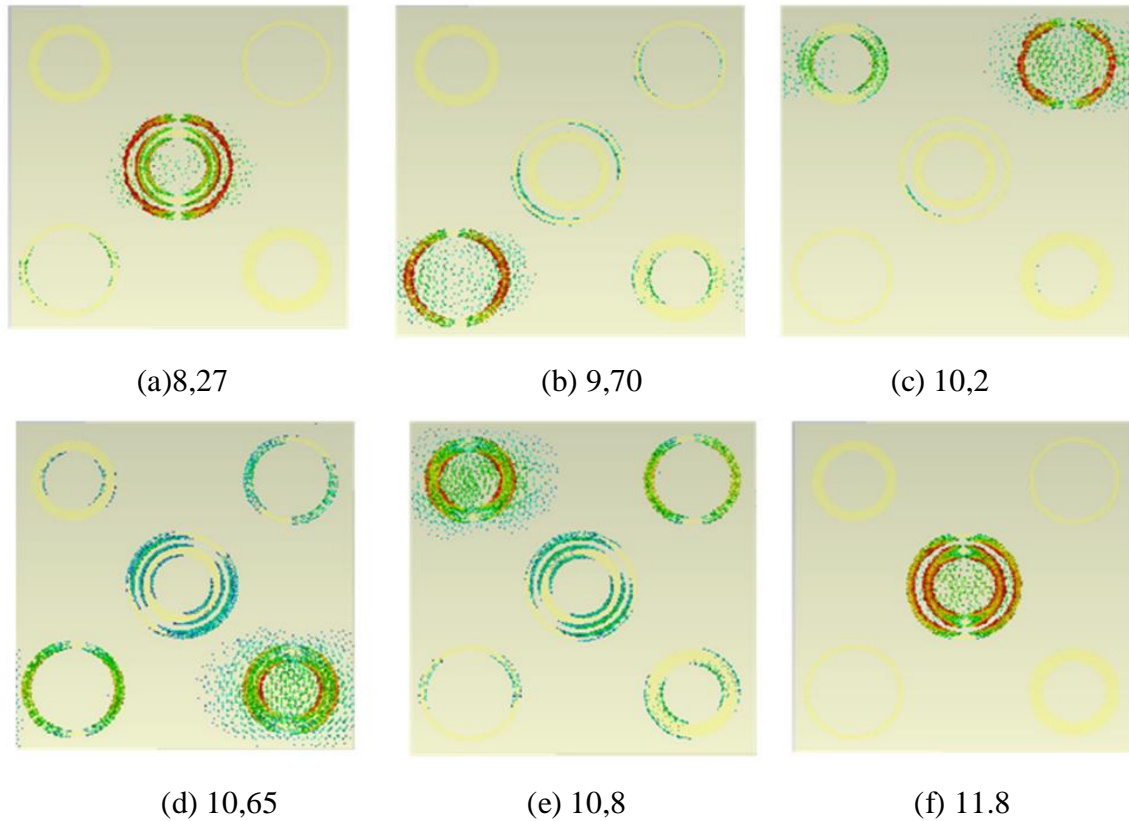


Figure III.9 : Distribution du champ électrique aux six fréquences des pics d'absorption.

Concentration maximale de la distribution du courant de surface est obtenue par des résonateurs individuels en anneau fermé pour chaque pic d'absorption. Que chaque résonateur est responsable de fournir les fréquences de résonance correspondantes.

Comme on peut le voir sur la figure, à basse fréquence, le courant de surface est distribué uniquement autour du résonateur circulaire central. Alors que lorsque la fréquence a été augmentée à 10.8 GHz, la distribution du courant s'est distribuée autour de tous les résonateurs.

On remarque que tous les résonateurs ont influencé les fréquences de résonance de la structure proposée.

La distribution du champ électrique simulé, représentée sur la Figure III.10

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRCULAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

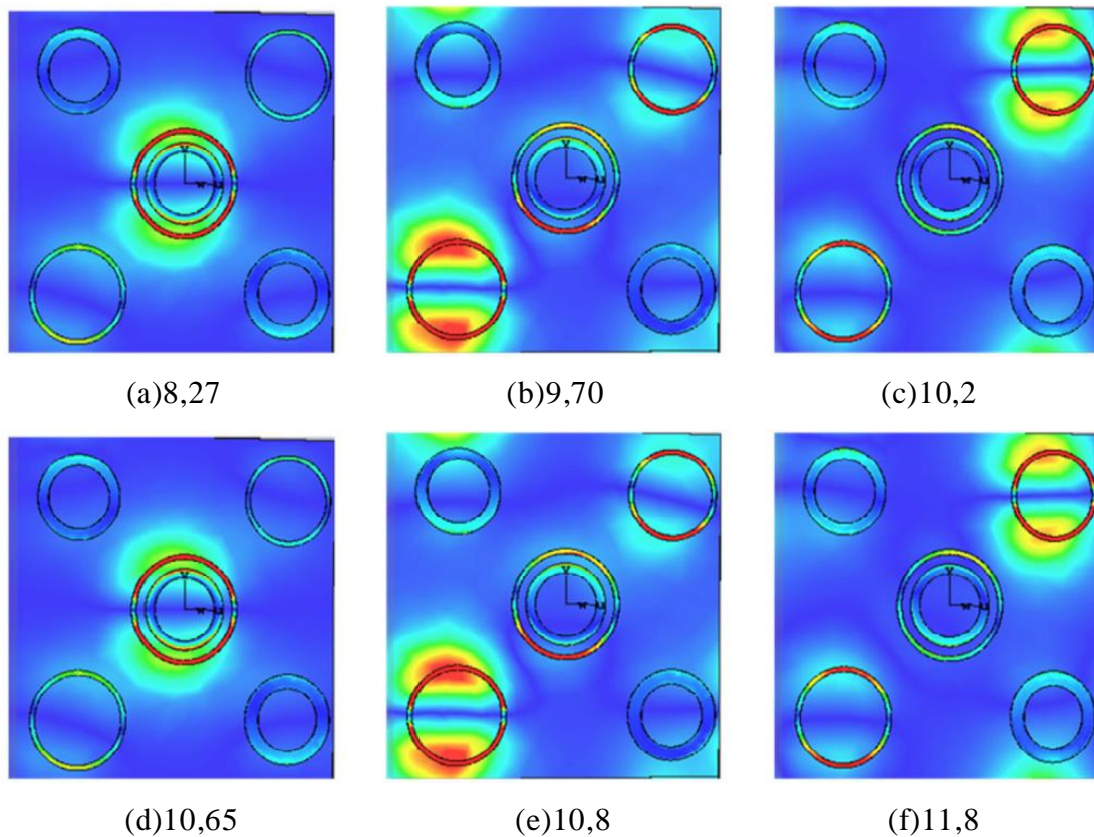


Figure III.10 : La distribution du champ électrique simulé

Montre un fort champ E circulant à chaque résonateur en anneau fermé pour sa fréquence correspondante. Il s'agit de l'un des principaux facteurs permettant d'obtenir une absorption élevée. Comme on peut le voir sur la Figure.III.9(a), la distribution du champ électrique est localisé uniquement au centre du résonateur à 8,27 GHz, Lorsque la fréquence augmente à 9,70 GHz, le champ électrique se concentre sur les côtés supérieur et inférieur de l'anneau circulaire.

Supérieur et inférieur du résonateur en anneau circulaire (Figure III.10(b)). À la haute fréquence de 10,8 GHz, contrairement à la fréquence inférieure, la distribution du champ E est principalement localisée sur le résonateur à trois résonateurs. Figure. III 9(e). Mais à 11,8 GHz, le champ électrique est faiblement localisé sur les résonateurs supérieur et inférieur et résonateurs supérieurs et inférieurs et fortement concentrée sur la fréquence centrale de la conception proposée. D'après les résultats, la conception du résonateur joue un rôle important dans l'attribution des fréquences de résonance et dans le contrôle des distributions de champ électrique induites par le rayonnement.

CHAPITRE III : ABSORBANT COMPACT EN METAMATERIAU A SIX BANDES BASEES SUR RESONATEUR CIRRCULAIRE FERME (CCRR) POUR LES APPLICATIONS RADAR

III.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons parlé d'un nouvel absorbant métamateriau multi bande basé sur un résonateur en anneau fermé.

La conception proposée est basée sur l'intégration de trois structures méta matérielles de base, et leurs dimensions sont bien optimisées pour fournir des absorptions élevées. Le MTMA multi bande proposé a été conçu avec une taille de $22 \times 22 \times 1,6$ mm³ pour fonctionner dans la bande X avec six fréquences de résonance à 8.27 GHz, 9.70 GHz, 10,2 GHz, 10,65 GHz, 10,8 GHz et 11.8 GHz correspondant à une absorption de 95%, 100%, 100%, 90%, 100% et 80% respectivement.

Afin de vérifier l'absorptivité et de poursuivre l'étude du mécanisme d'absorption, le courant de surface, la distribution du champ électrique et l'impédance normalisée de l'échantillon proposé ont été présentés et analysés.

On remarque que la conception proposée permet d'obtenir six bandes d'absorption avec une absorption élevée de 100%.

Enfin, le MTMA multi bande proposé est un candidat approprié pour les applications RADAR.

CHAPITRE IV
ABSORBANT METAMATERIAU
FLEXIBLE ET CONFORMABLE A
LARGE BANDE AVEC
GRAND ANGLE ET STABILITE DE
POLARISATION POUR APPLICATION
RADAR

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

IV.1 INTRODUCTION

Les absorbants d'ondes électromagnétiques (EM) sont largement utilisés dans les domaines de la CEM [209], des antennes [210], de la détection [211, 212], de l'image [213, 214], des dispositifs de collecte d'énergie solaire [215-217], de la technologie furtive [218, 219], etc. Les absorbants méta matériaux (MMA) doivent généralement avoir une large bande passante, une absorption élevée, une faible épaisseur, un poids léger et une flexibilité mécanique [219]. Le concept du MMA a été initialement présenté en 2008. Il était entièrement constitué d'éléments métalliques et présentait une seule bande d'absorption [220]. Les MMA hyperfréquences pour une largeur de bande d'absorption à large bande ont considérablement progressé au cours de la dernière décennie. Ils sont généralement constitués d'un réseau périodique métallique 2D de résonateurs qui ont été imprimés sur un substrat diélectrique [221]. De nombreux scénarios courants ont fait l'objet d'une réflexion approfondie afin d'améliorer la bande passante. La structure absorbante monocouche, qui se compose d'unités à résonance multiple avec des paramètres géométriques variés [222-225], et la structure multicouche [226-228] sont les deux moyens les plus courants d'augmenter la bande passante. En raison de l'énorme volume unitaire de l'absorbant et du traitement sophistiqué, ces approches ont des limites pratiques considérables. D'autres méthodes comprennent l'utilisation de films/feuilles résistifs [229, 230] et le chargement de pièces localisées [231-233]. Cependant, en raison de l'existence de substrats rigides tels que le FR-4 et le F4B, qui ont peu de flexibilité et limitent la liberté de conception, elles sont rarement utilisées dans des situations pratiques difficiles. Par conséquent, il est essentiel de créer de nouvelles formes d'absorbants à large bande qui ne reposent pas sur des substrats rigides.

L'étude de l'application de matériaux diélectriques flexibles a permis de résoudre les problèmes décrits ci-dessus et a été progressivement appliquée au MMA. En se basant sur une couche de téflon, Yoo et al [234] ont créé un Absorbant MM flexible et élastique pour les basses fréquences. Il peut fonctionner à environ 2 GHz et 400 MHz en fonction de la quantité de constructions en forme de serpent utilisées. Tak et al [235] ont également présenté un Absorbant de micro-ondes métamatériau portable (WMMA) avec deux pics d'absorptivité à 9 et 9,8 GHz pour des applications de radar intérieur clair. Il présente également des propriétés d'anti-polarisation et d'anti-déformation. Entre-temps, Zhang et al [236] ont proposé un Absorbant MM flexible à quatre bandes basé sur deux résonateurs micro-ondes, qui présente une forte flexibilité, un poids léger et une absorption élevée. Malgré le fait que l'utilisation de diélectriques flexibles a augmenté la possibilité d'applications pratiques, il y a toujours un défaut majeur : la bande n'est pas assez large, ce qui limite sévèrement leurs utilisations potentielles. Huang et

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

al [237] ont examiné avec succès les réponses d'absorption d'un Absorbant radar à large bande fabriqué à partir de nanoflocons de graphène imprimés qui peuvent se plier à la surface incurvée.

Malgré cela, la fabrication de la fondation de l'Absorbant à l'aide de graphène imprimé est coûteuse et prend beaucoup de temps dans la pratique.

La conception d'un absorbant flexible à large bande et insensible à la polarisation avec des résistances localisées chargées d'une surface sélective en fréquence (FSS) fixées sur un caoutchouc de silicone flexible diélectrique et soutenu par un film de cuivre sont présentées ici. Le caoutchouc de silicone est un polymère léger et extrêmement élastique qui présente une résistance exceptionnelle aux températures élevées et basses (50°C à 250°C), une grande résistance à la traction et une résistance chimique.

La couche résistive du FFS est imprimée sur un film polyamide flexible d'une épaisseur de 0,25 mm, contrairement aux méta surfaces précédemment rapportées et fabriquées directement sur des substrats diélectriques. L'absorbant fabriqué est peu coûteux, simple à traiter et flexible. Il possède une large bande passante d'absorption et peut être tordu et s'accrocher à des surfaces non planes. En étudiant la théorie des lignes de transmission et en examinant la distribution du champ électrique, le mécanisme d'absorption est décrit. Cette recherche a montré que la structure proposée offre une absorption à large bande insensible à la polarisation, à grand angle, flexible et conformable, ce qui implique que les surfaces non planes ont des applications pratiques.

IV.2 CONCEPTION ET THEORIE

L'absorbant méta matériau flexible à large bande développé, comme illustré sur les figures (a) et (b)

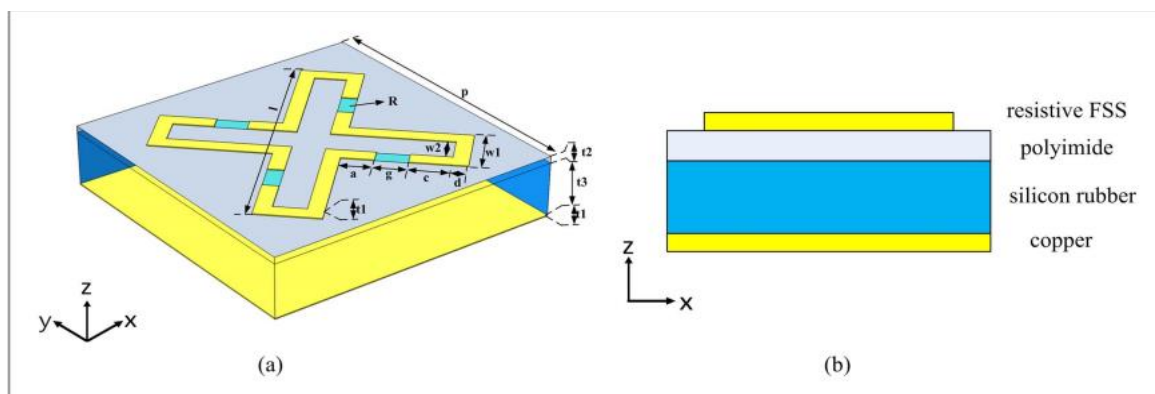


Figure IV.1: La cellule unitaire de l'absorbant MM proposé sous différents angles. (a) Vue en perspective. (b) Vue de face.

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

La structure est composée de trois couches : une couche résistive FSS pour l'adaptation d'impédance, un substrat flexible en caoutchouc de silicone et une couche métallique, La couche supérieure est constituée d'un anneau croisé en cuivre dans lequel sont intégrées quatre résistances forfaitaires. La couche de cuivre de fond est importante car elle agit comme un miroir, réfléchissant l'onde incidente. Le caoutchouc de silicone de support a une permittivité de 2,9 et une tangente de perte de 0,08 (épaisseur₂ = 3 mm).

Le polyimide (épaisseur $t_3 = 0,25$ mm) est traité comme un polymère à pertes avec une constante diélectrique complexe de $\epsilon = 3,5 + i0,09$.

Les couches de cuivre supérieure et inférieure (épaisseur₁ = 0,017 mm) ont une conductivité électrique de $\sigma = 5,8 \cdot 10^7$ S m⁻¹. L'Absorbant a été conçu pour avoir la plus large bande d'absorption possible. Résistance a été optimisé pour être de 150 Ω .

Les paramètres géométriques supplémentaires sont les suivants :

Paramètres	Dimensions(mm)
W_1	2
W_2	1
d	0.5
p	10
a	1
g	1
c	1.25
l	9.5

Tableau IV.1 : Les différentes dimensions de la cellule(MMA).

Une étude numérique a été réalisée avec le logiciel Ansys HFSS version 15.0. Dans les axes x et y, les conditions aux limites de la cellule unitaire ont été appliquées, et l'onde EM s'est propagée le long de l'axe z négatif.

La réflexion $R(\omega)$ et la transmission $T(\omega)$ du méta matériau étaient $R(\omega) = |S_{11}(\omega)|^2$ et

$T(\omega) = |S_{21}(\omega)|^2$.

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

Le paramètre de transmission peut être énoncé comme suit [238] :

$$S_{21}^{-1} = \left[\cos(nkd) - \frac{i}{2} \left(Z + \frac{1}{Z} \right) \sin(nkd) \right] \quad (IV.1)$$

Dans cette formule, $n = n' + n''$, $z = z' + z''$ sont respectivement l'indice de réfraction complexe et l'impédance complexe respectivement.

Avec k est le nombre d'onde de transmission dans le matériau.

NB : Lorsque l'impédance de l'absorbant s'adapte avec l'espace libre, c'est-à-dire $Z(\omega) = Z_0 = 1$ (Z_0 désigne l'impédance de l'espace libre), la réflexion et la transmission de l'onde sont réduites.

Sont illustrées respectivement par les deux équations suivantes :

$$R(\omega) = |S_{11}|^2 = \left[\frac{Z(\omega) - 1}{Z(\omega) + 1} \right]^2 = 0, \quad (IV.2)$$

$$T(\omega) = |S_{21}|^2 = \left| e^{in'kd} \cdot e^{-n''kd} \right|^2 = \lim_{n_2 \rightarrow \infty} e^{-2n''kd} = 0 \quad (IV.3)$$

où $n'' \rightarrow \infty$ représente la structure absorbante ayant une grande propriété d'atténuation des ondes électromagnétiques.

Le taux d'absorption A est :

$$A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega) = 1 \quad (IV.4)$$

En général, nous mesurons la largeur de bande des absorbants à large bande avec un taux d'absorption de plus de 90%. Dans ce cas, l'absorbant optimisé a une plage d'absorption effective à large bande de 11 à 16 GHz, comme le montre la figure 2

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

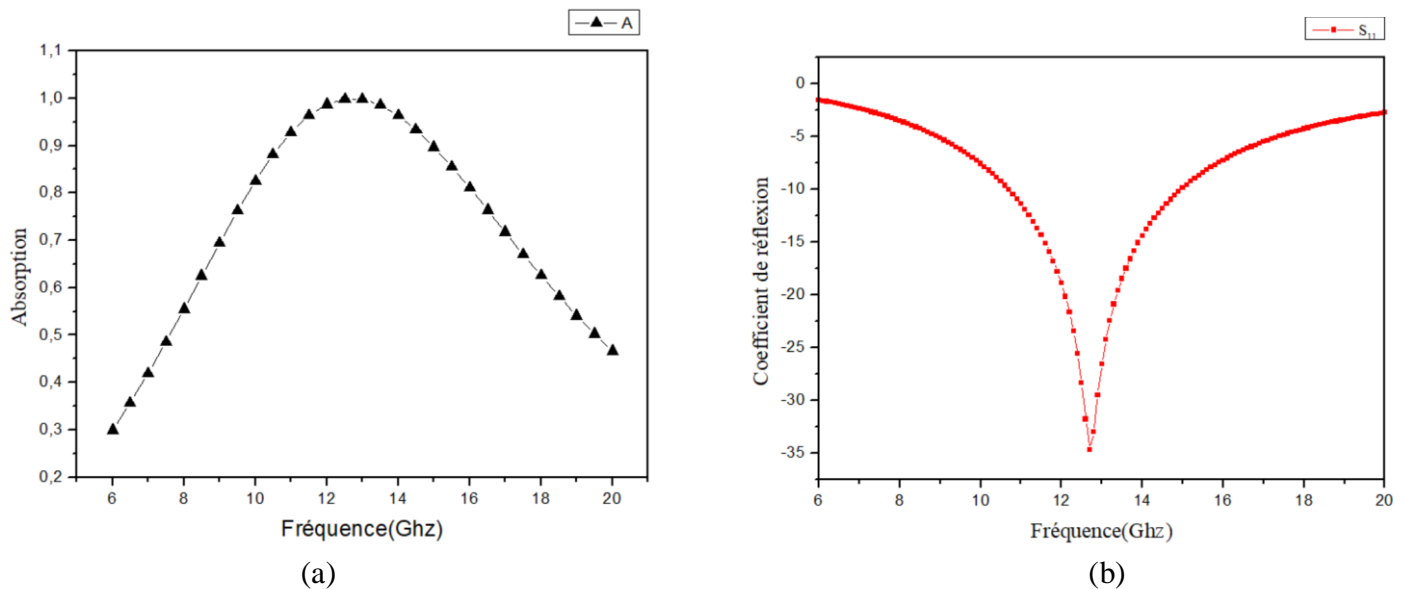


Figure IV.2 : représente résultat de simulation (a) absorption et (b) réflexion

La bande passante absolue est de 5 GHz et la bande passante fractionnelle de 82,6 %, ce qui répond aux exigences d'absorption à bande ultra-large. L'épaisseur de l'absorbant n'est que de 3,25 mm, ce qui représente 0,083 fois la longueur d'onde de travail de la fréquence d'absorption la plus basse de 10 GHz et satisfait aux critères structurels de sous-longueur d'onde. Par conséquent, le travail proposé est un absorbant métamatériau à large bande qui est ultra-mince.

De plus, en utilisant le coefficient de réflexion $S_{11}(\omega)$ et le coefficient de transmission $S_{21}(\omega)$, nous pouvons calculer l'impédance effective [239]

$$Z = \pm \sqrt{\frac{(1+S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1-S_{11})^2 - S_{21}^2}} \quad (IV.5)$$

Qui est illustré à la figure 3

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

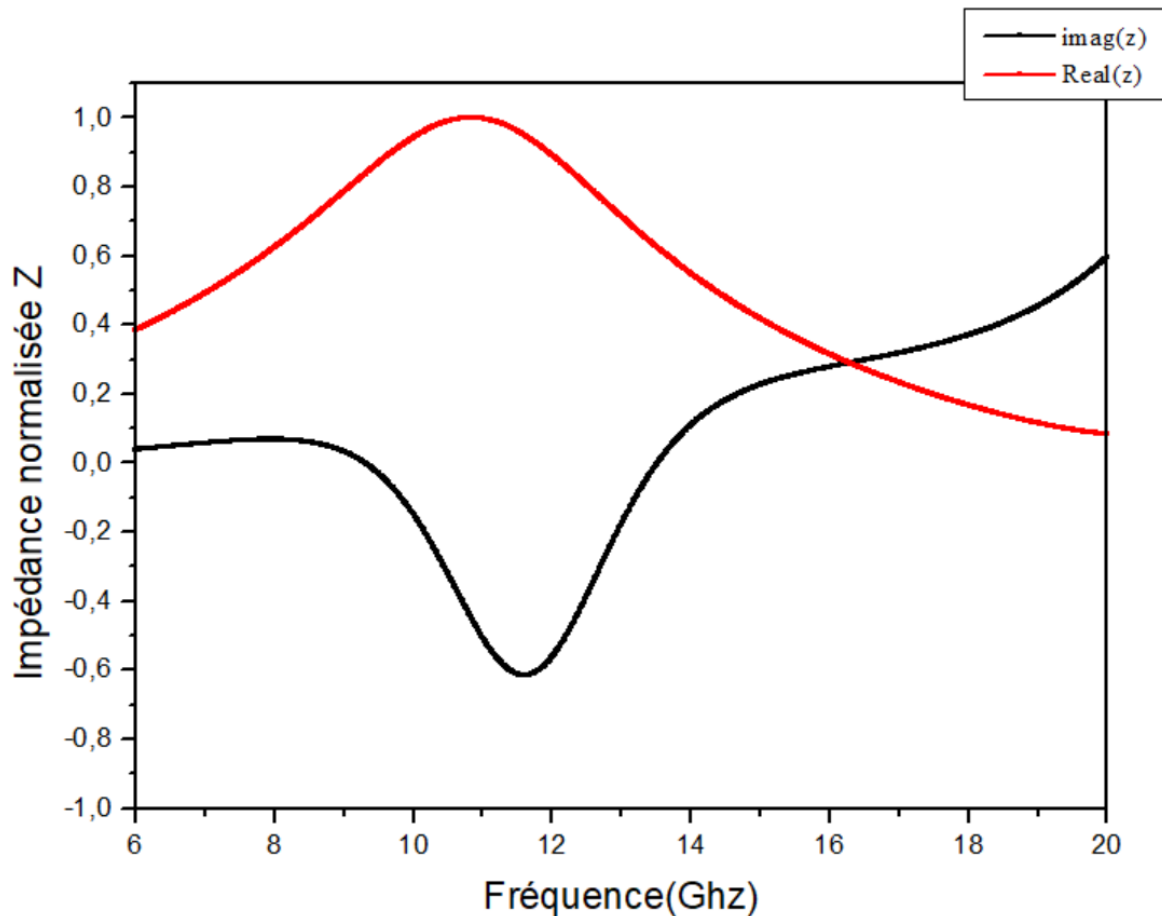


Figure IV.3 : représente l'impédance normalisée de l'absorbant à large bande à incidence normale.

Le graphe montre que dans la gamme de fréquences de 10 à 14 GHz, la composante réelle de l'impédance équivalente est proche de 1 et la partie imaginaire est proche de 0. Cela signifie que l'impédance de l'absorbant proposé est proche de celle de l'espace libre.

Cette propriété peut être expliquée par $Z(\omega) = \sqrt{\mu(\omega)/\varepsilon(\omega)} = 1$ où $\varepsilon(\omega)$ est la permittivité et $\mu(\omega)$ est la perméabilité magnétique.

La figure IV.3 montre un modèle de circuit équivalent qui combine la théorie des lignes de transmission [240, 241] pour illustrer la construction proposée. Un circuit série RLC peut être utilisé pour modéliser un résonateur à anneau fermé avec des résistances localisées sur la surface diélectrique.

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

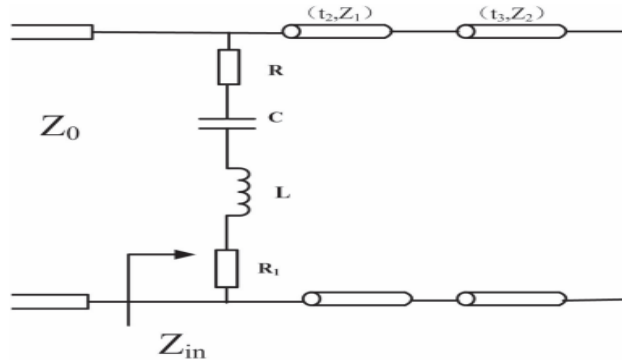


Figure IV.4 : Modèle de circuit équivalent de l'Absorbant proposé.

En raison de sa propriété réfléchissante, la masse métallique à l'arrière est représentée comme un court-circuit. L'espace libre et les couches diélectriques sont considérés comme des lignes de transmission, Z_{in} désignant l'impédance d'incidence de l'Absorbant. Les impédances équivalentes des couches diélectriques PI et caoutchouc de silicone sont Z_1 et Z_2 , respectivement. Les épaisseurs des substrats diélectriques sont t_2 et t_3 .

La résistance, l'inductance et la capacité effectives du SFS (à l'exclusion des éléments localisés) sont R_1 , L et C , respectivement. R est la résistance forfaitaire.

L'impédance du SFS Z_{FFS} peut être calculée comme suit

$$Z_{FFS} = \frac{1 - \omega^2 LC + j\omega RC}{j\omega C} \quad (IV.6)$$

Ainsi, l'impédance d'entrée de la structure absorbante Z_{in} est égale à

$$Z_{in} = \frac{(Z_1 + Z_2)Z_{FFS}}{Z_1 + Z_2 + Z_{FFS}} \quad (IV.7)$$

Selon la théorie de la ligne de transmission, le coefficient de réflexion de la structure absorbante est de

$$\Gamma = \frac{Z_{in} - Z_0}{Z_{in} + Z_0} \quad (IV.8)$$

Pour des raisons de simplicité, R_1 est omis dans l'équation (6). (Il est petit comparé à la résistance forfaitaire R). La forme et la dimension du SFS sont liées aux valeurs de L et C [242]. Nous pouvons faire en sorte que $Z_{in} = Z_0$ soit vrai et obtenir $G = 0$ en modifiant de manière appropriée les paramètres structurels et en changeant ensuite les paramètres RLC. Afin d'obtenir une absorption parfaite, les ondes EM se couplent au maximum à l'intérieur de la structure et ne se réfléchissent pas.

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

IV.3 SIMULATION ET DISCUSSION

IV.3.1 DISTRIBUTION DE CHAMP ELECTRIQUE

Nous avons étudié les distributions de champ électrique aux deux situations de résonance les plus fortes pour l'onde de polarisation TE et l'onde de polarisation TM, qui sont présentées dans les figures IV.5(a)-(c)

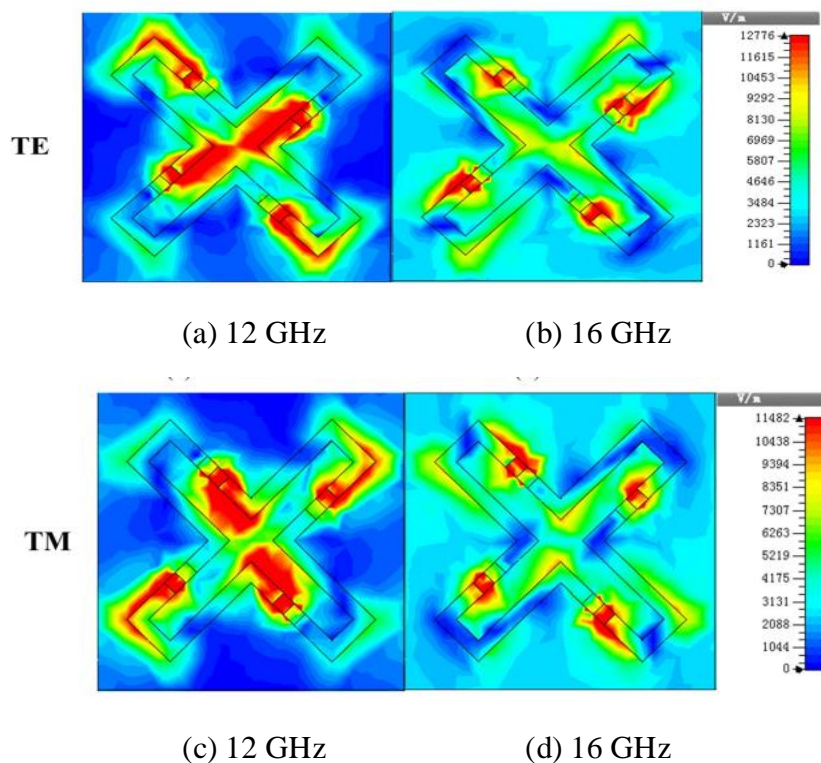


Figure IV.5 : Distribution du champ électrique sur l'unité cellulaire pour une onde de polarisation TE à (a) 12 GHz et (b) 16 GHz. Et TM à (c) 12 GHz (d) 16 GHz.

Pour étudier le processus physique de l'absorption à large bande de l'absorbant (d). À 12 GHz, le champ électrique est principalement concentré sur la composante interne de la croix de cuivre et les quatre résistances, comme illustré sur la figure IV.5(a), ce qui implique que la perte est principalement causée par le couplage des motifs internes de la croix de cuivre et la perte ohmique des résistances des éléments.

La figure IV.5(b) montre clairement qu'à 16 GHz, le champ électrique est largement dispersé dans les quatre résistances.

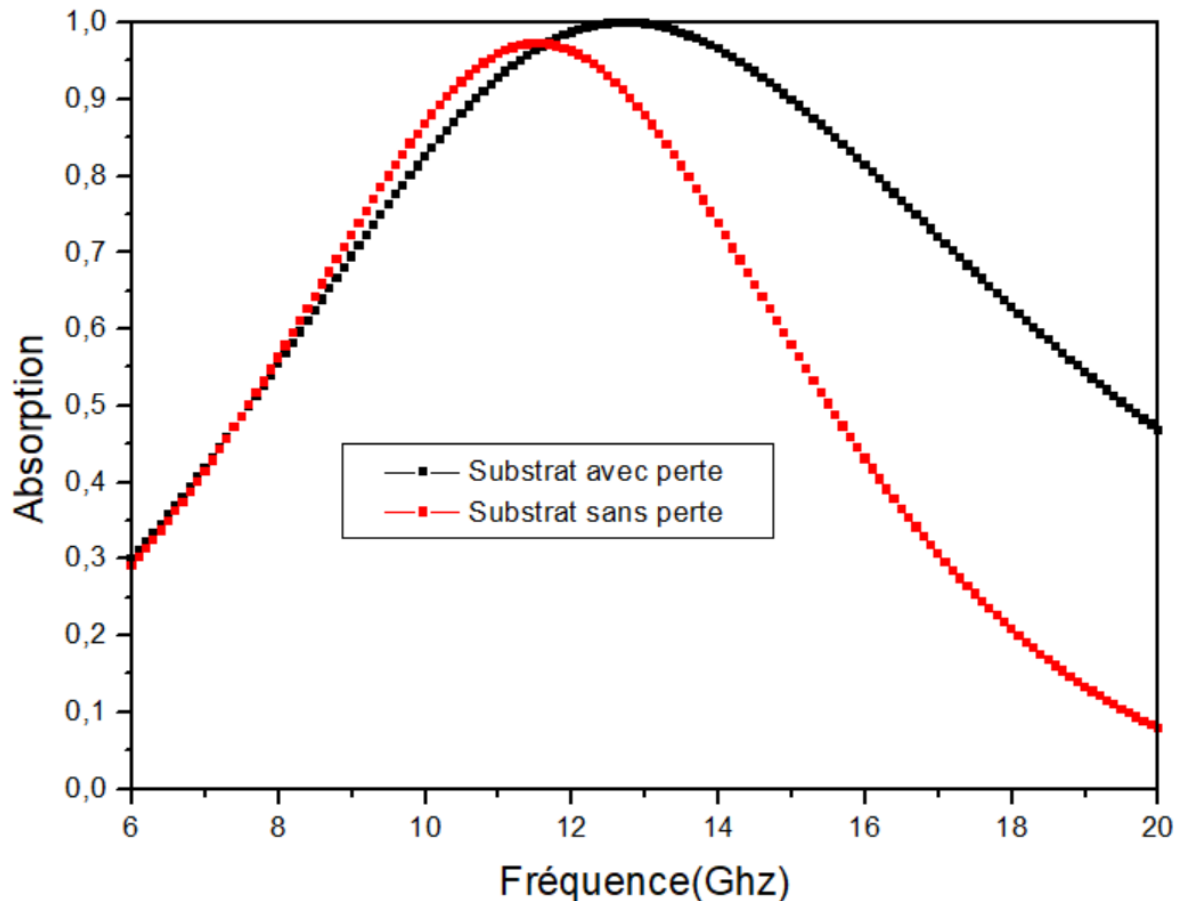
IV.3.2 ETUDE PARAMETRIQUE DE LA CELLULE UNITAIRE MMA

Dans cette section, une étude paramétrique a été réalisée en tenant compte de l'effet de toute modification d'angles de polarisation (φ), l'angle d'incidence (θ), le substrat et la résistance R

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

IV.3.2.1 L'INFLUENCE DU SUBSTRAT

Deuxièmement, remplacer les substrats à pertes par des substrats sans pertes. Les résultats de la simulation de l'absorbant qui utilise un substrat à pertes et un substrat sans pertes sont représentés sur la figureIV.6.



FigureIV.6 : Taux d'absorption au niveau du substrat avec pertes et du substrat sans pertes.

Dans la figure IV.6 qui représente la variation du taux d'absorption par rapport à la fréquence, nous remarquons quand-même que ce dont nous parlons avait connu une absorption parfaite dans la bande passante (10-14) Ghz par rapport à la bande passante (11-16) Ghz du substrat avec perte cela veut dire qu'il y a eu tout un petit décalage de 1 Ghz quand nous avons changé les diélectriques en polyimide et en caoutchouc de silicone sont remplacés par un milieu sans perte. Par conséquent nous voyons clairement que le changement du substrat n'a pas beaucoup d'influence sur le taux d'absorption.

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

IV.3.2.2 L'INFLUENCE DE LA RESISTANCE

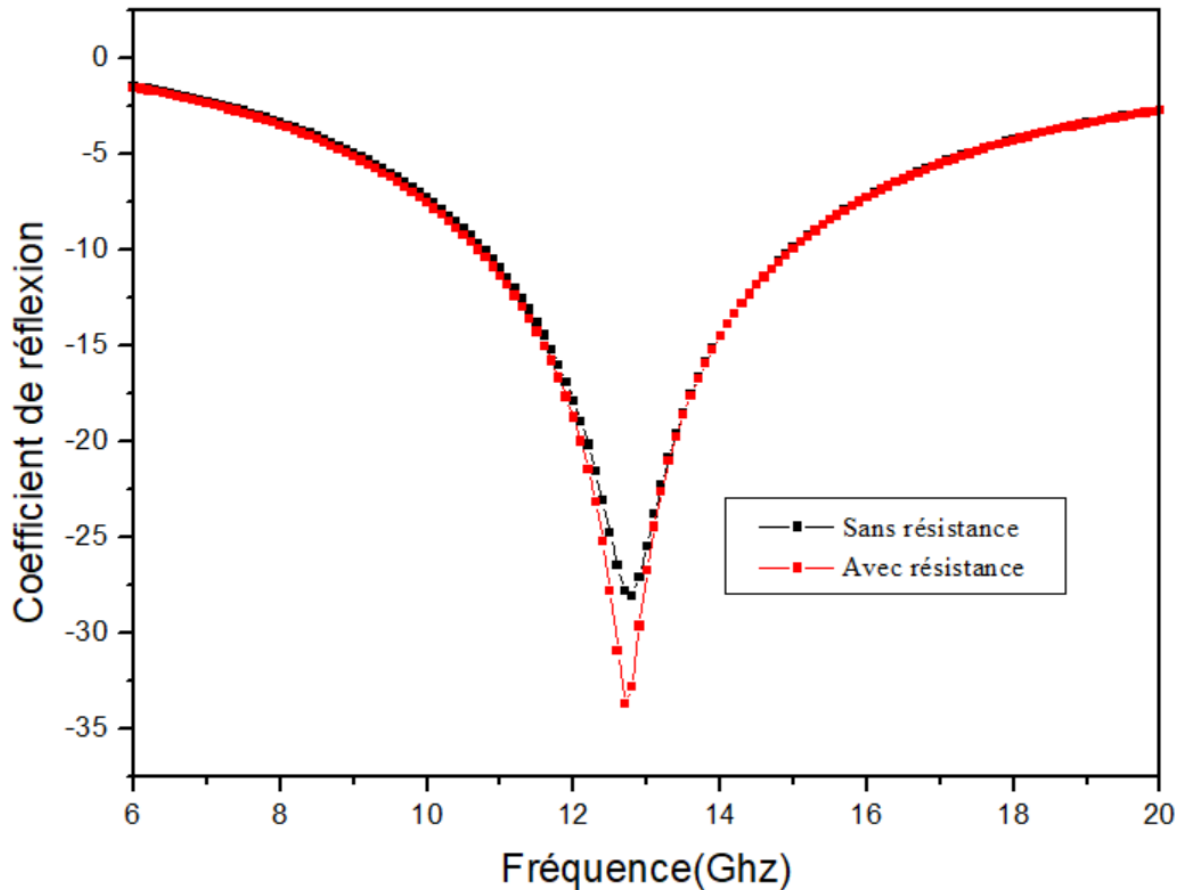


Figure IV.7 : représente la variation du coefficient de la réflexion par rapport à la fréquence

Dans cette expérience quand nous avons retiré la résistance le coefficient de réflexion augmente par contre le taux d'absorption diminue alors la résistance a un effet sur l'absorption.

IV.3.2.3 L'INFLUENCE DE LA VALEUR DE LA RESISTANCE

Pour avoir trouvé le résultat suivant on avait changé la valeur de la résistance de (100-250) Ohm avec un pas de 50 Ohm.

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

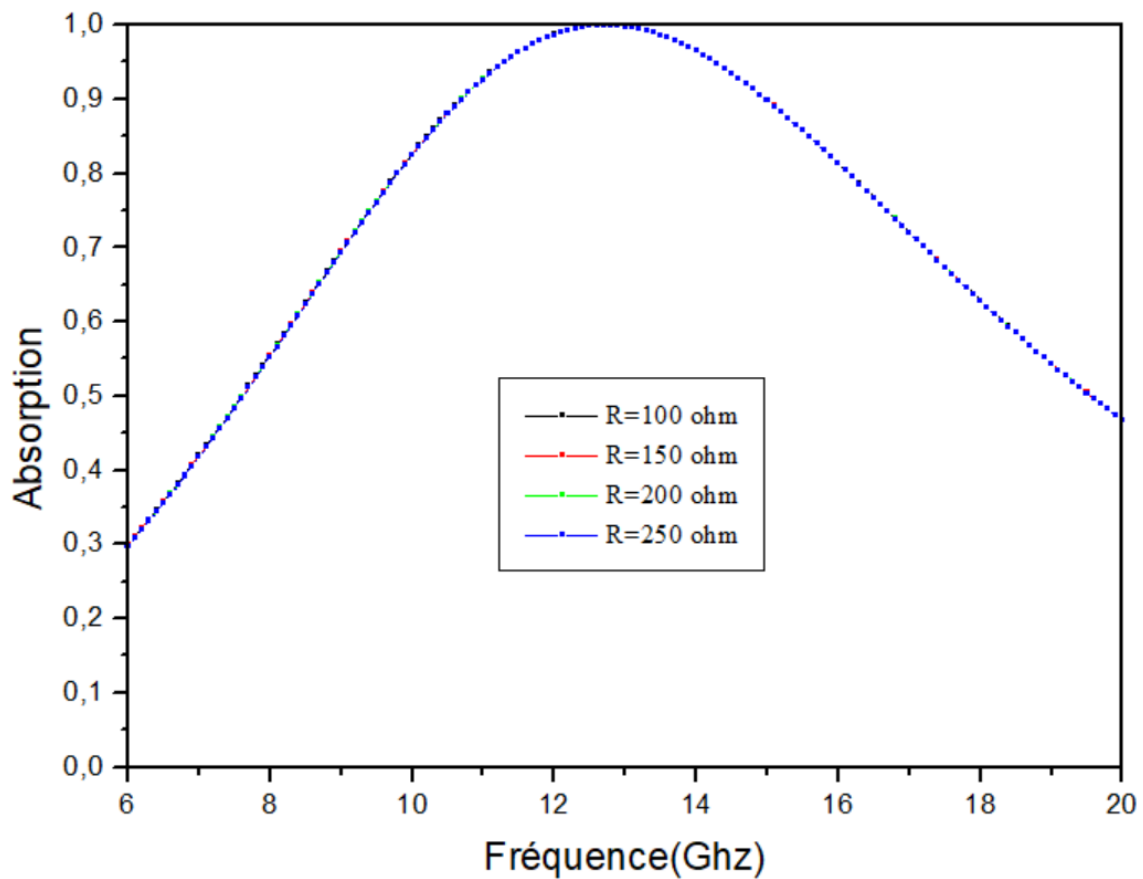


Figure IV.8 : la variation de l'absorption par rapport à la fréquence dans de différente valeur de résistance (R)

Ça se voit clairement que l'absorption n'a pas du tout changé en ayant modifié la valeur de la résistance ce que veut dire l'absorption est restée parfaite durant toute l'expérience bien qu'il y ait eu un changement de la valeur de R avec un pas de 50 Ohm

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

IV.3.2.4 L'INFLUENCE D'ANGLES DE POLARISATION (φ)

Pour pouvoir arriver à la fin de l'expérience qui suit on a changé l'angle de polarisation (φ)

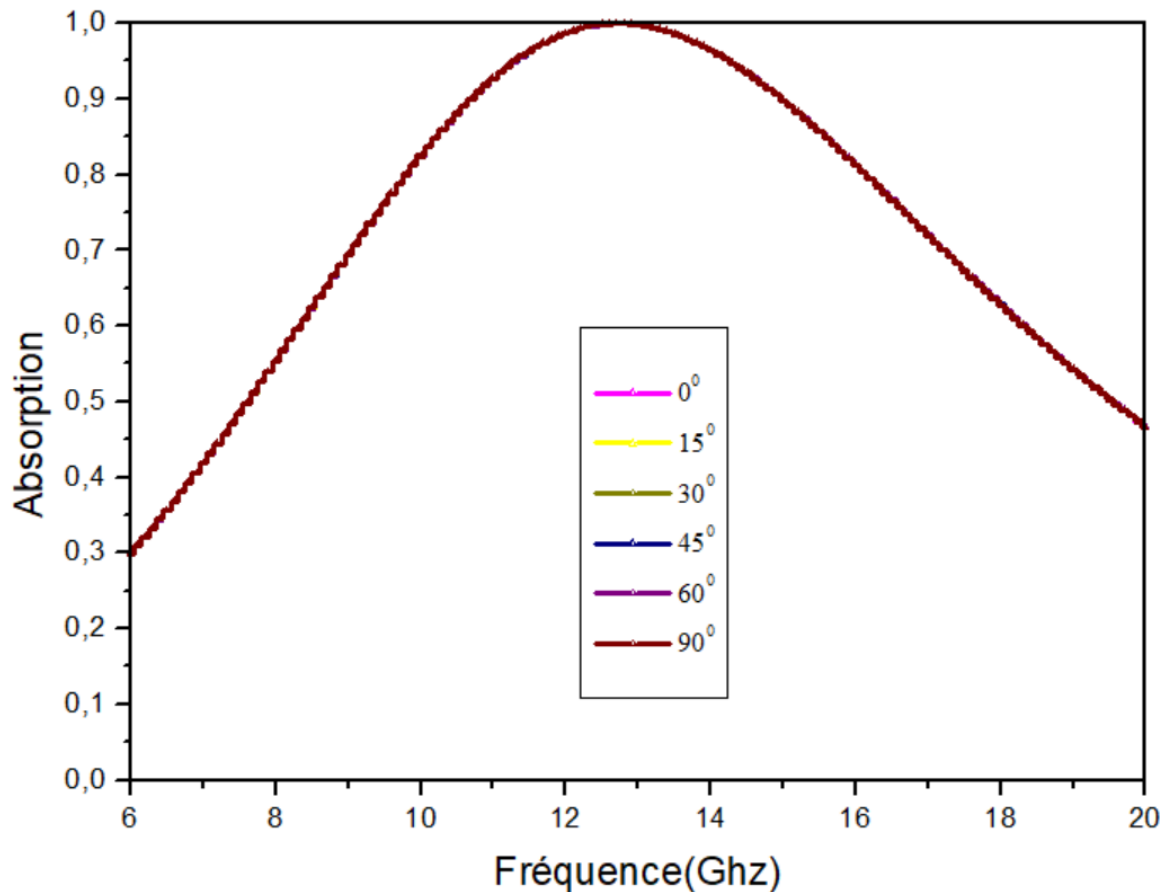


Figure IV.9 : la variation de l'absorption par rapport à la fréquence avec différentes valeurs d'angles de polarisation

La figure IV.9 montre les changements de la performance d'absorption avec différents angles de polarisation dans le cas d'une incidence normale ce qui est clairement remarquable c'est qu'à chaque fois que nous avons changé le degré de l'angle de polarisation (φ), l'absorption est restée parfaite et la même sans la moindre petite incertitude, ceci est sûrement bien signifié dans la figure précédente.

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

IV.3.2.5 L'INFLUENCE D'ANGLES D'INCIDENCE (θ)

L'angle d'incidence (θ) a été ajusté de 0 à 60° en cinq étapes pour évaluer l'influence de la variation de l'angle d'incidence sur l'absorption, tandis que l'angle de polarisation était maintenu constant à zéro degré.

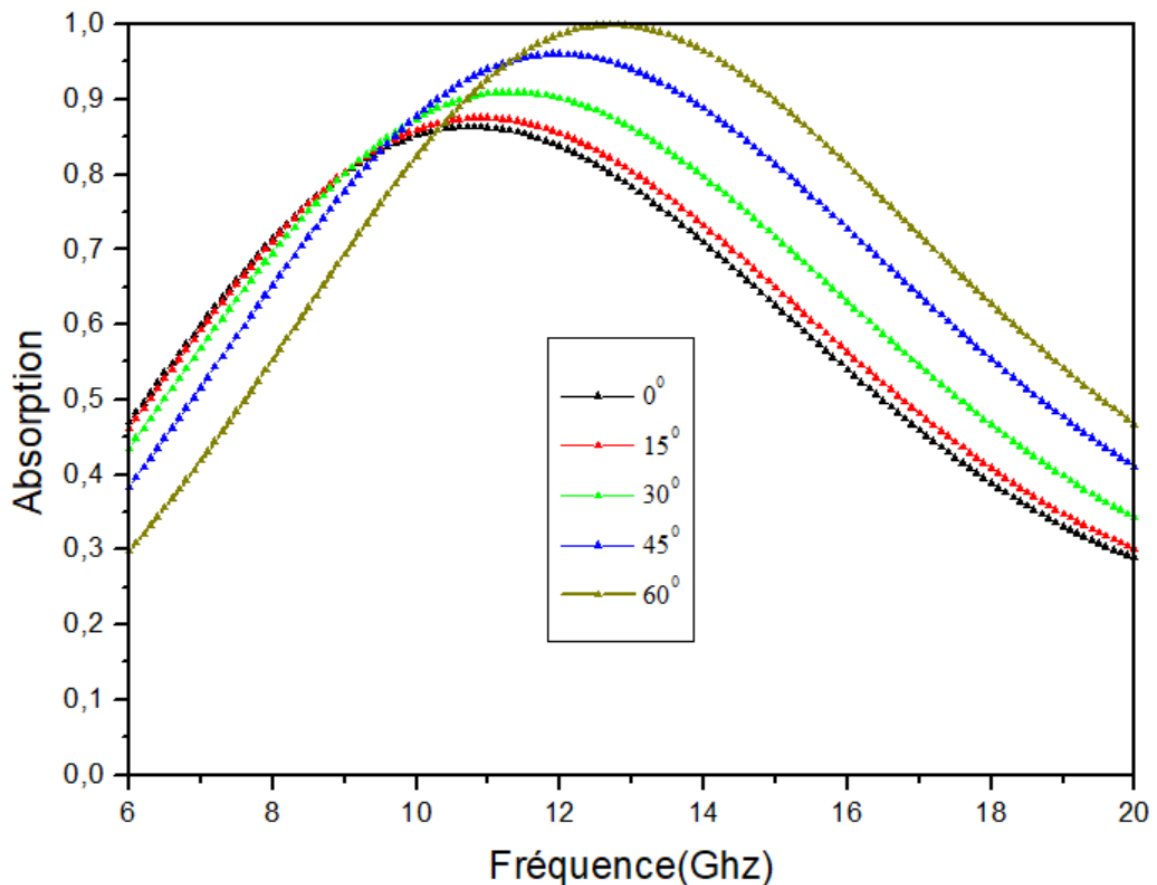


Figure IV.10 la variation de l'absorption par rapport à la fréquence avec différentes valeurs d'angles d'incidence

Dans l'expérience en question nous avons pu constater que quand nous changeons les angles d'incidence le taux de l'absorption augmente ce dont nous parlons veut précisément dire que le taux d'absorption et l'angle d'incidence fonctionnent tous les deux en parallèle et en ce qui concerne la bande passante, elle s'élargit à chaque fois nous augmentons θ .

CHAPITRE IV : ABSORBANT META MATERIAU FLEXIBLE ET CONFORMABLE A LARGE BANDE AVEC GRAND ANGLE ET STABILITE DE POLARISATION POUR APPLICATION RADAR

IV.4 CONCLUSION

Nous avons cherché à savoir s'il était possible de développer un absorbant métamateriau flexible à large bande avec des caractéristiques d'incidence grand angle indépendants de la polarisation. La cellule unitaire de la structure suggérée est composée de résistances forfaitaires chargées de FSS qui sont placées sur un substrat flexible avec du caoutchouc de silicone et ensuite supportées par un film de cuivre. Les résultats de la simulation montrent qu'une largeur de bande d'absorption effective de plus de 90 % s'étend de 11 à 16GHz, ce qui donne une largeur de bande fractionnée de 82,6 %. Sur la base de l'analyse du champ électrique et du modèle de circuit équivalent, des recherches plus approfondies ont été menées sur le processus d'absorption à large bande. En polarisation TE et TM, la structure offre une absorption à large bande pour une incidence oblique allant jusqu'à 60°, ce qui élargit considérablement les applications pratiques pour les surfaces non planes, telles que les radars et les navires de guerre.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Nous nous sommes intéressés aux absorbants à méta matériaux étant donné qu'ils sont une nouvelle piste pour la réalisation d'absorbants innovants de part leurs nombreux avantages tout au long de ce mémoire nous avons cherché à développer des absorbants simples à mettre en œuvre. Pour cela nous avons utilisé des matériaux simples et avons défini des méthodes pour les optimiser.

Le premier chapitre présente le contexte général de ce mémoire en commençant par définir le concept des méta matériaux puis en développant au travers de l'histoire de cette science nouvelle, les principes fondamentaux. Nous avons présenté théoriquement la propagation électromagnétique dans un milieu négatif, et ainsi que deux approches basées sur les réseaux de fils, les résonateurs magnétiques et la théorie des lignes de transmission enfin des exemples applications des méta matériaux ont été exposés.

Le deuxième chapitre permet de comprendre le premier terme du thème de ce manuscrit. On voit ce que sont les absorbants et ses principes d'absorption électromagnétique. Nous avons également vu les théories afin d'accéder à une absorption parfaite.

Le troisième chapitre est dédié aux simulations que nous avons effectuées sous logiciel HFSS. Nous avons analysé les taux d'absorbances en hyperfréquences.

Enfin le dernier chapitre est consacré également à des conceptions où nous avons exposé les résultats et les proportions d'absorption de chaque structure afin de démontrer ses performances.

Le but de ce mémoire a été de mettre en évidence le taux d'absorption presque totale des absorbants à méta matériaux dans plusieurs bandes pour des applications radar.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] V. G. Veselago, "The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of Epsilon and Mu," *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 10, no. 4, pp. 509–514, 1968.
- [2] D. Smith, W. Padilla, D. Vier, S. 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.
- [3] M. a Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, "Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W.," *Applied optics*, vol. 24, no. 24, p. 4493, Dec. 1985.
- [4] J. Pendry, A. Holden, W. Stewart, and I. Youngs, "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures," *Physical Review Letters*, vol. 76, no. 25, pp. 4773–4776, 1996.
- [5] J. Pendry, A. Holden, D. Robbins, and W. Stewart, "Low frequency plasmons in thinwire structures," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 10, pp. 4785–4809, 1998.
- [6] D. R. Smith and S. Schultz, "Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients," *Physical Review B*, vol. 65, no. 19, pp. 1–5, Apr. 2002.
- [7] J. Pendry, A. Holden, D. Robbins, and W. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, 1999.
- [8] D. Smith, D. Vier, N. Kroll, and S. Schultz, "Direct calculation of permeability and permittivity for a left-handed metamaterial," *Applied Physics Letters*, vol. 77, p. 2246, 2000.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [9] D. R. Smith and N. Kroll, "Negative refractive index in left-handed materials," *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 14, pp. 2933–2936, 2000.
- [10] C. Caloz and T. Itoh, "Application of the transmission line theory of left-handed (LH) materials to the realization of a microstrip LH line," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2002. IEEE, 2002*, vol. 2, pp. 412–415.
- [11] C. Caloz and T. Itoh, "Left-Handed Transmission Lines and Equivalent Metamaterials for Microwave and Millimeter-Wave Applications," in *32nd European Microwave Conference, 2002, 2002*, pp. 1–4.
- [12] G. V. Eleftheriades, a. K. Iyer, and P. C. Kremer, "Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 50, no. 12, pp. 2702–2712, Dec. 2002.
- [13] 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, 2002
- [14] A. Grbic and G. V. Eleftheriades, "A backward-wave antenna based on negative refractive index LC networks," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2002. IEEE, 2002*, vol. 4, pp. 340–343.
- [15] R. Shelby, D. Smith, and S. Schultz, "Experimental verification of a negative index of refraction," *Science*, vol. 292, no. 5514, p. 77, 2001.
- [16] C. Parazzoli, R. Greigor, K. Li, B. Koltenbah, and M. Tanielian, "Experimental verification and simulation of negative index of refraction using Snell's law," *Physical Review Letters*, vol. 90, no. 10, p. 107401, 2003.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [17] F. Zhang, S. Potet, J. Carbonell, E. Lheurette, O. Vanbésien, X. Zhao, and D. Lippens, “Negative- zero-positive refractive index in a prism-like omega-type metamaterial,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 56, no. 11, pp. 2566–2573, 2008.
- [18] J. Pendry, “Negative refraction makes a perfect lens,” *Physical review letters*, vol. 85, no. 18, pp. 3966–9, Oct. 2000.
- [19] J. Pendry, D. Schurig, and D. Smith, “Controlling electromagnetic fields,” *Science*, vol. 312, no. 5781, p. 1780, 2006.
- [20] A. Ourir, S. Burokur, and A. Lustrac, “Phase-varying metamaterial for compact steerable directive antenna,” *Electronics Letters*, vol. 43, no. 9, pp. 493–494, 2007.
- [21] M. a. Antoniadou and G. V. Eleftheriades, “Compact linear lead/lag metamaterial phase shifters for broadband applications,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 2, no. 1, pp. 103–106, 2003.
- [22] C. Caloz, A. Sanada, and T. Itoh, “A novel composite right-/left-handed coupled-line directional coupler with arbitrary coupling level and broad bandwidth,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 3, pp. 980–992, 2004.
- [23] F. Martín, J. Bonache, F. Falcone, M. Sorolla, and R. Marqués, “Split ring resonator based left-handed coplanar waveguide,” *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 22, p. 4652, 2003.
- [24] F. Martín, F. Falcone, J. Bonache, R. Marques, and M. Sorolla, “Miniaturized coplanar waveguide stop band filters based on multiple tuned split ring resonators,” *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 13, no. 12, pp. 511–513, Dec. 2003.
- [25] J. Bonache, F. Martín, F. Falcone, J. García, I. Gil, T. Lopetegui, M. a. G. Laso, R. Marques, F. Medina, and M. Sorolla, “Super compact split ring resonators CPW band pass filters,” in *2004 IEEE*

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- MTT-S International Microwave Symposium Digest (IEEE Cat. No.04CH37535), 2004, pp. 1483–1486.
- [26] I. Gil, J. García-García, J. Bonache, F. Martín, M. Sorolla, and R. Marqués, “Varactor-loaded split ring resonators for tunable notch filters at microwave frequencies,” *Electronics Letters*, vol. 40, no. 21, p. 1347, 2004.
- [27] H. Kim, A. B. Kozyrev, A. Karbassi, and D. van der Weide, “Linear tunable phase shifter using a left-handed transmission line,” *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, vol. 15, no. 5, pp. 366–368, 2005.
- [28] J. Perruisseau-carrier, T. Lisee, and A. K. Skrivervik, “Circuit Model and Design of Analogically Controlled by MEMS,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 44, no. 12, pp. 2496–99, 2006.
- [29] J. Perruisseau-Carrier, K. Topalli, and T. Akin, “Low-loss Ku-band artificial transmission line with MEMS tuning capability,” *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, vol. 19, no. 6, pp. 377–379, 2009.
- [30] G. Monti, R. De Paolis, and L. Tarricone, “Design of a 3-state reconfigurable CRLH transmission line based on MEMS switches,” *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 95, pp. 283–297, 2009.
- [31] O. Vendik, L. Vendik, D. Kholodnyak, S. Zubko, and E. Serebryakova, “Electronically controlled phase shifters based on right/left-handed transmission lines,” in *Microwave Conference, 2005 European*, 2005, vol. 2, p. 4–pp.
- [32] D. Kuylenstierna, A. Vorobiev, P. Linner, and S. Gevorgian, “Composite right/left handed transmission line phase shifter using ferroelectric varactors,” *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 16, no. 4, pp. 167–169, Apr. 2006.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [33] Y. Wang, M. J. Lancaster, F. Huang, P. M. Suherman, D. M. Holdom, and T. J. Jackson, "Superconducting Tunable Composite Right/Left-Handed Transmission Lines Using Ferroelectric Thin Films with a Resistive Bias Network," 2007 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium, no. Mli, pp. 1415–1418, Jun. 2007.
- [34] A. Marteau, G. Velu, G. Houzet, L. Burgnies, E. Lheurette, J. C. Carru, and D. Lippens, "Ferroelectric tunable balanced right- and left-handed transmission lines," Applied Physics Letters, vol. 94, no. 2, p. 023507, 2009.
- [35] G. Houzet, K. Blary, S. Lepilliet, D. Lippens, L. Burgnies, G. Vélu, J.-C. Carru, E. Nguéma, and P. Mounaix, "Dielectric dispersion of BaSrTiO₃ thin film from centimeter to submillimeter wavelengths," Journal of Applied Physics, vol. 109, no. 1, p. 014116, 2011.
- [36] Mun (BA) "Frequency selective surfaces –Theory and design".
- [37] Yagi (H) "Beam transmission of ultra-short waves".
- [38] "André de Lustrac: Les superlentilles permettront d'accéder à une nouvelle optique" la recherche n°388, juillet 2005, p24.
- [39] Thierry lucas, la « superlentille » s'affranchir de la limite de la diffraction. L'usine nouvelle n°2964, 19 mai 2005.
- [40] Ricardo Marqués, Ferran Martìn et Mario Sorolla, Metamaterials with Negative Parameters (2008).
- [41] University of Berkeley, http://www.eurekalert.org/pub_releases/2005-04/uoc--nso041805.php
- [42] J.B. Pendry, "Negative Refraction Makes a Perfect Lens", Physical Review Letters (2000).

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [43] J-B-Pedry, D.shurig, and D.R.smith “controlling electromagnetic fields”. *Science* , pp. 112597, 2006.
- [44] D.schrig, J.J.Mock, B.J.J.Justice, S.A.eummer, J.B Pendry, A.F.starr, and D.R.smith,”Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies” *science*, vol.314, pp. 977-980, 2006.
- [45] Ghasemi, R.(2012). *Métamatériaux pour l’infrarouge et applications* (doctoral dissertation).
- [46] Fan, Y. (2017). *Application des métamatériaux en optique guidée* (doctoral dissertation).
- [47]. Engheta N, Ziolkowski RW. *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations*. New Jersey: John Wiley & Sons; 2006
- [48].Shelby RA, Smith DR, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*. 2001;292:77-79
- [49].Valentine J, Zhang S, Zentgraf T, Ulin-Avila E, Genov DA, Bartal G, Zhang X. Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index. *Nature*. 2008;455:376-379
- [50].Baimuratov AS, Pereziabova TP, Zhu W, Leonov MY, Baranov AV, Fedorov AV, Rukhlenko ID. Optical anisotropy of topologically distorted semiconductor nanocrystals. *Nano Letters*. 2017;17:5514-5520
- [51].Zhang X, Liu Z. Superlenses to overcome the diffraction limit. *Nature Materials*. 2008;7:435-441
- [52].Kang M, Zhu W, Rukhlenko ID. Experimental observation of the topological structure of exceptional points in an ultrathin hybridized metamaterial. *Physical Review A*. 2017;96:063823

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [53].Zhu W, Rukhlenko ID, Xiao F, Premaratne M. Polarization conversion in U-shaped chiral metamaterial with four-fold symmetry breaking. *Journal of Applied Physics*. 2014;115:143101
- [54].Schurig D, Mock JJ, Justice BJ, Cummer SA, Pendry JB, Starr AF, Smith DR. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. *Science*. 2006;314:977-980
- [55].Zhu W, Shadrivov I, Powell D, Kivshar Y. Hiding in the corner. *Optics Express*. 2011;19:20827-20832
- [56].Wang B, Zhou J, Koschny T, Kafesaki M, Soukoulis CM. Chiral metamaterials: Simulations and experiments. *Journal of Optics A*. 2009;11:114003
- [57].Zhu W, Rukhlenko ID, Huang Y, Wen G, Premaratne M. Wideband giant optical activity and negligible circular dichroism of near-infrared chiral metamaterial based on a complementary twisted configuration. *Journal of Optics*. 2013;15:125101
- [58].Kang M, Wang HT, Zhu W. Wavefront manipulation with a dipolar metasurface under coherent control. *Journal of Applied Physics*. 2017;122:013105
- [59].Cui TJ, Qi MQ, Wan X, Zhao J, Chen Q. Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials. *Light: Science and Applications*. 2014;3:e218
- [60].Liu Y, Zentgraf T, Bartal G, Zhang X. Transformational plasmon optics. *Nano Letters*. 2010;10:1991-1997
- [61].Zhu W, Rukhlenko ID, Premaratne M. Linear transformation optics for plasmonics. *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*. 2012;29:2659-2664
- [62].Zhu W, Rukhlenko ID, Premaratne M. Maneuvering propagation of surface plasmon polaritons using complementary medium inserts. *IEEE Photonics Journal*. 2012;4:741-748

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [63].Hong W, Jiang ZH, Yu C, Zhou J, Chen P, Yu Z, Zhang H, Yang B, Pang X, Jiang M, Cheng Y, Al-Nuaimi MKT, Zhang Y, Chen J, He S. Multibeam antenna technologies for 5G wireless communications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2017;65:6231-6249
- [64].Si L-M, Zhu W, Sun H-J. A compact, planar, and CPW-fed metamaterial-inspired dual-band antenna. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. 2013;12:305-308
- [65].Lin FH, Chen ZN. Low-profile wideband metasurface antennas using characteristic mode analysis. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2017;65:1706-1713
- [66].Cao W, Singh R, Al-Naib IA, He M, Taylor AJ, Zhang W. Low-loss ultra-high- Q dark mode plasmonic fano metamaterials. *Optics Letters*. 2012;37:3366-3368
- [67].Zhu W, Zhao X. Numerical study of low-loss cross left-handed metamaterials at visible frequency. *Chinese Physics Letters*. 2009;26:074212
- [68].Zhu W, Zhao X. Adjusting the resonant frequency and loss of dendritic left-handed metamaterials with fractal dimension. *Journal of Applied Physics*. 2009;106:093511
- [69].Xiao S, Drachev VP, Kildishev AV, Ni X, Chettiar UK, Yuan H-K, Shalaev VM. Loss-free and active optical negative-index metamaterials. *Nature*. 2010;446:735-738
- [70].Premaratne M, Agrawal GP. *Light Propagation in Gain Media: Optical Amplifiers*. Cambridge: Cambridge University Press; 2011
- [71].Zhu W, Rukhlenko ID, Premaratne M. Light amplification in zero-index metamaterial with gain inserts. *Applied Physics Letters*. 2012;101:031907

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [72].Wang H, Sivan PV, Mitchell A, Rosengarten G, Phelan P, Wang L. Highly efficient selective metamaterial absorber for high-temperature solar thermal energy harvesting. *Solar Energy Materials & Solar Cells*. 2015;137:235-242
- [73].Culhaoglu AE, Osipov AV, Russer P. Mono- and bistatic scattering reduction by a metamaterial low reflection coating. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2013;61:462-466
- [74].Guddala S, Kumar R, Ramakrishna SA. Thermally induced nonlinear optical absorption in metamaterial perfect absorbers. *Applied Physics Letters*. 2015;106:111901
- [75].Landy NI, Sajuyigbe S, Mock JJ, Smith DR, Padilla WJ. Perfect metamaterial absorber. *Physical Review Letters*. 2008;100:207402
- [76].Watts CM, Liu X, Padilla WJ. Metamaterial electromagnetic wave absorbers. *Advanced Materials*. 2012;24:OP98-OP120
- [77].Zhu W, Zhao X, Gong B, Liu L, Su B. Optical metamaterial absorber based on leaf-shaped cells. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*. 2011;102:147-151
- [78].Huang Y, Wen G, Li J, Zhong J, Wang P, Sun Y, Gordona O, Zhu W. Metamaterial absorbers realized in X-band rectangular waveguide. *Chinese Physics B*. 2012;21:117801
- [79].Zhu W, Rukhlenko ID, Premaratne M. Graphene metamaterial for optical reflection modulation. *Applied Physics Letters*. 2013;102:241914
- [80].Ra'di Y, Simovski CR, Tretyakov SA. Thin perfect absorbers for electromagnetic waves: Theory, design, and realizations. *Physical Review Applied*. 2015;3:037001
- [81].Liu X, Starr T, Starr AF, Padilla WJ. Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance. *Physical Review Letters*. 2014;104:207403

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [82].Park JW, Tuong PV, Rhee JY, Kim KW, Jang WH, Choi EH, Chen LY, Lee YP. Multi-band metamaterial absorber based on the arrangement of donut-type resonators. *Optics Express*. 2014;104:207403
- [83].Zhou W, Wang P, Wang N, Jiang W, Dong X, Hu S. Microwave metamaterial absorber based on multiple square ring structures. *AIP Advances*. 2015;5:117109
- [84].Gu S, Su B, Zhao X. Planar isotropic broadband metamaterial absorber. *Journal of Applied Physics*. 2013;104:163702
- [85].Cui Y, Fung KH, Xu J, Ma H, Jin Y, He S, Fang NX. Ultrabroadband light absorption by a sawtooth anisotropic metamaterial slab. *Nano Letters*. 2012;12:1443-1447
- [86].Kim YJ, Yoo YJ, Kim KW, Rhee JY, Kim YH, Lee YP. Dual broadband metamaterial absorber. *Optics Express*. 2015;23:3861-3868
- [87].Shen Y, Pang Y, Wang J, Ma H, Pei Z. Ultra-broadband terahertz absorption by uniaxial anisotropic nanowire. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2015;27:2284-2287
- [88].Chen Q, Gu J, Liu P, Xie J, Wang J, Liu Y, Zhu W. Nanowire-based ultra-wideband absorber for visible and ultraviolet light. *Optics and Laser Technology*. 2018;105:102-105
- [89].Chen H-T, O'Hara JF, Azad AK, Taylor AJ, Averitt RD, Shrekenhamer DB, Padilla WJ. Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials. *Nature Photonics*. 2008;2:295-298
- [90].Yao G, Ling F, Yue J, Luo C, Ji J, Yao J. Dual-band tunable perfect metamaterial absorber in the THz range. *Optics Express*. 2016;24:1518-1527

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [91]. Engheta, N., "Thin absorbing screens using metamaterial surfaces", Antennas and Propagation Society International Symposium, 2002, IEEE, vol.2, no., pp. 392- 395 vol.2, 2002.
- [92].Tao H, Landy NI, Bingham CM, Zhang X, Averitt RD, Padilla WJ. A metamaterial absorber for the terahertz regime: Design, fabrication and characterization. *Optics Express*. 2008;(10):7181-7188
- [93].Li J, Wang F, Wen G, Huang Y, Zhu W. Planar metamaterial for matched waveguide termination. *ACES Journal*. 2013;28:1236-1243
- [94].Landy NI, Sajuyigbe S, Mock JJ, Smith DR, Padilla WJ. Perfect metamaterial absorber. *Physical Review Letters*. 2008;100:207402.
- [95].Chen H-T. Interference theory of metamaterial perfect absorbers. *Optics Express*. 2012;20:7165-7172
- [96].Wanghuang T, Chen W, Huang Y, Wen G. Analysis of metamaterial absorber in normal and oblique incidence by using interference theory. *AIP Advances*. 2013;3:102118
- [97].Bilotti F, Nucci L, Vegni L. An SRR based microwave absorber. *Microwave and Optical Technology Letters*. 2006;48:2171-2175
- [98].Watts CM, Liu X, Padilla WJ. Metamaterial electromagnetic wave absorbers. *Advanced Materials*. 2012;24:OP98-OP120 .
- [99]. Kim YJ, Yoo YJ, Kim KW, Rhee JY, Kim YH, Lee YP. Dual broadband metamaterial absorber. *Optics Express*. 2015;23:3861-3868
- [100]. Diem M, Koschny T, Soukoulis CM. Wide-angle perfect absorber/thermal emitter in the terahertz regime. *Physical Review B*. 2009;79:033101

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [101]. Zhu W, Zhao X, Bao S, Zhang Y. Highly symmetric planar metamaterial absorbers based on annular and circular patches. *Chinese Physics Letters*. 2010;27:014204
- [102]. Zhu W, Zhao X. Metamaterial absorber with dendritic cells at infrared frequencies. *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*. 2009;26:2382-2385
- [103]. Zhu W, Zhao X. Metamaterial absorber with random dendritic cells. *European Physical Journal Applied Physics*. 2010;50:21101
- [104]. Cui Y, Fung KH, Xu J, Ma H, Jin Y, He S, Fang NX. Ultrabroadband light absorption by a sawtooth anisotropic metamaterial slab. *Nano Letters*. 2012;12:1443-1447
- [105]. Bouchon P, Koechlin C, Pardo F, Haïdar R, Pelouard J-L. Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas. *Optics Letters*. 2012;37:1038-1040
- [106]. Liu Y, Gu S, Luo C, Zhao X. Ultra-thin broadband metamaterial absorber. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*. 2012;108:19-24
- [107]. Cheng YZ, Wang Y, Nie Y, Gong RZ, Xiong X, Wang X. Design, fabrication and measurement of a broadband polarization-insensitive metamaterial absorber based on lumped elements. *Journal of Applied Physics*. 2012;111:044902
- [108]. Pu M, Wang M, Hu C, Huang C, Zhao Z, Wang Y, Luo X. Engineering heavily doped silicon for broadband absorber in the terahertz regime. *Optics Express*. 2012;20:25513-25519
- [109]. Zhu W, Xiao F, Kang M, Sikdar D, Liang X, Geng J, Premaratne M, Jin R. MoS₂ broadband coherent perfect absorber for terahertz waves. *IEEE Photonics Journal*. 2016;8:5502207

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [110]. Ellison W. Permittivity of pure water, at standard atmospheric pressure, over the frequency range 0-25 THz and the temperature range 0-100°C. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. 2007;36:1-18
- [111]. Xie J, Zhu W, Rukhlenko ID, Xiao F, He C, Geng J, Liang X, Jin R, Premaratne M. Water metamaterial for ultra-broadband and wide-angle absorption. *Optics Express*. 2018;26:5052-5059
- [112]. Yin S, Zhu J, Xu W, Jiang W, Yuan J, Yin G, Xie L, Ying Y, Ma Y. High-performance terahertz wave absorbers made of silicon-based metamaterials. *Applied Physics Letters*. 2015;107:073903
- [113]. Zhu W, Xiao F, Rukhlenko ID, Geng J, Liang X, Premaratne M, Jin R. Wideband visible-light absorption in an ultrathin silicon nanostructure. *Optics Express*. 2017;25:5781-5786
- [114]. Smith DR, Padilla WJ, Vier DC, Nemat-Nasser SC, Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Physical Review Letters*. 2000;84:4184-4187 .
- [115]. Plum E, Fedotov VA, Zheludev NI. Optical activity in extrinsically chiral metamaterial. *Applied Physics Letters*. 2008;93:191911.
- [116]. Zhong J, Huang Y, Wen G, Sun H, Gordon O, Zhu W. Dual-band negative permittivity metamaterial based on cross circular loop resonator with shorting stubs. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. 2012;11:803-806 .
- [117]. Fan J, Sun G, Zhu W. Electric and magnetic dipole couplings in split ring resonator metamaterials. *Chinese Physics B*. 2011;20:114101.
- [118]. Wen Q-Y, Zhang H-W, Yang Q-H, Chen Z, Long Y, Jing Y-L, Lin Y, Zhang P-X. A tunable hybrid metamaterial absorber based on vanadium oxide films. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2012;45:235106

[119].Hand TH, Cummer SA. Frequency tunable electromagnetic metamaterial using ferroelectric loaded split rings. *Journal of Applied Physics*. 2008;103:066105.

[120].Huang Y, Wen G, Zhu W, Li J, Si L, Premaratne M. Electrically tunable metasurface perfect absorbers for ultrathin mid-infrared optical modulators. *Optics Express*. 2014;22: 16408-16417 .

[121]. Linder J, Halterman K. Graphene-based extremely wide-angle tunable metamaterial absorber. *Scientific Reports*. 2016;6:31225.

[122]. Yao Y, Shankar R, Kats MA, Song Y, Kong J, Loncar M, Capasso F. Electrically tunable metasurface perfect absorbers for ultrathin mid-infrared optical modulators. *Nano Letters*. 2014;14:6526- 6532 .

[123]. Shrekenhamer D, Chen W-C, Padilla WJ. Liquid crystal tunable metamaterial absorber. *Physical Review Letters*. 2013;110:177403.

[124].Mkhitaryan VK, Ghosh DS, Rude M, Canet-Ferrer J, Maniyara RA, Gopalan KK, Pruneri V. Tunable complete optical absorption in multilayer structures including Ge₂ Sb₂ Te₅ without lithographic patterns. *Advanced Optical Materials*. 2017;5:1600452 148 *Metamaterials and Metasurfaces*.

[125].Zhang F, Feng S, Qiu K, Liu Z, Fan Y, Zhang W, Zhao Q, Zhou J. Mechanically stretchable and tunable metamaterial absorber. *Applied Physics Letters*. 2015;106:091907.

[126]. Pitchappa P, Ho CP, Kropelnicki P, Singh N, Kwong D-L, Lee C. Micro-electromechanically switchable near infrared complementary metamaterial absorber. *Applied Physics Letters*. 2014;104:201114.

[127].Zhu W, Huang Y, Rukhlenko ID, Wen G, Premaratne M. Configurable metamaterial absorber with pseudo wideband spectrum. *Optics Express*. 2012;20:6616-6621.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [128].Zhu W, Xiao F, Kang M, Sikdar D, Premaratne M. Tunable terahertz left-handed metamaterial based on multi-layer graphene-dielectric composite. *Applied Physics Letters*. 2014;104:051902.
- [129]. Zhu W, Rukhlenko ID, Si L, Premaratne M. Graphene-enabled tunability of optical fishnet metamaterial. *Applied Physics Letters*. 2013;102:121911.
- [130].Zhang Y, Feng Y, Zhu B, Zhao J, Jiang T. Graphene based tunable metamaterial absorber and polarization modulation in terahertz frequency. *Optics Express*. 2014;24:22743-22734.
- [131].Chong YD, Ge L, Cao H, Stone AD. Coherent perfect absorbers: Time-reversed lasers. *Physical Review Letters*. 2010;105:053901.
- [132].Wan W, Chong YD, Ge L, Noh H, Stone AD, Cao H. Time-reversed lasing and interferometric control of absorption. *Science*. 2011;331:889-892.
- [133].Kang M, Chong YD, Wang H-T, Zhu W, Premaratne M. Critical route for coherent perfect absorption in a fano resonance plasmonic system. *Applied Physics Letters*. 2014;105:131103.
- [134].Pu M, Feng Q, Wang M, Hu C, Huang C, Ma X, Zhao Z, Wang C, Luo X. Ultrathin broadband nearly perfect absorber with symmetrical coherent illumination. *Optics Express*. 2012;20:2246-2254.
- [135].Feng S, Halterman K. Coherent perfect absorption in epsilon-near-zero metamaterials. *Physical Review B*. 2012;86:165103.
- [136].Gutman N, Sukhorukov AA, Chong YD, de Sterke CM. Coherent perfect absorption and reflection in slow-light waveguides. *Optics Letters*. 2013;38:4970-4973 .
- [137].Kang M, Liu F, Li T-F, Guo Q-H, Li J, Chen J. Polarization-independent coherent perfect absorption by a dipole-like metasurface. *Optics Letters*. 2013;38:3086-3088 .

- [138].Zhu W, Xiao F, Kang M, Premaratne M. Coherent perfect absorption in an all-dielectric metasurface. *Applied Physics Letters*. 2016;108:121901.
- [139].Zhu W, Rukhenko ID, Xiao F, He C, Geng J, Liang X, Premaratne M, Jin R. Multiband coherent perfect absorption in a water-based metasurface. *Optics Express*. 2017;25:15737-15745.
- [140]. Fan Y, Zhang F, Zhao Q, Wei Z, Li H. Tunable terahertz coherent perfect absorption in a monolayer graphene. *Optics Letters*. 2014;39:6269-6272.
- [141].Capaccioli, S., Lucchesi, M., Rolla, P. A., et al., "Dielectric response analysis of a conducting polymer dominated by the hopping charge transport", *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1998, vol. 10, no 25, p. 5595.
- [142].Tanner, H. A., US Patent 2977591. 1961
- [143]. Wright, P. V., Wong, T.C.P., Chambers, B., Anderson, A.P., *Advanced Materials for Optics and Electronics* 1994, 4, 253.
- [144].Kuehl, S. A., Grove, S.S., Kuehl, E., Bingle, M., Cloete, J.H., "Manufacture of Microwave Chiral Materials and Their Electromagnetic Properties", *Advances in Complex Electromagnetic Materials*; Kluwer Academic Publishers: Netherlands, 1997.
- [145].Munk, B. A., "Frequency Selective Surfaces: Theory and Design", John Wiley & Sons, Inc., New York, 2000.
- [146].Munk, B. A., "Frequency Selective Surfaces: Theory and Design", John Wiley & Sons, Inc., New York, 2000.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [147].Saville, P., RESEARCH, D. & (CANADA), D. A. D. (Ed.), "Review of Radar Absorbing Materials", DEFENCE RESEARCH AND DEVELOPMENT ATLANTIC DARTMOUTH (CANADA), 2005.
- [148].Costa, F. &Monorchio, A., "Multiband electromagnetic wave absorber based on reactive impedance ground planes", *Microwaves, Antennas Propagation, IET*, 2010, 4, 1720-1727.
- [149].Costa, F.; Monorchio, A. &Manara, G., "Analysis and Design of Ultra Thin Electromagnetic Absorbers Comprising Resistively Loaded High Impedance Surfaces", *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 2010, 58, 1551-1558.
- [150].Fusco, V.; Cahill, R.; Hu, W. & Simms, S., "Ultra-thin tunable microwave absorber using liquid crystals", *Electronics Letters, IEE*, 2008, 44, 37-38.
- [151]. Ding, Y. & Fusco, V., "Loading artificial magnetic conductor and artificial magnetic conductor absorber with negative impedance convertor elements", *Microwave and Optical Technology Letters, Wiley Subscription Services, Inc., A Wiley Company*, 2012, 54, 2111-2114.
- [152].Jacobs, I., *Bell System Technical Journal*, 1958, 37, 913
- [153].Kuhnhold, R., US Patent 2771602. 1956.
- [154].Wright, R. W.; Wright, J. W., US Patent 3887920. 1975
- [155].Kasevich, R. S.; Kocsik, M.; Heafey, M., US Patent 5214432. 1993.
- [156].Fallahi, A.; Member, A.; Yahaghi, A.; Benedickter, H.-r.; Abiri, H.; Shahabadi, M. & Hafner, C., "Thin Wideband Radar Absorbers", *Analysis*, 2010, 58, 4051-4058.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[157].Bushbeck, M.D.; Chan, C.H., "A tuneable, switchable dielectric grating", Microwave and Guided Wave Letters, IEEE , vol.3, no.9, pp.296,298, Sept. 1993.

[158].Pozar, David M., "A magnetically switchable ferrite radome for printed antennas", Microwave and Guided Wave Letters, IEEE , vol.3, no.3, pp.67,69, March 1993 .

[159]. Deri, R. J. & Spoonhower, J. P., "Microwave photodielectric effect in AgCl", Phys. Rev. B, American Physical Society, 1982, 25, 2821-2827.

[160].Platte, Walter, "Periodic-structure photoexcitation of a silicon coplanar waveguide for selective optoelectronic microwave control", Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on , vol.38, no.5, pp.638,646, May 1990 .

[161].Saddow, Stephen E.; Thedrez, B.J.; Lee, Chi H., "An optoelectronic attenuator for the control of microwave circuits", Microwave and Guided Wave Letters, IEEE , vol.3, no.10, pp.361,362, Oct. 1993 .

[162]. Kost, Alan; West, Linda; Hasenberg, T.C.; White, Jeffrey O.; Matloubian, M.; Valley, G.C., "Optical control of microwaves with semiconductor n-i-p-i structures", Applied Physics Letters , vol.63, no.25, pp.3494,3496, Dec 1993 .

[163].Lam, W.W.; Jou, C.F.; Chen, H.Z.; Stolt, K.S.; Luhmann, N.C.; Rutledge, D.B., "Millimeter-wave diode-grid phase shifters", Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on , vol.36, no.5, pp.902,907, May 1988 .

[164].Pitman, K. C., Lindley, M.W., Simkin, D., Cooper, J.F. Radar and Signal Processing, IEEE ProceedingsF 1991, 138, 22.

[165].Sugimoto, S., Kondo, S., Okayama, K., Nakamura, H., Book, D., Kagotani, T., Homma, M., Ota, H., Kimura, M., Sato, R. IEEE Transactions on Magnetics 1999, 35, 3154

[166].Mayer, F., US Patent 5872534. 1999.

[167].C. Chen, N. Pu, Y. Liu, H. Huang, C. Wu, M. Ger, Remarkable microwave absorption performance of graphene at a very low loading ratio, *Compos. B: Eng.* (114) (2017) 395–403, <http://dx.doi.org/10.1016/j.compositesb.2017.02.016>.

[168].D. Winson, B. Choudhury, N. Selvakumar, H. Barshilia, R.U. Nair, Design and development of a hybrid broadband radar absorber using metamaterial and graphene, *IEEE Trans. Antennas Propag.* 67 (8) (2019) 5446–5452, <http://dx.doi.org/10.1109/TAP.2019.2907384>.

[169].L. Yin, J. Doyhamboure, X. Tian, D. Li, Design and characterization of radar absorbing structure based on gradient-refractive-index metamaterials, *Compos. B: Eng.* (132) (2018) 178–187, <http://dx.doi.org/10.1016/j.compositesb.2017.09.003>.

[170]. J.R. Gau, W.D. Burnside, M. Gilreath, Chebyshev multilevel absorber design concept, *IEEE Trans. Antennas Propag.* 45 (8) (1997) 1286–1293, <http://dx.doi.org/10.1109/8.611249>.

[171]. E. Michielssen, J.M. Sajer, S. Ranjithan, R. Mittra, Design of lightweight, broad-band microwave absorbers using genetic algorithms, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 41 (6) (1993) 1024–1031, <http://dx.doi.org/10.1109/22.238519>

[172].C.Y. Wang, J.G. Liang, T. Cai, H.P. Li, W. Y.Ji, Q. Zhang, et al., High-performance and ultra-broadband metamaterial absorber based on mixed absorption mechanisms, *IEEE Access* 7 (2019) 57259–57266, <http://dx.doi.org/10.1109/ACCESS.2019.2913278>.

[173].R.A. Shelby, D.R. Smith, S. Schultz, Experimental verification of a negative index of refraction, *Scienc.* 292 (2001) 77–79, <http://dx.doi.org/10.1126/science.1058847>.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [174].D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser, S. Schultz, Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 4184–4187, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4184>.
- [175].G. Viktor Veselago, negative Teosws, values of and μ Spu, 10(4), 509 (1968). The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of and μ , *Sov. Phys. Usp.* 10 (4) (1968) 509, <http://dx.doi.org/10.1070/PU1968v010n04ABEH003699>.
- [176].Y.I. Abdulkarim, L. Deng, M. Karaaslan, O. Altınta, s, H.N. Awl, F.F. Muhammadsharif, et al., Novel metamaterials-based hypersensitized liquid sensor integrating omega-shaped resonator with microstrip transmission line, *Sensors* 20 (3) (2020) 943, <http://dx.doi.org/10.3390/s20030943>.
- [177].Y.I. Abdulkarim, L. Deng, H. Luo, S. Huang, Altınta, s Karaaslan, et al., Design and study of a metamaterial based sensor for the application of liquid chemicals detection, *J. Mater. Res. Technol.* 9 (5) (2020) 10291–10304, <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmrt.2020.07.034>.
- [178].M. Bakıra, M. Karaaslanb, E. Unalb, O. Akgolb, C. Sabah, Microwave metama- terial absorber for sensing applications, *Opto-Electron. Rev.* 25 (2017) 318–325, <http://dx.doi.org/10.1016/j.opelre.2017.10.002>.
- [179].C.X. Bai, Y.J. Cheng, Y.R. Ding, J.F. Zhang, A metamaterial-based S/X -Band shared-aperture phased-array antenna with wide beam scanning coverage, *IEEE Trans. Antennas Propag.* 68 (6) (2020) 4283–4292, <http://dx.doi.org/10.1109/TAP.2020.2970096>.
- [180].Y. Cheng, J. Fan, H. Luo, F. Chen, Dual-band and high-efficiency circular polarization convertor based on anisotropic metamaterial, *IEEE Access* 8 (2019) 7615–7621, <http://dx.doi.org/10.1109/ACCESS.2019.2962299>.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [181].D. Ramaccia, D.L. Sounas, A. Alù, F. Bilotti, A. Toscano, Nonreciprocity in antenna radiation induced by space–time varying metamaterial cloaks, *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 17 (11) (2018) 1968–1972, <http://dx.doi.org/10.1109/LAWP.2018.2870688>.
- [182].Z. Zhang, L. Zhang, X. Chen, Z. Wu, Y. He, Y. Lv, et al., Broadband metamaterial absorber for low-frequency microwave absorption in the S-band and C-band, *J. Magn. Mater.* 497 (2020) 166075, <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.166075>.
- [183].Huali Zhu Y.Z., Longfang Ye, Yukun Li, Yuehang Xu, Ruimin Xu, Switchable and tunable terahertz metamaterial absorber with broadband and multi-band absorption, *Opt. Express* 28 (26) (2020) 38626–38637, <http://dx.doi.org/10.1364/OE.414039>.
- [184].M.A. Baqir, Wide-band and wide-angle, visible- and near-infrared metamaterial- based absorber made of nano-holed tungsten thin film, *Opt. Mater. Express* 9 (5) (2019) <http://dx.doi.org/10.1364/OME.9.002358>.
- [185].N.I. Landy, S. Sajuyigbe, J.J. Mock, D.R. Smith, W.J. Padilla, 100, 20, 2008, doi:. A perfect metamaterial absorber, *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 20, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.207402>.
- [186].Y.I. Abdulkarim, L. Deng, O. Altıntaş, E. Ünal, M. Karaaslan, Metamaterial absorber sensor design by incorporating swastika shaped resonator to determination of the liquid chemicals depending on electrical characteristics, *Physica E* 114 (2019) 113593, <http://dx.doi.org/10.1016/j.physe.2019.113593>.
- [187].J. Wang, R. Yang, J. Tian, X. Chen, W. Zhang, A dual-band absorber with wide- angle and polarization insensitivity, *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 17 (7) (2018) 1242–1246, <http://dx.doi.org/10.1109/LAWP.2018.2841015>.

- [188].Y. Wang, Z. Chen, D. Xu, Z. Yi, X. Chen, J. Chen, et al., Triple-band perfect metamaterial absorber with good operating angle polarization tolerance based on split ring arrays, *Resul. Phys.* 16 (2020) 102951, <http://dx.doi.org/10.1016/j.rinp.2020.102951>.
- [189].Longfang Ye F.Z., Yong Zhang, Qing Huo Liu, Composite graphene-metal microstructures for enhanced multiband absorption covering the entire terahertz range, *Carbon* 148 (2019) 317–325, <http://dx.doi.org/10.1016/j.carbon.2019.03.086>.
- [190].N.T.Q. Hoa, T.S. Tuan, L.T. Hieu, B.L. Giang, Facile design of an ultra-thin broadband metamaterial absorber for C-band applications, *Sci. Rep.* 9 (1) (2019) 1–9, <http://dx.doi.org/10.1038/s41598-018-36453-6>.
- [191].M.A. Baqir, Conductive metal–oxide-based tunable, wideband, and wide-angle metamaterial absorbers operating in the near-infrared and short-wavelength infrared regions, *Appl. Opt.* 59 (34) (2020) 10912–10919, <http://dx.doi.org/10.1364/AO.411268>.
- [192].Y. Longfang, F. Zeng, Y. Zhang, Q.H. Liu, K. Sui, Y. Zhangb, et al., Broadband optical waveguide modulators based on strongly coupled hybrid graphene and metal nanoribbons for near-infrared applications, *Nanoscale* 11 (7) (2019) 3229–3239, <http://dx.doi.org/10.1039/C8NR09157A>.
- [193].L. Ye, K. Sui, Y. Liu, M. Zhang, Q.H. Liu, Graphene-based hybrid plasmonic waveguide for highly efficient broadband mid-infrared propagation and modulation, *Opt. Express* 6 (12) (2018) 15935–15947, <http://dx.doi.org/10.1364/OE.26.015935>.
- [194].F.S. Jafari, M. Naderi, A. Hatami, F.B. Zarrabi, Microwave Jerusalem cross absorber by metamaterial split ring resonator load to obtain polarization independence with triple band application, *AEU-Int. J. Electron. Commun.* 101 (2019) 138–144, <http://dx.doi.org/10.1016/j.aeue.2019.02.002>.

- [195].S.R. Thummaluru, N. Mishra, R.K. Chaudhary, Design and analysis of an ultrathin triple-band polarization independent metamaterial absorber, *AEU-Int. J. Electron. Commun.* 82 (2017) 508–515, <http://dx.doi.org/10.1016/j.aeue.2017.10.024>.
- [196].M. Edries, H.A. Mohamed, S.S. Hekal, M.A. El-Morsy, H.A. Mansour, A new compact quad-band metamaterial absorber using interlaced i/square resonators: Design fabrication, *IEEE Access* 8 (2020) 143723-33, <http://dx.doi.org/10.1109/ACCESS.2020.3009904>.
- [197].M.H. Hameed, S.A. Shawkat, K.S.L. Al-badri, Multi bands metamaterial absorber optimized by genetic algorithm in microwave regime, *AIP Conf. Proc.* 2213 (020055) (2020) <http://dx.doi.org/10.1063/5.0000075>.
- [198].S. Hannan, M.T. Islam, A.F. Almutairi, M.R.I. Faruque, Wide bandwidth Angle- and polarization-insensitive symmetric metamaterial absorber for X and Ku band applications, *Sci. Rep.* 10 (1) (2020) 1–9, <http://dx.doi.org/10.1038/s41598-020-67262-5>.
- [199].H.O. Ali, M. A-HA, Ultra-broadband thin metamaterial absorber for Ku and K bands applications, *J. Eng.* 27 (5) (2021) <http://dx.doi.org/10.31026/j.eng.2021.05.01>.
- [200].T. Galek, K. Porath, E. Burkel, Uv. Rienen, Extraction of effective permittivity and permeability of metallic powders in the microwave range, *Modell. Simul. Mater. Sci. Eng.* 18 (2010) 2, <http://dx.doi.org/10.1088/0965-0393/18/2/025015>.
- [201].D.R. Smith, D.C. Vier, T. Koschny, C.M. Soukoulis, Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials, *Phys. Rev. E* 71 (3) (2005) 036617, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.71.036617>.
- [202].Y.I. Abdulkarim, H.N. Awl, F.F. Muhammadsharif, M. Karaaslan, R.H. Mahmud, S.O. Hasan, et al., A low-profile antenna based on single-layer metasurface for Ku-band applications, *Int. J. Antennas Propag.* (2020) (2020) <http://dx.doi.org/10.1155/2020/8813951>.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [203].Ş. Dalgac, M. Furat, M. Karaaslan, O. Akgöl, F. Karadağ, M. Zile, M. Bakir, Grease oil humidity sensor by using metamaterial, *J. Electromagn. Waves Appl.* 34 (18) (2020) 488–2498, <http://dx.doi.org/10.1080/09205071.2020.1824690>.
- [204].O. Altıntaş, M. Aksoy, E. Ünal, M. Karaaslan, C. Sabah, Operating frequency reconfiguration study for a split ring resonator based microfluidic sensor, *J. Electrochem. Soc.* 167 (14) (2020) 147512, <https://orcid.org/0000-0002-4346-3537>.
- [205].R.H. Mahmud, H.N. Awl, Y.I. Abdulkarim, M. Karaaslan, M.J. Lancaster, Filtering two-element waveguide antenna array based on solely resonators, *AEU-Int. J. Electron. Commun.* 121 (2020) 153232, <http://dx.doi.org/10.1016/j.aeue.2020.153232>.
- [206].A. Karatepe, O. Akgöl, Y.I. Abdulkarim, Ş. Dalgac, F.F. Muhammadsharif, H.N. Awl, et al., Multipurpose chemical liquid sensing applications by microwave approach, *PLoS One* 15 (5) (2020) e0232460, <http://dx.doi.org/10.1371/journal.pone.0232460>.
- [207].Y. Cheng, R. Gong, Z. C, A photo excited broadband switchable metamaterial absorber with polarization-insensitive and wide-angle absorption for terahertz waves, *Opt. Commun.* 361 (41) (2016) <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2015.10.031>.
- [208].K.S.L. Al-Badri, A. Cinar, U. Kose, O. Ertan, E. Ekmekci, Monochromatic tuning of absorption strength based on angle dependent closed ring resonator type metamaterial absorber, *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 16 (2016) 1060–1063, <http://dx.doi.org/10.1109/LAWP.2016.2620599>.
- [209].Paul C R 2006 Introduction to Electromagnetic Compatibility vol 93 2nd edn (New York: Wiley) pp 1–12 https://books.glgoo.com/books?hl=zh-CN&lr=&id=6P2WyrAm310C&oi=fnd&pg=PR7&dq=Introduction+to+electromagnetic+compatibility&ots=JtnipasLa0&sig=CrKbrhDwxgSc-05nV92o_WjdrYw#v=onepage&q=Introduction%20to%20electromagnetic%20compatibility&f=false

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[210].Shater A and Zarifi D 2017 Radar cross section reduction of microstrip antenna using dual-band metamaterial absorber *Appl. Comput. Electromagn. Soc. J.* 32 135–40
https://apps.webofknowledge.com/full_record.do?product=UA&search_mode=GeneralSearch&qid=1&SID=6AEZfoObAwAfVZ7ndjS&page=1&doc=1

[211].Wang W et al 2017 Experimental demonstration of an ultra-flexible metamaterial absorber and its application in sensing *J. Phys. D:Appl. Phys.* 50 135108

[212].Le K Q, Ngo Q M and Nguyen T K 2016 Nanostructured metal–insulator–metal metamaterials for refractive index biosensing applications: design, fabrication, and characterization *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 23 388–93

[213].Carranza I E et al 2017 Terahertz metamaterial absorbers implemented in CMOS technology for imaging applications: scaling to large format focal plane arrays *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 23 1–8

[214].Watts C M et al 2014 Terahertz compressive imaging with metamaterial spatial light modulators *Nat. Photon.* 8 605–9

[215].Bağmancı M et al 2017 Broad-band polarization-independent metamaterial absorber for solar energy harvesting applications *Physica E* 90 1–6

[216].Zhu L et al 2017 Design and analysis of ultra broadband nano-absorber for solar energy harvesting *Plasmonics* 1–7

[217].Abass A et al 2012 Dual-interface gratings for broadband absorption enhancement in thin-film solar cells *Phys. Rev. B* 85 115449

[218].Knott E F, Shaeffer J F and Tuley M T 2004 *Radar cross section 2nd Ed* (Raleigh, NC: SciTech Publishing Inc.)

- [219].Munk B A 2002 Frequency selective surfaces: theory and design [book review] IEEE Signal Process. Mag. 18 94
- [220].Landy N I et al 2008 Perfect metamaterial absorber Phys. Rev. Lett. 100 207402
- [221].Yang X et al 2017 Reconfigurable all-dielectric metasurface based on tunable chemical systems in aqueous solution Sci. Rep. 7 3190
- [222].Park J W et al 2013 Multi-band metamaterial absorber based on the arrangement of donut-type resonators Opt. Express 21 9691–702
- [223].Li L, Yang Y and Liang C 2011 A wide-angle polarization-insensitive ultra-thin metamaterial absorber with three resonant modes J. Appl. Phys. 110 063702
- [224].Viet D T et al 2014 Perfect absorber metamaterials: peak, multi-peak and broadband absorption Opt. Commun. 322 209–13
- [225].Khuyen B X et al 2017 Miniaturization for ultrathin metamaterial perfect absorber in the VHF band Sci. Rep. 7 45151
- [226].Zhong Y K et al 2016 A multimetal broadband metamaterial perfect absorber with compact dimension IEEE Photonics J. 8 1–10
- [227].Sun J et al 2011 An extremely broad band metamaterial absorber based on destructive interference Opt. Express 19 21155–62
- [228].Liu P and Lan T 2017 Wide-angle, polarization-insensitive, and broadband metamaterial absorber based on multilayered metal– dielectric structures Appl. Opt. 56 4201–5

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [229].Wang B et al 2015 Dendritic wideband metamaterial absorber based on resistance film Appl. Phys. A 118 1559–63
- [230].Kim Y J et al 2016 Ultrathin microwave absorber based on metamaterial J. Phys. D: Appl. Phys. 49 435102
- [231].Zhai H et al 2017 A stub-loaded reconfigurable broadband metamaterial absorber with wide-angle and polarization stability J. Electromagn. Wave. 31 447–59
- [232].Kim Y J et al 2017 Ultrathin microwave metamaterial absorber utilizing embedded resistors J. Phys. D: Appl. Phys. 50 405110
- [233].Ghosh S and Srivastava K V 2017 Polarisation-independent tunable absorber with embedded biasing network Electron. Lett. 53 1176–8
- [234].Yoo Y J et al 2014 Flexible and elastic metamaterial absorber for low frequency, based on small-size unit cell Appl. Phys. Lett. 105 041902
- [235].Tak J and Choi J 2017 A wearable metamaterial microwave absorber IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett. 16 784–7
- [236].Zhang Y et al 2017 A flexible metamaterial absorber with four bands and two resonators J. Alloys Compd. 705 262–8
- [237].Huang X, Pan K and Hu Z 2016 Experimental demonstration of printed graphene nano-flakes enabled flexible and conformable wideband radar absorbers Sci. Rep. 6 38197
- [238].Smith D R et al 2005 Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials Phys. Rev. E 71 036617
- [239].Chen X et al 2004 Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials Phys. Rev. E 70 016608
- [240].Li S J et al 2015 Analysis and design of three-layer perfect metamaterial-inspired absorber based on double split-serration-rings structure IEEE Trans. Antennas Propag. 63 5155–60

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [241].Costa F et al 2013 A circuit-based model for the interpretation of perfect metamaterial absorbers IEEE Trans. Antennas Propag. 61 1201–9
- [242].Costa F, Monorchio A and Manara G 2010 Analysis and design of ultra thin electromagnetic absorbers comprising resistively loaded high impedance surfaces IEEE Trans. Antennas Propag. 58 1551–8
- [243].Guo W, Liu Y and Han T 2016 Ultra-broadband infrared metasurface absorber Opt. Express 24 20586–92