

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



جامعة قسنطينة 1
UNIVERSITÉ CONSTANTINE 1



Université des Frères Mentouri Constantine 1
Faculté des Sciences de la Technologie
Département d'électronique



N° d'ordre :

Série :

THESE en codirection

*Présenté en vue de l'obtention du
Diplôme de Doctorat troisième cycle en Electronique
Option
Micro et nanotechnologies*

Par :

HAFDI Zakarya

Thème

*Etude et optimisation des caractéristiques de structures à
nanomatériaux et métamatériaux*

Soutenu le : 28/10/2021

Devant le jury :

Président Mr F. KERROUR
Rapporteur Mr A. CHAABI
Co-rapporteur Mr J. TAO
Examineur Mr R. MAHAMDI
Examineur Mr D. BENATIA
Examineur Mr M.R. LEBBAL

Prof. Université. Frères Mentouri
Prof. Université. Frères Mentouri
Prof. Toulouse INP-ENSEEIH
Prof. Université. BATNA 2
Prof. Université. BATNA 2
Prof. Université. Frères Mentouri

Dédicaces

*Je tiens tout d'abord à remercier le bon dieu C'est avec l'aide de DIEU
tout puissant que ce modeste mémoire a pu être réalisé, Dieu qui m'a donné foi,
raison et lucidité.*

Je dédie mon œuvre à tous les membres de ma famille ;

Spécialement à mes parents ;

Des parents exemplaires par leurs cœurs, Leurs éducations et leurs

sacrifices pour moi, qu'ils trouvent en cet ouvrage

L'accomplissement de leurs vœux et l'expression

de ma profonde gratitude.

A tous mes amis : Mezaache Zinelabidine, Brik Mostefa, Gueraiche

Djahid, Borni Sabri, Fayçel Benmohammed, Assia Noufel,

Ahlem Chebihi et Sabrina Zaiter

Zakarya



Remerciements

Je tiens à remercier, tout particulièrement aussi, mon directeur de thèse, Mr Abdelhafid CHAABI professeur à l'université des Frères Mentouri, pour avoir assuré l'encadrement de cette thèse et pour m'avoir prodigué d'utiles suggestions lors de la rédaction de ce manuscrit. Il a suscité chez moi un esprit de recherche critique et objectif.

Je tiens à remercier infiniment mon co-directeur de thèse en France Mr. Junwu TAO, professeur à Toulouse INP-ENSEEIH pour m'avoir aidé énormément dans mon stage et pour m'avoir fait partager ses expériences de la recherche, ses critiques constructives, ses explications, ses suggestions pertinentes, ses conseils précieux et ses compétences scientifiques.

Que Monsieur F. KERROUR professeur à l'université des Frères Mentouri, soit assuré de ma profonde gratitude et mes plus sincères remerciements pour l'honneur qu'il me fait de bien vouloir présider le jury de cette thèse.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur R.MAHAMDI professeur à l'université de Batna 2, pour avoir bien voulu accepter de participer au jury de cette thèse

Je remercie très vivement Monsieur D. BENATIA professeur à l'université de Batna 2, pour l'honneur qu'il me fait de bien vouloir siéger dans le jury de cette thèse.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur M.R. LEBBAL professeur à l'université des Frères Mentouri, qui a accepté de participer au Jury.

Je remercie tous les membres de Jury d'avoir accepté de juger notre travail. Je remercie tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin pour l'élaboration de cette thèse sans exception.

Mes remerciements vont également à l'ensemble du personnel académique qui a contribué à notre formation.

Table des matières

Introduction générale	1
Chapitre 1 Généralités sur les structures périodiques	
I.1 Bref historique sur les structures périodiques.....	4
I.1.1 Propagation d'onde dans une structure périodique.....	4
I.1.2 Evolution dans le domaine microonde.....	7
I.1.3 Evolution dans le domaine optique.....	8
I.2 Structures à métamatériaux	10
I.2.1 Historique des métamatériaux.....	10
I.2.2 Types des métamatériaux.....	12
I.2.2.1 Selon la fréquence.....	12
a) Métamatériaux microondes.....	12
b) Métamatériaux optiques.....	13
c) Métamatériaux Terahertz.....	14
I.2.2.1 Selon le phénomène physique.....	15
a) La chiralité	15
b) L'absorption électromagnétique	16
c) La non linéarité.....	17
d) L'accordabilité.....	17
e) Métamatériaux acoustiques.....	18
I.3 Application de structures périodiques.....	20
I.3.1 En Optique.....	20
a) Hypercristaux photoniques pour application de contrôle de lumière.....	20
b) Fibres à cristaux photoniques pour application de capteur.....	22

I.3.2 Microondes.....	23
a) Surfaces Sélectives en fréquences pour applications	23
a1) d'accordabilité.....	23
a2) Antennes ULB.....	25
I.4 Conclusion.....	27
Bibliographie du chapitre 1	28

Chapitre 2 : Etude et caractérisation des structures à métamatériau

II.1 Introduction.....	35
II.2 Caractérisation des métamatériaux.....	36
II.2.1 Description générale des milieux.....	36
II.2.2 Notion des milieux effectifs et paramètres effectifs.....	41
II.3 Calcul des paramètres effectifs.....	49
II.3.1 Méthode NRW et ses dérivées.....	50
II.3.1.1 Algorithme NRW.....	50
II.3.1.2 Méthodes dérivées de la méthode NRW.....	53
i) Approche de Smith.....	53
ii) Approche Markos.....	54
iii) Approche Ziolkowski.....	55
iv) Approche analytique.....	57
II.3.2 Méthode de dispersion.....	58
II.3.3 Méthode de Scher et Kuester.....	58
II.4 Exemples de structures en métamatériaux.....	59
II.4.1 Structure résonante en double S.....	59
II.4.2 Structure spirale carré (anneau coupé au milieu).....	63
II.5 Métamatériaux dans des nouvelles technologies.....	66
II.5.1 Applications des métamatériaux en optique.....	67
a) lentilles parfaites.....	67

b) métamatériaux à changement de phase.....	69
II.5.2 Applications des métamatériaux en microondes.....	71
a) capteur biochimiques.....	71
b) antennes à métamatériaux.....	73
II.6 Conclusion.....	75
Bibliographie du chapitre 2	76

Chapitre 3 : Conception et optimisation des capteurs à métamatériau

III.1 Introduction.....	82
III.2 Analyse des capteurs métamatériau	84
III.2.1 Introduction aux capteurs.....	84
III.2.2 Introduction aux techniques de caractérisation de liquides.....	85
III.2.2.1 Techniques de caractérisation de capteurs.....	85
III.2.2.2 Caractéristiques d'un capteur et formulation.....	91
a) Sensibilité	91
b) Linéarité	92
c) Dimension électrique.....	92
d) Fonction de transfert.....	92
III.2.2.3 Comparaison entre différentes technologies.....	93
III.2.3 Etude des structures résonantes à base des SRR	94
III.2.3.1 Couplage entre une structure résonante et une ligne de transmission.....	94
III.2.3.2 Etude paramétrique des SRR multi spirale.....	95
a) Orientation de l'SRR par rapport à la ligne de transmission.....	96
b) L'espace entre l'SRR et ligne microruban.....	96
c) L'ouverture des anneaux	97
d) Comparaison des lignes de transmission.....	98
e) Couplage entre SRR et la microstrip non uniforme.....	99
III.2.3.3 Caractérisation du capteur SRR multi spirale. Mesure de sensibilité.....	100
III.3 Conception des Capteurs à base des SRR. Optimisation.....	101

III.3.1 Structure à 2 résonateurs multispirales (MSR).....	102
III.3.1.1 Conception et fabrication.....	102
III.3.1.2 Résultats et discussion.....	103
a) Cas du vide.....	103
b) Caractérisation liquides.....	104
c)Caractérisation de solutions aqueuses.....	106
III.3.2 Structure optimisée avec un seul 1MSR	109
III.3.2.1 Conception et fabrication.....	109
III.3.2.2 Résultats et discussion.....	112
a) Cas du vide.....	112
b) Caractérisation liquides.....	113
c)Analyse du capteur.....	114
III.4 Conclusion.....	118
Bibliographie du chapitre 3	120
Conclusion générale	124
Annexe I : Micro antenne à base de Graphene	126
Résumé	136
Publications	139

Liste des figures

Figure I.1. Modèle de Newton de l'onde élastique.....	4
Figure I.2. Loi de Bragg.....	6
Figure I.3. Cristaux photoniques à 2D avec les zones de Brillouin correspondants.....	7
Figure I.4. Cristaux photoniques 1D (miroir de Bragg), 2D et 3D (la Yablonovite).....	7
Figure I.5. Image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de billes de silice.....	8
Figure I.6. (a) Motifs élémentaires pouvant constituer une Surface Sélective en Fréquence. (b) Antenne à haut gain de Cassini avec quatre SSF.....	9
Figure I.7. Réseau de paires de nano tiges	13
Figure I.8. Spectre de fréquence électromagnétique (a) avec détails de dimensions (b) avec détails de fréquences	14
Figure I.9. (a) Absorbeur à base d'SRR (b) SRR simple	16
Figure I.10. Classement des matériaux acoustiques en fonction de leur masse volumique et leur compressibilité	19
Figure I.11. Hypercristal planaire.....	20
Figure I.12. Métamatériaux hyperboliques et leurs correspondants d'hypercristaux photoniques	21
Figure I.13. (a)Schéma de MTM hyperbolique composé de périodes multiple d'Ag et d'Al ₂ O ₃ (b) Schéma de l'hypercristal photonique (c)Spectre d'émission en régime permanent de MTM hyperbolique et d'hypercristal photonique	21
Figure I.14. Schémas des différentes fibres de cristal photonique (a) profils d'indice de réfraction du Fibre à cristaux photoniques à guidage d'indice et à bande interdite photonique (b) Fibre à cristaux photoniques monomode (c)Fibre à cristaux photoniques à indice gradué.....	22
Figure I.15. (a) Coupe transversale du capteur TéraHertz (b), (c) et (d) courbes de sensibilité, perte de confinement et la biréfringence	23
Figure I.16. Schéma du circuit imprimé en SSF (a) cellule unitaire avec capacités interdigités semi-localisés (IDC) remplis de manière additive d'un diélectrique imprimé. (b) Modèle de circuit équivalent de la cellule unitaire	24
Figure I.17. Simulations et mesures des paramètres S (a) et (b)des SSF sans le IDC (c) des SSF à double bande proposée avec des condensateurs interdigités.....	25
Figure I.18. (a) Antenne ULB Monopole avec des SRR. (b) Filtre coupe bande à base de CSRR	25

Figure II.1. Dépendance à la fréquence de la perméabilité pour un matériau magnétique hypothétique.....	41
Figure II.2. Classement des matériaux en fonction de leur permittivité et leur perméabilité.....	41
Figure II.3. Réseau de tiges métalliques minces de rayon r et d'une période a se comporte comme plasma basse fréquence	42
Figure II.4. milieu avec une permittivité négative.....	44
Figure II.5. La structure rouleau suisse (Swiss Rolls) introduite par Pendry.....	44
Figure II.6. milieu avec une perméabilité négative.....	45
Figure II.7. Résonateur en Anneau Fendu croisé en (a) 2D et (b) 3D proposée par Balmain	46
Figure II.8. Structure BC-SRR proposée par Marqués et al	46
Figure II.9. Structure à perméabilité négatif : (a)O'Brien & Pendry 2002 (b) Guo et al 2005(c)Hsu et al. 2004 (d) Kafesaki et al. 2005 (e)Aydin et al. 2005 (f) Baena 2005.....	47
Figure II.10. (a)Structure proposée par Smith et al (b) transmission à travers un échantillon de réseau de fils minces	48
Figure II.11. Résonateurs présentant une perméabilité et une permittivité négatives. (a) Motif en « Ω » (b) Motif en « S »	48
Figure II.12. Equivalence entre une structure composite périodique par un substrat homogène de même épaisseur d , permittivité effective $\epsilon(\omega)$ et de perméabilité $\mu(\omega)$	49
Figure II.13. méthodologie d'analyse (calcul des paramètres effectifs)	50
Figure II.14. Dispositifs pour la mesures des paramètres S (a) câble coaxial (b)guide d'onde rectangulaire	51
Figure II.15. Lignes de transmissions TEM discontinues caractérisés par des impédances Z_1, Z_2, Z_3 et des vitesses de phase v_1, v_2, v_3	51
Figure II.16. Guide d'onde rectangulaire chargé avec un échantillon diélectrique, les régions I, II et III sont les distributions de champ électrique	52
Figure II.17. Le coefficient $(n'k_d)$ en fonction de la longueur du système d	55
Figure II.18. Une onde plane incidente sur une seule cellule d'un MTM isotrope composée de SRR circulaires concentriques avec (sans) des tiges	57
Figure II.19. Structure en double S	59

Figure II.20. Cellule unitaire de résonateur en double S. (a) Coefficients de réflexion et transmission. (b) Phase de S_{11} et S_{21} en fonction de la fréquence	60
Figure II.21. Cellule unitaire de résonateur en double S. (a) Partie réelle et imaginaire de l'impédance d'onde. (b) Partie imaginaire de l'indice de réfraction	60
Figure II.22. Cellule unitaire de résonateur en double S. Partie réelle de la perméabilité.....	61
Figure II.23. Cellule unitaire de résonateur en double S. Partie réelle de la permittivité.....	61
Figure II.24. Cellule unitaire de résonateur en double S. Partie réelle de l'indice de réfraction...	62
Figure II.25. Cellule unitaire de résonateur en double S. Partie imaginaire de la permittivité.....	62
Figure II.26. Cellule unitaire d'SRR (a) SRR carré de Pendry (b) Structure spirale SR1 avec deux SRRs reliés(c) Structure spirale SR2 avec 3 SRRs reliés	63
Figure II.27. Structure SRR carré spirale	63
Figure II.28. Cellule unitaire SRR carré spirale ; Partie réelle et imaginaire de l'impédance normalisée	64
Figure II.29. Cellule unitaire SRR carré spirale : (a) et (b) Partie réelle et imaginaire de l'indice de réfraction.....	64
Figure II.30. Cellule unitaire SRR carré spirale Partie réelle et imaginaire de la perméabilité.....	65
Figure II.31. Cellule unitaire SRR carré spirale Partie réelle et imaginaire de la permittivité.....	65
Figure II.32. Applications des métamatériaux	66
Figure II.33. Image virtuelle reproduit pour un milieu main droite et un métamatériau.....	67
Figure II.34. Diagramme d'amplitude pour une harmonique de Fourier évanescente pour une lentille parfaite. L'amplitude suit les courbes $\exp(\pm ax)$	68
Figure II.35. Dispositif de stockage binaire	68
Figure II.36. (a) Structure multicouche de métamatériau à changement de phase (b)Contraste de modulation de transmission et de réflexion associé avec commutation de phase	69
Figure II.37. (a) Canevas optique à changement de phase (b) Dispositifs à échelle de gris écrits optiquement dans le film à changement de phase	70
Figure II.38. Image d'un capteur immergé dans l'huile d'olive pour la détection d'épaisseur de couches fines	70
Figure II.39. Image d'un biocapteur est composée de deux paires d'SRRs	71
Figure II.40. Image d'un biocapteur modèle (SS-ADN),(CC-ADN) composée d'une double SRR (DSRR)	72
Figure II.41. Différentes phases de dépôt des couches biologique sur le DSRR.....	72

Figure II.42. Biocapteur pour la détection d'antigène spécifique de prostate (PSA) et l'hormone de cortisol	72
Figure II.43. Schéma du dispositif où le métamatériau Main Gauche est placé au-dessus de l'antenne patch	73
Figure II.44. Comparaison du gain de l'antenne avec et sans métamatériau. (a) et (c)antenne patch en absence de métamatériau. (b) et (d) antenne patch en présence de métamatériau.....	74
Figure II.45. Distribution du champ E (a) antenne seule(b) antenne en présence du métamatériau	74
Figure III.1. Grandeurs physiques détectables par des moyens optiques.....	85
Figure III.2. Résonateur à anneau fendu en boucle «SRR-loop» pour l'analyse hyperfréquences de liquides.....	87
Figure III.3. (a) ligne microruban couplée avec une CSRR (b) vue de dessus et de dessous du capteur	88
Figure III.4. (a) ligne microruban couple avec une CSRR ; (b) vue de dessus et de dessous du capteur	88
Figure III.5. (a) modèle du capteur (b) Vue de côté du capteur réalisé (c) Coefficient de reflexion S_{11} en fonction du fréquence de résonance pour des differentes fractions de volume de l'eau	89
Figure III.6. Structure proposée par K. Saeed et al. (b) Résultat de mesures pour différentes mélanges	90
Figure III.7. Cavité cylindrique proposé par Hyoun lee (b) montage experimentale.....	90
Figure III.8.Schéma de la cavité du guide d'ondes rectangulaire(b)montage experimentale.....	91
Figure III.9. Exemple de linéarisation de caractéristiques.....	92
Figure III.10. exemple de fonction de transfert pour un capteur thermique.....	93
Figure III.11.les différentes structures SRR qui sont utilisés dans cette étude. (a) forme circulaire double anneaux (structure A), (b)forme carré double anneaux (structure B), (c) forme crochet (structure C), (d) forme rectangulaire avec un seul anneau (structure D), (e) forme spirale avec deux anneaux (structure E), (f) forme spirale avec trois anneaux (structure F), (g) forme spirale avec quatre anneaux (structure G), (h) nouveau forme spirale avec quatre anneaux (structure H).....	94
Figure III.12. Structure de couplage entre SRR carrée et microruban	95
Figure III.13. Coefficient de transmission S_{21} en dB en fonction de fréquence.....	95
Figure III.14.Coefficient de transmission S_{21} en dB en fonction de fréquence.....	96

Figure III.15. Coefficient de transmission S_{21} en dB en fonction de fréquence ; variation d'espacement entre le résonateur et la ligne de transmission.....	97
Figure III.16. Coefficient de transmission S_{21} en dB en fonction de fréquence ; ouverture des anneaux.....	97
Figure III.17. Comparaison des résultats coefficient de transmission S_{21} en dB en fonction de fréquence	98
Figure III.18. Configuration d'une unité de cellule du SRR spirale	99
Figure III.19. Représentation et dimensions de la structure proposée.....	99
Figure III.20. Coefficients de transmission S_{21} et réflexion S_{11}	99
Figure III.21. Modélisation de notre Capteur sous HFSS Ansoft.....	100
Figure III.22. Résultats de simulation de notre Capteur (HFSS Ansoft).....	100
Figure III.23. (a) Design de la structure à réaliser (b) dimensions résonateur.....	102
Figure III.24. (a) Photo du capteur réalisé (b) Manip de mesure (structure, analyseur de réseau)	103
Figure III.25. (a) Simulation et mesures de la transmission dans le cas du vide (b) mesures de transmission de l'eau, de l'éthanol et du vide.	104
Figure III.26 Mesures de coefficient de transmission d'échantillons de mélange de l'eau-éthanol pour le calibrage du capteur. La fraction volumique de l'eau est changée de 0% à 100% avec un pas variable.	106
Figure III.27. Mesures de coefficient de transmission d'échantillons de mélange de l'eau-éthanol pour des fractions volumiques 5%,20%,40% de l'éthanol avec la présence de sucre ajouté.....	107
Figure III.28. Mesures de coefficient de transmission d'échantillons de mélange de l'eau-éthanol pour une fraction volumique 5% de l'éthanol avec des quantités différentes de saccharose ajouté.	108
Figure III.29. Mesures de coefficient de transmission d'échantillons de mélange de l'eau-éthanol pour une fraction volumique 5% de l'éthanol en ajoutant des types de sucre différents.....	108
Figure III.30. Schéma de la structure et son circuit équivalent	110
Figure III.31. (a) Structure PCB (b) La distribution de courant de surface de la MSR à la fréquence de résonance (c) Paramètres du design (d) Photo du capteur réalisé of sur la manip de test.....	111

Figure III.32. (a)Simulation et mesures de coefficient de transmission dans le cas du vide (b) coefficient transmission de l'eau et l'éthanol.....	112
Figure III.33. Mesures de coefficient de transmission d'échantillons de mélange de l'eau-éthanol pour le calibrage du capteur. La fraction volumique de l'eau est changée de 0% à 100% avec un pas de 25%.....	113
Figure III.34. (a)Simulation de coefficient de transmission de mélange eau-éthanol pour des différentes fractions de volume. La fraction volumique de l'eau est changée de 0% à 100% avec un pas de 25%. (b) Permittivité complexe de mélange eau-éthanol autour de 4.4 GHz.	114
Figure III.35. (a) Permittivité relative du mélange eau-éthanol autour de 4.3 GHz en fonction de fraction de volume de l'eau (b) Permittivité relative du mélange eau-éthanol en fonction de fréquence de résonance.....	116
Figure III.36. Coefficient de transmission de l'eau déminéralisé pour un changement d'épaisseur de plexiglass.....	116
Figure A.1. Représentation de surface de Graphene.....	127
Figure A.2. modèle de l'antenne achirale.....	127
Figure A.3. Paramètre S11 de l'antenne achirale.....	128
Figure A.4. (a) Diagramme de rayonnement pour $f=1$ THz (b) Diagramme de rayonnement pour $f=0.5$ THz	129
Figure A.5. Graphene à base d'antenne patch chirale.....	129
Figure A.6. Paramètre S11 de l'antenne chirale.....	130
Figure A.7.(a) Diagramme de rayonnement pour $f=1$ THz. (b)Diagramme de rayonnement pour $f=0.5$ THz.....	131
Figure A.8. Les paramètres S11 d'antennes achirale et chirale.....	132
Figure A.9. Diagramme de rayonnement de l'antenne patch chirale en tri-bande (a) pour 0.46 THz, (b) pour 0.58 THz and (c) pour 0.66 THz.....	134
Figure A.10. Rapport d'onde stationnaire pour une substrat d'épaisseur de $30\mu\text{m}$	134

Liste des tableaux

Tableau I.1 Matériaux utilisés pour créer des métamatériaux hyperboliques.....	13
--	----

Tableau III.1 Etat de l'art des techniques d'analyse RF et hyperfréquences sur les liquides.....	86
Tableau III.2 Comparaison entre les capteurs de technologies différentes.....	93
Tableau III.3 Comparaison entre les capteurs de technologies différentes.....	94
Tableau III.4 Comparaison entre les capteurs de technologies différentes.....	95
Tableau III.5 Comparaison entre les différentes orientations.....	96
Tableau III.6 Influence de l'espacement S_f	97
Tableau III.7 Influence de l'ouverture e	98
Tableau III.8 Comparaison entre différentes formes de ligne microruban.....	98
Tableau III.9 Décalage de fréquence et coefficient de transmission	101
Tableau III.10 Décalage de résonance après le dépôt de l'eau et de l'éthanol pure.....	105
Tableau III.11 Décalage de fréquence après l'ajout du sucre aux mélanges de liquides.....	107
Tableau III.12 Effet de quantité de sucre ajouté dans un mélange de liquide de faible concentration	107
Tableau III.13 Effet de changement de type de sucre dans un mélange de faible concentration.	109
Tableau III.14 Comparaison entre les caractéristiques du capteur	115
Tableau III.15 Comparaison entre les caractéristiques du capteur.....	117
Tableau A.1 Dimensions de l'antenne	130
Tableau A.2 Comparaison entre l'antenne achirale et chirale	134

Symboles & Abréviations

i. Liste des symboles

$A(\omega)$	absorbance	
a	période de propagation	(élastique)
α	coefficient d'atténuation (Nep/m)	
α	paramètre de distribution.	
B	Induction magnétique (Wb/m ²)	
B	constante dépendant des constantes de la structure	(élastique)
β	constante de propagation (rad/m)	
C	coefficient de compressibilité	(acoustique)
c	célérité de la lumière dans le vide (m/s)	
D	déplacement électrique	
d	distance entre chaque particule en état d'équilibre	(élastique)
δ_m	fréquence d'amortissement	
E	champ électrique (V/m)	
e	constante élastique	(élastique)
e	charge électronique	
ε	permittivité (F/m)	
ε_0	permittivité du vide. $\varepsilon_0 = 8,8541878176 \times 10^{-12}$ (F/m)	
ε_r	permittivité relative	
ε_∞	permittivité pour une fréquence infinie	
$\varepsilon_r(0)$	constante diélectrique statique	
$\varepsilon_r(\infty)$	limite de la constante diélectrique pour une fréquence infinie	
$\Delta\varepsilon = \varepsilon_0 - \varepsilon_\infty$	intensité de la relaxation diélectrique	
η	impédance relative	
F	changement fractionnaire de la fréquence de résonance	
ϕ_i	fraction volumique (poids ou moles) d'un solvant dans un mélange	
Γ	facteur d'amortissement (Damping factor)	
γ_0	constante de propagation dans le vide	
γ	constante de propagation dans un matériau	
H	champ magnétique (A/m)	
\hbar	constante réduite de Plank	
J	densité volumique de courant	
k	nombre d'onde (rad/m)	

k_0	nombre d'onde dans l'espace libre (rad/m)	
k_B	constante de Boltzmann. $=1,381 \times 10^{-23}$ (J/K)	
κ	module d'élasticité isostatique du milieu	(acoustique)
λ	la longueur d'onde (m)	
λ_0	la longueur d'onde dans le vide (m)	
λ	la longueur d'onde (m)	
M	coefficient de couplage magnétique entre la ligne de transmission et la partie sensible	
m	masse de particule (élastique)	
m_{eff}	masse effective de l'électron	
μ	perméabilité (H/m)	
μ_0	perméabilité du vide. $\mu_0 = 1,2566370614 \times 10^{-6}$ (H/m)	
μ_r	perméabilité relative	
μ_s ou μ_∞	perméabilité à la limite de fréquence (plus basse ou plus haute)	
μ_c	potentiel chimique	
n	indice de réfraction	
ω	fréquence angulaire	
ω_0	fréquence de résonance radiale	
ω_p	fréquence plasma	
P	pression	
$P(\omega)$	polarisabilité électrique	
$R(\omega)$	réflectance	
r	coefficient de réflexion	
ρ	densité de l'air (kg/m^3)	(élastique)
ρ	masse volumique (kg/m^3)	(acoustique)
ρ ou ρ_q	densité volumique de charge (C/m^3)	
ρ	densité électronique (sans unité)	
ρ_{eff}	densité électronique effective (sans unité)	
$S(\Pi)$	vecteur de Poynting	
$S(\lambda)$	sensibilité	
σ	conductivité électrique (S/m)	
T	température	
$T(\omega)$	transmission	
t	coefficient de transmission	
$\text{tg } \delta$	tangente de perte	
τ	temps de relaxation (s)	
$u(\lambda)$	dimension électrique	

V	vitesse de propagation élastique	(élastique)
V_∞	vitesse pour une longueur d'onde infinie	(élastique)
$v(a)$	vitesse longitudinale	(élastique)
v_ϕ	vitesse de phase (m/s)	
v_g	vitesse de groupe (m/s)	
ν_c	fréquence de collision,	
X_v	fraction volumique d'un mélange de liquide	
ξ	paramètre caractérisant la force de la chiralité	
χ	la susceptibilité électrique	
z	impédance d'onde normalisée	
Z_0	impédance d'onde en espace libre (Ω)	

ii. Abréviations

Abréviations en français

BIE	Bande Interdite Electromagnétique
BIP	Bande Interdite Photonique
CP	Cristaux Photoniques
EM	ElectroMagnétique
FCP	Fibre à Cristaux Photonique
IR	Infra Rouge
LT	Ligne de Transmission
MD	Main Droite
MG	Main gauche
MIRN	Matériaux à Indice de Réfraction Négatif
MMD	Matériau Main Droite
MP	Métamatériau Photonique
MST	Matériau Sous Test
MTM	Métamateriau
NRW	Nicolson-Ross-Weir
SER	Section Equivalente Radar
SSF	Surfaces Sélectives en Fréquences
ULB	Ultra Large Bande
UV	Ultra Violet

Abréviations en anglais

BC-SRR	Broadside Coupled Split Ring Resonator
BSCCO	Bismuth Strontium Calcium Copper Oxide
BST	Barium Strontium Titanate
C-DNA	Complementary deoxyribonucleic acid
C-GMSRR	Centered-gap multiple SRR
COC	Cyclic Olefin Copolymer
CPW	Coplanar Waveguide
CSRR	Complementary Split Ring Resonator
DNG	Double Negative (medium)

DPS	Double Positive (medium)
DSRR	Double Split Ring Resonator
ENG	Epsilon Negative
eSRR	electric Split Ring Resonator
HFSS	High Frequency Structure Simulator
IDC	Interdigitated Capacitor
MEMS	Micro-ElectroMechanical Systems
MNG	Mu Negative
MSR	Multi Spiral Resonator
NEMS	Nano-ElectroMechanical Systems
PEC	Perfect Electric Conductor
PSA	Prostate Specific Antigen
RCS	Radar cross section
RO5880	Rogers 5880
RSR	Rod Split Ring
SRR	Split Ring Resonator
SRR-Loop	Split Ring Resonator Loop
SS-DNA	Single-Stranded Deoxyribonucleic acid
TE	Transverse Electric
TEM	Transverse Electromagnetic
TM	Transverse Magnetic

Matériaux

Ag	Argent
AL ₂ O ₃	Alumine
FeF ₂	Fluorure de fer
MgF ₂	Fluorure de magnésium

Introduction générale

État de l'art et Objectif

Ce travail a été réalisé dans le cadre de la recherche sur les structures périodiques à Bande Interdite électromagnétique et photonique (BIE et BIP) aux laboratoires LHS (Université de Constatine 1) et LAPLACE (Toulouse INP-ENSEEIH). De nombreux travaux et ouvrages ont été entrepris et publiés concernant les structures périodiques et leurs applications dans le domaine des hyperfréquences. Ces structures introduisent généralement des résonances dans la propagation d'ondes électromagnétiques en fonction de la fréquence.

Or, depuis plus de 20 ans l'introduction d'un nouvel élément artificiel a été mis au point pour ses caractéristiques de bande interdite dans la propagation. Cet élément est connu sous l'appellation de métamatériau et crée en plus de sa résonance, une perméabilité et permittivité effective négative dans une bande étroite de fréquence autour de sa résonance. Un autre avantage de ce résonateur est sa compacité ; en effet, les dimensions les plus grandes de ce résonateur sont de l'ordre de $\lambda/10$. Ce qui facilite l'intégration du capteur dans n'importe quelle application mais aussi présente un avantage au niveau de surface de détection qui est plus petit et aussi plus sensible.

L'objectif de cette thèse est de comprendre et de mettre en évidence les propriétés intéressantes des structures périodiques spécialement les métamatériaux en vue d'applications aux capteurs et aux microantennes (Annexe I). Il s'agit aussi de réaliser des éléments de performances élevées qui s'intègrent facilement aux systèmes biomédicales et optiques. Ces travaux sont menés en bande UHF [0,1 GHz ;1 GHz] et ISM [2 GHz ;5 GHz] et en optique [0.5THz ; 1THz]. Dans ces bandes de fréquences, se situent des applications aux communications spatiales ainsi que de nombreuses applications commerciales et scientifiques.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit se répartit en trois chapitres dont les deux premiers portent sur les structures périodiques en générale et les métamatériaux avec ses différents types de façon spécifique. Le troisième chapitre porte sur les résultats expérimentales et les optimisations obtenus afin d'arriver au structure finale.

Dans le premier chapitre, nous présentons un historique de la propagation dans les structures périodiques dans le domaine de l'optique et des hyperfréquences. Nous donnons ensuite un état de l'art sur les applications de ce type de structures dans les deux domaines mentionnés. Ensuite, nous donnons une vue globale des métamatériaux en présentant leur historique, ses différents types et classification, les propriétés inhabituelles des milieux main gauche et les nombreuses idées et applications exploitables. Nous terminons ce chapitre en décrivant d'autres structures périodiques tels que le milieu chiral, les cristaux photonique en passant par l'étude des résonateurs permettant d'obtenir une perméabilité négative et celle des éléments permettant d'obtenir une permittivité négative.

Dans le chapitre 2, nous analysons les différents éléments constituant les métamatériaux main gauche. Dans un premier temps, une procédure d'homogénéisation est décrite qui est par la suite utilisée pour extraire les différents paramètres effectifs de ces éléments. Nous détaillons les différents approches (plus de détails) utilisées pour l'extraction des paramètres effectifs. Ainsi, nous présentons l'analyse de ces éléments faite en traitant 2 exemples à l'aide du logiciel HFSS, une en forme de résonateur en double S et l'autre en forme de structure spirale à anneau fendu et nous commentons leurs réponses en transmission et en réflexion. Ces deux réponses sont ensuite utilisées pour le calcul des paramètres effectifs. Ensuite une étude paramétrique détaillée est faite sur le résonateur spirale afin que nous arriverons à une structure réalisable de haute performance qui sera présentée dans les travaux du chapitre suivants.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude expérimentale tout en passant par la fabrication des structures modélisées, les mesures et l'analyse des résultats et enfin l'optimisation des performances afin d'arriver à une application très performante. Nous détaillons les motivations pour nos travaux qui seront majoritairement autour des capteurs à métamatériaux. Donc nous faisons une étude sur les capteurs, leurs techniques de caractérisation et leurs principales caractéristiques. L'optimisation de nos capteurs biochimique est faite dans deux structures différentes ce qui signifie que les dimensions, la forme, le substrat diélectrique et enfin la fréquence de résonance sont différentes. Notre première structure sera faite à base de 2 résonateurs multispirales autour de 500 MHz. Nous étudions le cas du vide, la caractérisation avec des liquides connues (eau, éthanol) et avec des solutions aqueuses comme le saccharose, le glucose et le fructose. La deuxième structure optimisée sera avec un seul résonateur

multispirale miniature autour de 4.4 GHz. Nous terminons la caractérisation de ce capteur par l'analyse de performance sous forme d'étude comparative avec d'autres publications récentes. Nous sortons de ces comparaisons un capteur qui présente un faible décalage de fréquence , une dimension électrique très petite, une haute sensibilité et enfin une linéarité entre la fréquence de résonance et la permittivité effective du capteur.

CHAPITRE I

Généralités sur les structures périodiques

I.1 Bref historique sur les structures périodiques

Dans ce chapitre nous présenterons un bref historique sur les différentes structures périodiques et leur évolution ainsi que leurs applications dans les domaines de l'optique et micro-ondes.

En second temps nous nous intéresserons à l'étude des métamatériaux. Un état de l'art sur la recherche et les travaux développés dans le domaine des métamatériaux sera présenté.

Nous aborderons les différentes propriétés des métamatériaux, leurs types et enfin une introduction sommaire des applications notamment dans les domaines des nouvelles technologies.

I.1.1 Propagation d'onde dans une structure périodique

La propagation d'onde dans des structures périodiques a été étudiée depuis plus de deux siècles, tout dépend de la structure et aussi le type d'onde.

Au 17^{ème} siècle Newton a étudié la propagation d'onde mécanique dans une structure périodique unidimensionnelle dans le but de trouver une formule pour la vitesse de son. Il a supposé que le son se propage dans l'air de la même manière d'une onde élastique dans un réseau périodique de masses-ressorts (voir figure I.1)[1].

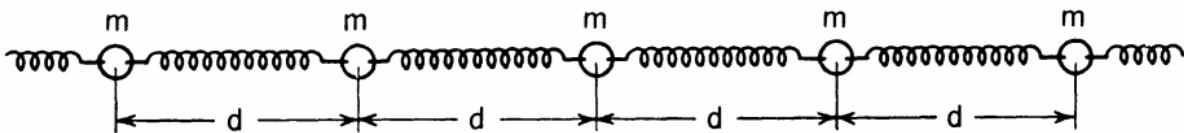


Figure I.1 modèle de Newton de l'onde élastique.

La formule finale de la vitesse de propagation de l'onde élastique obtenue par Newton est donnée par [1]:

$$V = d \sqrt{\frac{e}{m}} = \sqrt{\frac{ed}{\rho}} \quad (1.1)$$

Où m est la masse de chaque particule, d est la distance entre chaque particule en état d'équilibre, e est la constante élastique et ρ est considéré comme la densité de l'air.

Au 18^{ème} siècle il y avait plusieurs travaux où on peut citer les études de Taylor, Bernoulli, Euler, Lagrange et Fourier [1].

Au 19^{ème} siècle et précisément en 1830 Cauchy a utilisé le modèle de Newton dans le but de prendre en compte la dispersion des ondes optiques en supposant que ces derniers sont des

ondes élastiques mais avec des hautes fréquences. Dans ses études expérimentales il a pu trouver des résultats corrects pour les ondes élastiques mais pas pour le cas des ondes optiques.

Ces études ont été reprises par Baden-Powel 1841(l'équation 1.2) et puis par Kelvin 1881(l'équation 1.3) pour enfin arriver à une formule qui vérifie les équations de ces deux chercheurs [1] :

$$V = V_{\infty} \frac{|\sin \pi d / \lambda|}{|\frac{\pi d}{\lambda}|} \quad (1.2)$$

$$V = \left| \frac{v(a)}{a} \right| = B \left| \frac{\sin \pi a d}{a} \right| = V_{\infty} \frac{|\sin \pi a d|}{|\pi a d|} \quad (1.3)$$

Où $v(a)$ est la vitesse longitudinale, a est la période de propagation ($a=1/d$), B est une constante qui présente les constantes de la structure, V_{∞} est la vitesse pour une longueur d'onde infinie.

Les équations (1.2) et (1.3) sont en accord seulement si :

$$V_{\infty} = \pi d B \quad (1.4)$$

Au niveau d'onde radio Maxwell a introduit en 1864 le concept de la densité de courant pour stabiliser l'équation de continuité [2][3] qui s'écrit comme suit :

$$\text{div}(\vec{j}(M, t)) + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}(M, t)}{\partial t} = 0 \quad (1.5)$$

Où M représente un point dans l'espace d'observation à un instant t et ϵ_0 est la permittivité du vide. Ce qui introduit la 2^{ème} équation de Maxwell : Maxwell-Ampère

$$\text{rot}(\vec{B}(M, t)) = \mu_0 \left(\vec{j}(M, t) + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}(M, t)}{\partial t} \right) \quad (1.6)$$

L'équation (1.6) s'écrit dans le domaine fréquentiel comme :

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega \vec{D} \quad \text{avec } \vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (1.7)$$

Donc la forme finale est :

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega (\epsilon - j\sigma/\omega) \vec{E} \quad (1.8)$$

Expérimentalement Heinrich Hertz a débuté ses travaux en 1888 sur les ondes électromagnétiques, quand il a vérifié la théorie de Maxwell selon laquelle les ondes se propagent avec la vitesse de la lumière [4]. Hertz a utilisé les concepts de la propagation rectiligne, ainsi que les notions de polarisation, réflexion et réfraction.

Huit ans après, Marconi a lancé des travaux dans le domaine sans fil en réalisant des expériences de transmission et de réception d'ondes hertziennes, avant de les reproduire avec succès en augmentant graduellement la portée des signaux jusqu'à 2 km [4]. Dans cette année Wilhelm

Conrad Röntgen en effectuant des travaux sur les rayons cathodiques, a découvert les rayons X, ce qui lui a valu le premier prix Nobel de physique en 1901[5].

L'année 1912 est connue par la découverte de la diffraction des rayons X par Max von Laue et de la loi de Bragg. Avant cela, A. Sommerfeld a demandé à son étudiant P. Ewald en 1910 de trouver les propriétés optiques d'un ensemble tridimensionnel anisotrope de structures périodiques isotropes. Suite à l'échange entre Ewald et Laue sur l'un des problématiques de sujet, ce dernier a eu l'idée que les rayons X étaient des ondes électromagnétiques et que les cristaux avaient une structure réticulaire (réseau) [5].

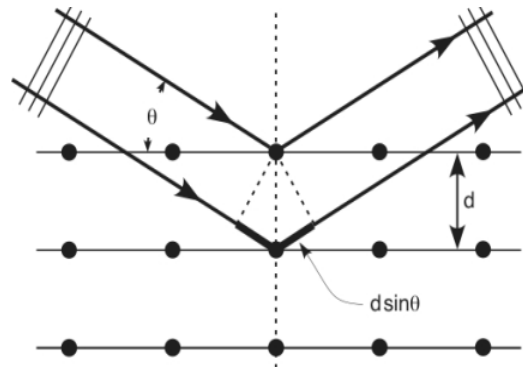


Figure I.2 Loi de Bragg [6].

Donc selon la loi de Bragg le rayon n'est diffracté que dans les directions privilégiées déterminées par la relation [6] :

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (1.9)$$

Où λ est la longueur d'onde ; d , équidistance des plans réticulaires ; θ , angle entre le faisceau de rayons X et les plans réticulaires.

Profiter de la nature périodique du problème, le champ magnétique peut être étendu en une somme d'ondes planes en utilisant le théorème de Floquet-Bloch (1883) qui permet de résumer le calcul sur une seule cellule du réseau dans un milieu périodique [7,8].

Le premier effort pour explorer la conception des matériaux artificiels a de traces en 1887, Lord Rayleigh a étudié la propagation d'onde dans une structure périodique multicouche pour lequel l'indice de réfraction alternait d'une couche à l'autre [9].

La définition des zones par Brillouin (1931) a simplifié l'étude des bandes passantes et des bandes interdites ; elle a limité l'effet de la relation de dispersion qui lie la pulsation avec le vecteur d'onde [1]. La première zone de Brillouin peut être définie comme la région de l'espace réciproque formé par les points qui sont plus proches de l'origine que de tout autre sommet du réseau périodique [10].

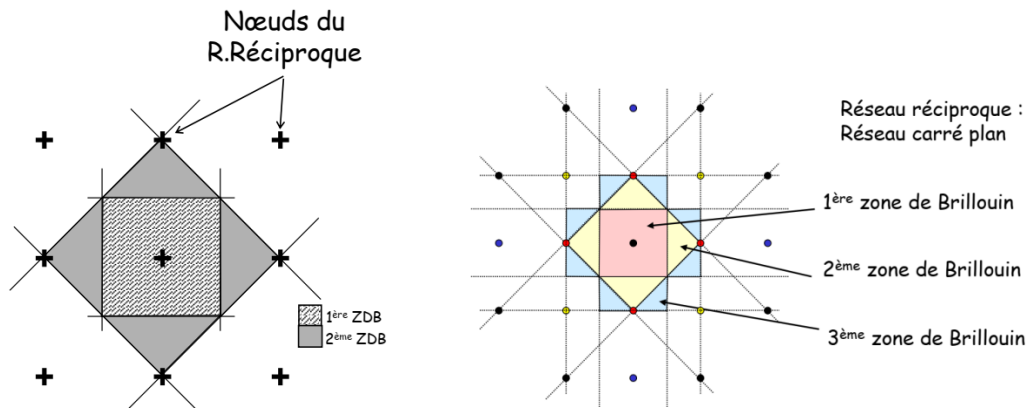


Figure I.3 Cristaux photoniques à 2D avec les zones de Brillouin correspondants [11].

I.1.2 Evolution dans le domaine optique

Un des avantages principaux de ces structures est leur capacité à contrôler la lumière sans perte d'intensité. Donc les cristaux photoniques en 2D et 3D réalisées en fin des années 90 ont conduit au contrôle de la lumière vers un degré plus avancé [12].

La bande interdite photonique est la propriété principale qui décrit les cristaux photoniques qui signifie que la propagation de la lumière dans la structure est interdite.

Le premier cristal photonique unidimensionnel consiste en un empilement de couches de matériaux dont la permittivité est différente [13,14]. Cette structure unidimensionnelle est développée par W. Bragg via sa structure multicouche de diélectrique en 1912 appelé miroir de Bragg. Ce cristal photonique unidimensionnel est constitué d'empilements périodiques de couches diélectriques minces avec une épaisseur optique $\lambda/4$ (Figure I.4) [10].

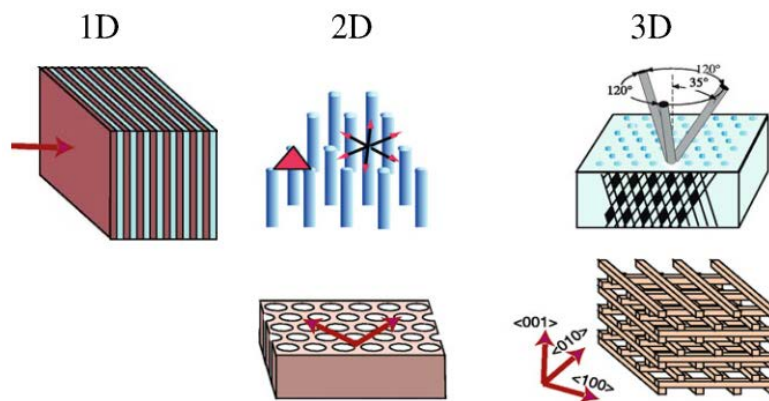


Figure I.4 Cristaux photoniques 1D (miroir de Bragg), 2D (LiNbO3, TiO2) et 3D (la Yablonovite).

Il existe des cristaux photoniques naturels. Sur la figure I.5, on montre une image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi périodique de billes de silice. Cet arrangement périodique des billes de silice est responsable des couleurs chatoyantes des opales naturelles, dans la mesure où le caractère périodique de la structure conduit à des effets de diffraction gouvernés par la loi de Bragg [15]. L'opale n'est pas le seul

exemple de cristal photonique naturel. Des biologistes ont trouvé un ver dont la carapace est un cristal photonique plus performant que ceux fabriqués jusqu'à présent. Cet animal se nomme souris de mer.

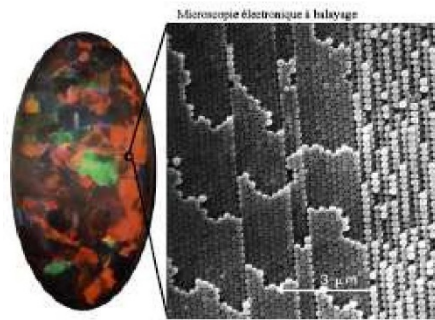


Figure I.5. Image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de billes de silice [16].

En 1987 et après un siècle des travaux de Lord Rayleigh, Yablonovitch souhaitait appliquer cette idée au problème du contrôle de l'émission spontanée dans les lasers à semiconducteur dans le but d'étendre les concepts de structure de bandes et de bande interdite [17].

En 1991, Yablonovitch fabriquait un cristal photonique en perçant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois directions qui simulent les directions cristallines $\langle 110 \rangle$ d'un cristal de diamant. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur "la Yablonovite" (Figure I.4)) [18]. Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré pour la première fois expérimentalement.

I.1.3 Evolution dans le domaine microonde

Le premier texte traitant de l'utilisation d'une structure périodique associée à une antenne est un brevet déposé par Marconi et Franklin en 1919. Cette invention était basée sur l'utilisation d'un réseau de tiges métalliques placées sur une surface parabolique autour des antennes d'émission et de réception afin d'améliorer les performances des réflecteurs dans les systèmes de télégraphes et téléphonies sans fil [19][20].

Un réflecteur parabolique a été réalisé avec des segments de fil plutôt que des tiges infiniment longues. L'efficacité et l'effet du réflecteur sont largement améliorés en mettant le réflecteur d'un ensemble de 3 fils arrangés sur une surface parabolique ayant une distance focale de $\lambda/4$ augmentant de 400 à 500 % l'efficacité, comparé à 80% obtenu par des réflecteurs simples.

Ils ont néanmoins été les premiers à présenter le concept d'éléments accordables. Ils indiquent que la longueur des sections doit être de préférence $\lambda/2$ mais peut être rendue plus ou moins grande en y insérant soit un condensateur, soit une inductance. De très bons résultats peuvent être obtenus en disposant les éléments sur une surface parabolique cylindrique, mais de

meilleurs résultats peuvent être obtenus en les disposants sur un vrai paraboloïde, en particulier lors de l'utilisation d'un réflecteur ayant une distance focale égale à $3\lambda/4$ ou plus.

En 1945, G.W. Sinclair a introduit le concept de matrice de diffusion comme descripteur de la Section Equivalente Radar (SER nommé aussi RCS : Radar cross section) d'un diffuseur cohérent.

Les Surfaces Sélectives en Fréquences (SSF) sont apparues plus tard, dans le début des années 60 avec l'étude de surfaces périodiques. Ben Munk et Randy Ott ont axé leurs recherches sur l'analyse des surfaces sélectives en fréquence.

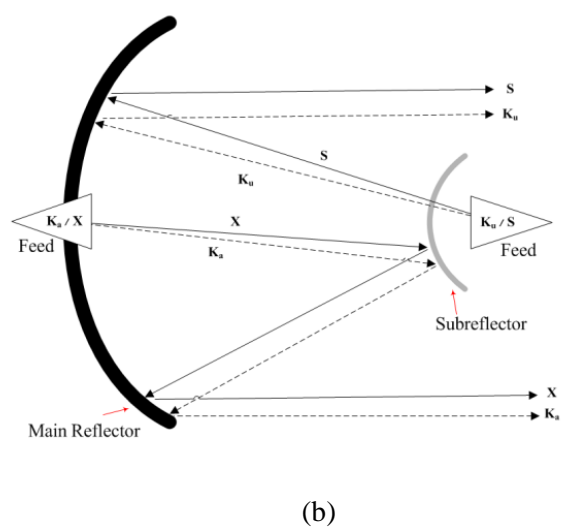
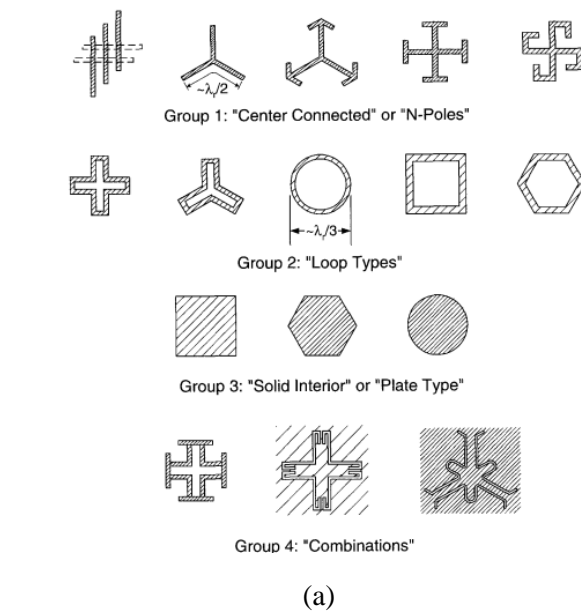


Figure I.6 (a) Motifs élémentaires pouvant constituer une Surface Sélective en Fréquence [20]. (b) Antenne à haut gain de Cassini avec quatre SSF [21].

Randy a utilisé un calcul électromagnétique basé sur la méthode des moments, alors que Ben a utilisé la physique de base de l'interaction entre les éléments constitutifs des SSF dans sa solution, son approche a par la suite fourni des résultats utiles pour de nombreuses

configurations du SSF qui n'ont même pas été prises en compte dans ses recherches antérieures [20]. L'un des objectifs principaux était la réduction de la SER des antennes dans les avions, en passant du domaine militaire au domaine civil. Car au début des années 1950, le laboratoire d'avionique de l'armée de l'air USA a été impliqué dans les efforts visant à quantifier la caractéristique de l'avion par la SER.

Comme le montre Munk [20], les motifs utilisés dans les SSFs sont classés en quatre groupes de base (voir Figure I.6(a)).

- Groupe 1 : Formé des éléments connectés au centre ayant N pôles tel que les dipôles, tripodes et les croix de Jérusalem
- Groupe 2 : éléments de types anneau tel que les anneaux circulaires, carrés et hexagonales
- Groupe 3 : éléments à intérieur solide ou de types plaques. Formés de réseau de patches métalliques ou un réseau de fentes sur une plaque métallique de forme circulaire, rectangulaire...etc.
- Groupe 4 : Combinaisons des éléments des groupes mentionnées ci-dessus. Cette liste est infinie.

Aujourd'hui, les SSF trouvent des applications diverses tels que les radômes, réflecteurs, filtres, absorbants ...etc. La Figure I.6(a) montre les motifs élémentaires utilisés généralement dans les SSF.

Une antenne unique à gain élevé proposée avec un sous-réflecteur SSF est illustrée à la figure I.6(b) par [21]. Cette disposition permet une configuration de Cassegrain dans les bandes X- (7,2 et 8,4 GHz) et Ka- (32 et 34,5GHz) et une configuration dans les bandes S- (2,3 GHz) et Ku- (13,8 GHz).

I.2 Structures à métamatériaux

I.2.1 Historique des métamatériaux

Dans le passé des gens ont débuté à utiliser les métamatériaux sans comprendre leur physique, comme l'exemple de la pièce d'art du verre de Lycurgus qui revient du 400 Après JC à travers le premier métamatériau connu, ce verre est constitué du verre de Rubie et des nanoparticules de l'Or [22].

On trouve les traces du premier effort pour explorer la conception des matériaux artificiels au 19^{ème} siècle. En 1892 Lord Rayleigh a examiné l'effet des propriétés effectives d'un milieu quand on met dans un ordre rectangulaire et avec un conducteur sphérique ou cylindrique. Ce

travail est suivi par J. Bose en 1898 en présentant expérimentalement la rotation des structures planaires enroulés et polarisés, dans le but de produire un effet chiral [22,23].

Le 1^{er} article compréhensif sur les métamatériaux a été donné par H. Lamb en 1904. Après une année Lamb a supposé l'existence des ondes inversés qui sont associés avec des ondes dont la phase se propage dans une direction opposée à celle du flux d'énergie [24]. En 1914 Lindman a travaillé sur le milieu chiral en intégrant de nombreuses tiges en hélices orientés aléatoirement dans la structure. En conséquence plusieurs publications ont décrit le milieu chiral bianisotropique construit par des petites hélices en cuivre orienté arbitrairement assemblé et implanté dans des boules de coton [25].

Les diélectriques artificiels qui sont des réseaux de tiges métalliques, sphériques, ont été étudiés par plusieurs ingénieurs dans la période entre 1940 et 1960. Même chose pour les éléments constitutifs des métamatériaux tels que les résonateurs à anneau fendu (Split Ring Resonator – SRR), les filtres à réseau de fréquence, métamatériaux chiral [22].

Quand on discute l'émergence des métamatériaux et l'élan de l'intérêt de ce champ, on doit faire un retour vers le séminaire proposé en 1967 par le physicien Russe V. Veselago sur les matériaux dont la permittivité et perméabilité seraient négative dans la même gamme de fréquence. L'article présenta ces matériaux d'une manière où le trièdre (E, H, K) est placé dans un système à main gauche. En revanche, comme le souligne Veselago dans la partie finale de sa publication théorique, à cause de l'absence de matériaux à permittivité négative à cette époque la démonstration expérimentale reste impossible pour de longues années [22], [26], [27].

Ce n'est qu'à la fin des années 90 J. Pendry propose une réalisation de matériaux à l'aide d'une structure périodique métallique appelée résonateur à anneaux fendus (SRR) et d'un réseau de fils métalliques ; ces deux types de milieux sont constituées de résonateurs de taille caractéristique très inférieur à la longueur d'onde incidente, ce qui permet l'obtention une permittivité et une perméabilité négatives dans la gamme microonde [27,28].

D. Smith et son groupe de chercheurs ont fait compléter la vérification expérimentale des travaux de Veselago avec la fabrication du premier prototype de métamatériaux à réfraction négative (appelé aussi milieu main gauche). Ce groupe a montré que pour un matériau à un seul paramètre négatif les ondes ne peuvent se propager, mais que la propagation est bien restaurée dans le matériau doublement négatif [26-28]. La seconde publication de J. Pendry intitulé **negative refraction make a perfect lens**, reflète les efforts pour développer les applications sur les métamatériaux. Cette publication ouvra la porte à plusieurs recherches avec ces matériaux que Pendry le nommer super lentilles [26,27].

Sur le plan de la terminologie il y a un désaccord sur qui est la première personne qui a utilisé le mot métamatériau. La plupart des gens pensent que Smith et al. sont les premiers à utiliser le terme « métamatériau » en 2000 après la réalisation d'un matériau structuré simultanément avec

une perméabilité et permittivité négative, alors que d'autres sources indiquent que le terme « métamatériau » a été utilisé avant par R. M. Wasler en 1999[22].

I.2.2 Types des métamatériaux

Les paramètres physiques primaires propres aux matériaux sont ceux permettant la détermination de la réponse d'un système constitué de ces matériaux à la présence d'un champ électromagnétique [29]. La perméabilité μ et la permittivité ϵ sont ces paramètres avec lesquels on peut classifier les métamatériaux :

- Milieux doublement négatif (DNG) : La perméabilité et la permittivité sont simultanément négatives
- Milieux doublement positif (DPS) : La perméabilité et la permittivité sont simultanément positives
- Milieux à perméabilité ou permittivité négatif (ENG, MNG) : si la perméabilité est seulement négative le milieu est dit MNG et si la permittivité est seulement négative le milieu est dit ENG

Les domaines d'utilisations des métamatériaux sont très larges et variés. On propose ici une classification selon les domaines fréquentielles d'application entre des centaines de MHz jusqu'aux ondes optiques.

L'utilité des métamatériaux apparaît dans de différents domaines en se basant sur des structures qui nous donnent une réfraction négative de l'onde . On peut donc classifier ces métamatériaux dans deux grandes catégories, selon la fréquence de fonctionnement (la longueur d'onde est incluse) et selon le phénomène physique qui domine ou décrit la structure à base de métamatériau.

I.2.2.1 Selon la fréquence :

a) Métamatériaux micro-ondes

Les métamatériaux dans le domaine microondes présentent la majorité des structures et des applications où la fréquence est entre 1 à 300 GHz jusqu'aux limites de l'infrarouge lointain. Les structures dans la gamme microondes présentent la majorité des réalisations à cause de leur faible cout, fabrication facile et leur variété d'applications qui peuvent être utilisées. Le premier métamatériau réalisé par Smith fonctionnait à 5 GHz [30].

Des dispositifs hyperfréquences à base de métamatériaux sont au centre de notre travail. Des discussions plus approfondies seront développés dans le chapitre suivant.

b) Métamatériaux optique

Un métamatériau optique, également connu sous le nom de métamatériau photonique (MP), sont des matériaux artificiels qui interviennent dans le spectre terahertz, infrarouge, visible et dans certains cas l'Ultraviolet. Le tableau I.1 montre les metamateriaux optique dans leurs gammes de fréquences.

Tableau I.1 Matériaux utilisés pour créer des métamatériaux hyperboliques (ont été initialement introduits pour surmonter la limite de diffraction de l'imagerie optique)[31].

Au/Al ₂ O ₃ Ag/Al ₂ O ₃	Au/TiO ₂ Ag/TiO ₂	TiN, ZrN, AZO , GZO , ITO	InGaAs, AlInAs, SiC, Graphene
UV	VISIBLE	Proche-IR	Moyen IR et THz
Materiaux plasmoniques	Materiaux plasmoniques	Matériaux plasmoniques alternatifs	Semiconducteurs III-V Matériaux à Phonon polaritonique Matériaux 2D

La vérification expérimentale des métamatériaux optiques à indice négatif est bien plus compliquée que celle en micro-ondes.

Malheureusement, à ce jour, la plupart des métamatériaux (MTM) optiques signalés se présentaient sous la forme de couches planes d'épaisseurs de sous-longueur d'onde fabriquées par lithographie optique ou par faisceau d'électrons [32-35].

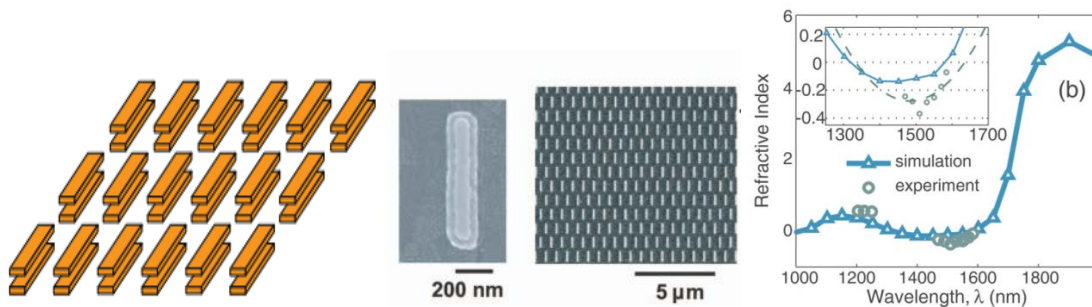


Figure I.7 Réseau de paires de nano tiges [32].

Il y a plusieurs propositions pour obtenir des métamatériaux dans les zones infrarouge (IR) et visible. Ces propositions incluent la possibilité d'utiliser des nanofils plasmoniques parallèles [36], des SRR modifiés dans la région proche infrarouge [37], des inclusions fermées à permittivité négative et leurs résonances électrostatiques [38], et des défauts dans les structures de bande interdite photoniques régulières [39]. Une autre idée, qui présente une certaine similitude avec l'approche de Lewin décrite dans la section précédente, mais avec des sphères métalliques au lieu de sphères magnétodiélectriques, a déjà été suggérée [40].

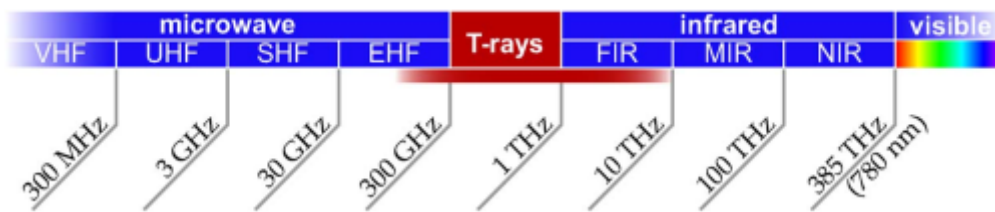
Cette idée consiste à produire une perméabilité et permittivité effective négative par nano-inclusions constituées de nanosphères métalliques excitées dans leur résonance dipolaire magnétique et résonances dipolaires électriques, respectivement, à des fréquences optiques.

c) Métamatériaux Terahertz

Ils fonctionnent pour des fréquences dans la gamme définie entre 0,1 et 10 THz correspondant aux longueurs d'ondes entre 0,03 et 3 mm (lointain infrarouge). De nombreux métamatériaux et dispositifs THz ont été développés, tels que des absorbeurs d'ondes EM, des lentilles, des commutateurs, des modulateurs, des capteurs, ainsi que des dispositifs de déphasage et de direction de faisceau pour contrôler et manipuler les ondes THz.



(a)



(b)

Figure I.8 : Spectre de fréquence électromagnétique (a) avec détails de dimensions (b) avec détails de fréquences [41].

Les métamatériaux térahertz ont été développés grâce aux résonances avec des réponses et des effets différents. On peut distinguer des réponses électriques, magnétiques ou électromagnétiques.

Les réponses électriques aux fréquences térahertz ont principalement été démontrées avec des SRR planaires, ainsi que leurs variantes [42]. En effet, leurs modes de couplage électrique sont excités en utilisant une propagation d'onde perpendiculaire au plan SRR. Dans une étude sur les doubles SRR doubles aux fréquences térahertz, les effets de la forme (carrée ou circulaire), de la polarisation, du substrat et de la constante de réseau sur les propriétés de résonance ont été observés. Pour la polarisation parallèle au côté porteur, des résonances LC et dipolaires sont présentes, mais la résonance LC disparaît dans l'autre polarisation. La constante de réseau affecte largement le dipôle et non les résonances LC, tandis qu'une constante diélectrique plus élevée du substrat provoque un décalage vers le rouge à chaque résonance.

D'autre part, les métamatériaux térahertz à réponses magnétiques ont été réalisées. Yen et al ont proposé un réseau de doubles SRR planaires pour produire un fort magnétisme autour de 1 THz en réponse à des ondes incidentes obliquement [43].

Leur approche a consisté à générer des moments magnétiques artificiels en exploitant la résonance des particules SRR [44]. Lorsque cette structure est excitée par un champ magnétique variable dans le temps avec une composante perpendiculaire au plan des anneaux, des courants solénoïdaux sont induits le long des anneaux, donnant lieu à de forts moments magnétiques artificiels à la résonance des anneaux et aboutissant à une structure présentant une polarisation magnétique macroscopique de type résonant.

Une autre structure de Han et al [45] contenant des multicouches d'SRR planaires encapsulés dans un film de polyimide est magnétiquement active dans une gamme de fréquences de 0,4 à 0,8 THz, à la suite d'une excitation électrique sur un côté porteur avec la direction de propagation normale au plan SRR. Dans ce cas, aucune réponse magnétique n'est réellement observée au champ lointain, car le champ magnétique incident est complètement dans le plan SRR et perpendiculaire au moment dipolaire magnétique induit.

Enfin, les métamatériaux THz caractérisé par un indice de réfraction négatif sont aussi réalisés dans des différents prototypes. Moser et al. [46] ont proposé une structure MTM, constituée d'un réseau 2D de RSR (rod split ring ou bien tige à anneau fendu) en Nickel et/ou Or. La photorésine était enlevée dans le cas du nickel pour enquêter sur les structures. Les résultats ont été montrés par une mesure de transmittance pour présenter une résonance à main gauche entre 1 et 2,7THz

Moser et al [47] ont proposé aussi des résonateurs en forme de S-Strings, mis à l'échelle pour fonctionner dans le régime Téra hertz. Dans une expérience avec des chaînes S autonomes, les bandes à indice de réfraction négative apparaissent à 2,2 et 1,9 THz pour l'angle d'incidence normal et 90 °, respectivement.

I.2.2.2 Selon le phénomène physique

a) La chiralité

Il existe une voie chirale vers la réfraction négative. Comme suggéré indépendamment par Pendry et Tretyakov [48,49], l'indice de réfraction efficace dans les matériaux chiraux peut être exprimé comme:

$$n_{L,R} = \sqrt{\varepsilon\mu} \pm \xi \quad (1.10)$$

où ξ est un paramètre caractérisant la force de la chiralité, et les indices L et R désignent les deux états propres polarisés circulairement (left, right). Par conséquent, l'un des deux faisceaux

polarisés circulairement dans un milieu fortement chiral peut présenter un indice de réfraction négatif, tant que le produit $\epsilon\mu$ est suffisamment petit pour que le paramètre de chiralité domine dans le côté droit de (1.10).

Les MIRN (matériaux à indice de réfraction négatif) basés sur la chiralité ont été démontrées expérimentalement à la fois dans la gamme micro-ondes et dans la gamme térahertz [50,51]. Étant donné que des réponses chirales géantes dans des métamatériaux optiques ont été rapportées par au moins deux groupes [52-55], il ne serait pas surprenant de voir un MIRN optique basé sur des réponses chirales dans un proche avenir.

b) L'absorption électromagnétique

Les absorbeurs à MTM servent à influencer sur les composantes de pertes de la perméabilité et la permittivité effective des métamatériaux pour créer un bon absorbeur électromagnétique (EM). En se basant sur la formule de Fresnel de la réflexion, l'absorptivité sera déduite grâce à la relation [56] :

$$A(\omega) = 1 - R(\omega) = 1 - \left| \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \right|^2 = 1 - \left| \frac{\sqrt{\mu_r} - \sqrt{\epsilon_r}}{\sqrt{\mu_r} + \sqrt{\epsilon_r}} \right|^2 \tag{1.11}$$

Le premier absorbeur de métamatériau a été théoriquement étudié par Bilotti et al[57], consistant en un réseau de résonateurs à anneaux fendus (SRR) supportés par une feuille résistive (voir figure I.9). L'onde incidente est parallèle au plan SRR, le champ magnétique étant perpendiculaire au réseau SRR. Un tel réseau SRR est placé sur une feuille résistive ayant une résistance de 377 Ω pour une adaptation d'impédance avec un 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 le trouve numériquement.

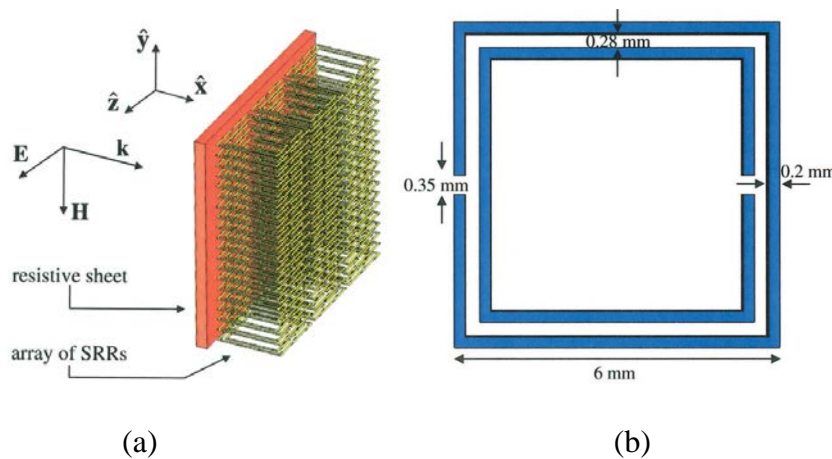


Figure I.9. (a) Absorbeur à base d'SRR (b) SRR simple [57].

Landy et al [56] ont proposé une structure sandwich planaire qui se compose de résonateurs annulaires électriques et de fils coupés séparés par un substrat FR4. Il s'agit du premier absorbeur de métamatériau rapporté avec une structure planaire. L'absorbance observée est élevée jusqu'à 96% à 11,65 GHz en simulation et 88% à 11,5 GHz en expérience.

c) Métamatériaux non linéaire

On peut réaliser ces métamatériaux grâce aux structures comprises quelques formes de matériaux à milieu non linéaire de fréquences optique. Leur rôle se concentre sur l'amélioration de la réponse faible de ces matériaux optiques ou bien l'effet de ces propriétés physiques par rapport au changement du champ électrique.

Il existe plusieurs approches pour fabriquer des métamatériaux non linéaires tout en incluant l'insertion d'éléments non linéaires[58], milieu hôte non linéaire [59], amélioration du champ local[58], lignes de transmission non linéaires [61], non-linéarité structurelle intrinsèque [62] et non-linéarité basée sur des cristaux liquides[63].

Dans les structures optiques, il semble plus faisable d'utiliser des substrats non linéaires, des superstrats ou des couches d'espacement diélectriques dans des structures multicouches métal-diélectrique. Ces approches sont étroitement liées à l'idée de fabriquer le 1^{er} métamatériau non linéaire par Zharov et al [59] en incorporant des méta-atomes dans des milieux hôtes non linéaires. Une telle amélioration serait d'une importance capitale, car les non-linéarités trouvées dans les matériaux optiques naturels sont faibles et limitent les applications possibles.

d) L'accordabilité

Une propriété principale de ce type de métamatériau est son potentiel pour commander arbitrairement le changement de la fréquence dans l'indice de réfraction.

L'accordabilité peut être obtenue en modifiant la forme, la taille et la composition des résonateurs de méta-atome ou de métamolécule individuels ou en manipulant les interactions en champ proche entre eux. L'utilisation des diodes varicap, Josephson junction, MEMS (Micro-ElectroMechanical Systems), NEMS (nano-ElectroMechanical Systems) et la technologie microfluidique afin de réaliser la fonction de reconfigurabilité qui a permis de proposer plusieurs conceptions en métamatériaux[58][64-66].

Les SRR non linéaires avec diodes varicap ont à la fois une conductivité et une capacité non linéaire. Ce qui montre la possibilité de variation de fréquences et une accordabilité dynamique [58]. Les diodes varactor (varicap) sont placées dans chaque élément de la structure.

En sélectionnant la fréquence de fonctionnement pour être proche de la résonance, on peut changer dynamiquement les propriétés de transmission du métamatériau, par exemple d'opaque à transparent, en faisant varier la puissance d'entrée.

La technologie microfluidique peut également être utilisée pour reconfigurer les MTM non linéaires [66]. Lorsqu'un liquide conducteur comme le mercure est injecté dans le réseau de métamolécules, leurs spectres électromagnétiques changent et une résonance magnétique est observée autour de 5.4GHz.

e) Métamatériaux acoustiques

L'influence de ces matériaux apparaît avec des ondes longitudinales associées aux vibrations, on peut voir que les métamatériaux acoustiques sont réalisés facilement tant que les ondes acoustiques sont très grandes par rapport aux ondes EM.

Les métamatériaux acoustiques peuvent être utilisés pour manipuler les ondes acoustiques qui sont régies par la loi du mouvement de Newton, l'équation de continuité du fluide et l'équation thermodynamique d'état. L'équation de l'onde acoustique dans un milieu homogène absent d'une source est donnée par [67] :

$$\nabla^2 P - \frac{\rho}{\kappa} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = 0 \quad (1.12)$$

Où P est la pression, ρ est la masse volumique et κ est le module d'élasticité isostatique du milieu.

Le coefficient de compressibilité est égal à l'inverse du module d'élasticité : $C=1/\kappa$ (1.13)

Donc l'analogie entre l'onde électromagnétique et l'onde acoustique spécialement au niveau de leurs deux paramètres constitutifs fait que la masse volumique peut remplacer la permittivité et le coefficient de compressibilité peut remplacer la perméabilité. Cette analogie est aussi observée au niveau d'applications car on peut trouver les phénomènes tels que la réfraction négative, la super-lentille et le camouflage dans les MTMs acoustiques.

La figure I.10 montre les différentes classes des matériaux acoustiques. Le quadrant supérieur droit est relatif aux matériaux acoustiques normaux. Les autres quadrants ont un ou les deux paramètres avec des valeurs négatives. La densité ou la compressibilité négative ne peut être obtenue que de manière dynamique [68]. La densité et la compressibilité effective fournissent

un moyen utile de visualiser la réponse globale d'une structure technique comme moyen efficace plutôt que d'utiliser l'impédance d'un système complexe.

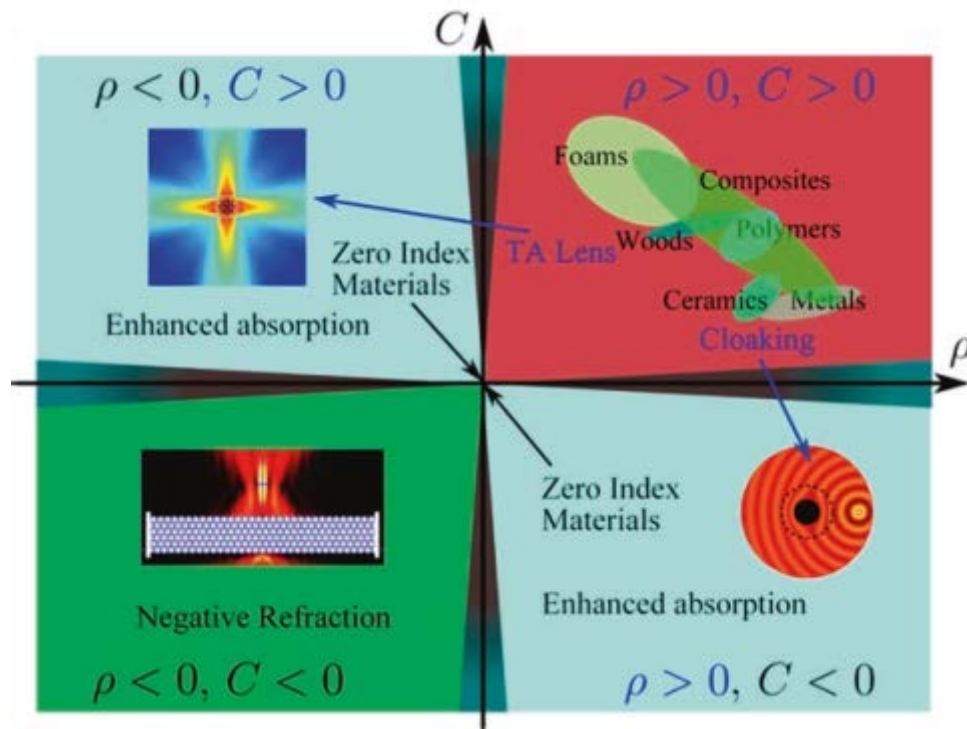


Figure I.10. Classement des matériaux acoustiques en fonction de leur masse volumique ρ et leur compressibilité C [68].

Le 1^{er} MTM acoustique a été développé par le groupe de P. Sheng et al dans l'an 2000 [69] qui ont présenté une structure cubique formé de billes de plomb enrobées d'un polymère présentant des propriétés effectives négatives pour la propagation des ondes mécaniques (phonons). Ce composite possède toutes les caractéristiques d'un matériau ayant dans certaines bandes de fréquence une compressibilité négative [70].

Les résultats obtenus par P. Shang illustre l'une des caractéristiques majeures du métamatériau acoustique, à savoir que ses propriétés effectives ne dépendent pas de l'arrangement de ses cellules élémentaires. Ils existent d'autres modèles pour obtenir une double négativité acoustique: systèmes en deux membranes arrangées sous la forme d'un galet [71], structure formée de masses et de ressorts [72,73], ligne de transmission composée de réseau de membranes [74].

I.3 Applications de structures périodiques

Nous distinguons deux catégories d'applications pour les structures périodiques selon leur fréquence de fonctionnement

I.3.1 Applications des structures périodiques en Optique

a) Hypercristaux photoniques pour contrôle de lumière

Les hypercristaux photoniques combinent les caractéristiques des métamatériaux hyperboliques (nanométriques) et des cristaux photoniques dans le même milieu, offrant de nouvelles façons de contrôler le rayonnement électromagnétique. Les exigences sur la maille élémentaire étant bien inférieures à la longueur d'onde pour les métamatériaux et de l'ordre de la longueur d'onde pour les cristaux photoniques rendent les deux approches incompatibles au sein d'un même environnement.

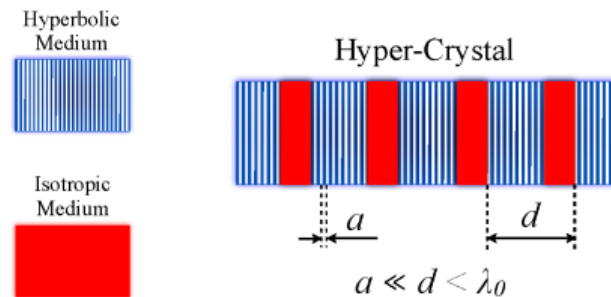


Figure I.11 hypercristal planaire [75].

Donc l'hypercristal est un matériau composite à motifs périodiques qui comprend un milieu hyperbolique (naturel ou artificiel) dans sa composition, avec la période d qui vérifie la condition $a \ll d \ll \lambda_0$ (voir figure I.11) [75].

Les hypercristaux peuvent être fabriqués en utilisant une variété de matériaux et de méthodes [76]. La figure I.12(a) montre quatre exemples de matériaux hyperboliques naturels. Dans le sens des aiguilles d'une montre à partir du haut se trouvent le saphir (hyperbolique en milieu IR), l'oxyde de cuivre supraconducteur bismuth strontium calcium (BSCCO) (hyperbolique en IR dans son état normal), le graphite (hyperbolique en IR et UV) et le bismuth (hyperbolique en -IR). La figure I.12(c) montre une réponse hyperbolique en empilant de couches fines conductrices et isolantes les unes sur les autres. L'encart montre l'image de microscopie électronique en transmission à balayage du métamatériau hyperbolique formé par des couches d'argent et de silicium. La figure I.12(e) montre un métamatériau hyperbolique à faibles pertes utilisant un réseau de nano tiges métalliques parallèles dans une matrice diélectrique

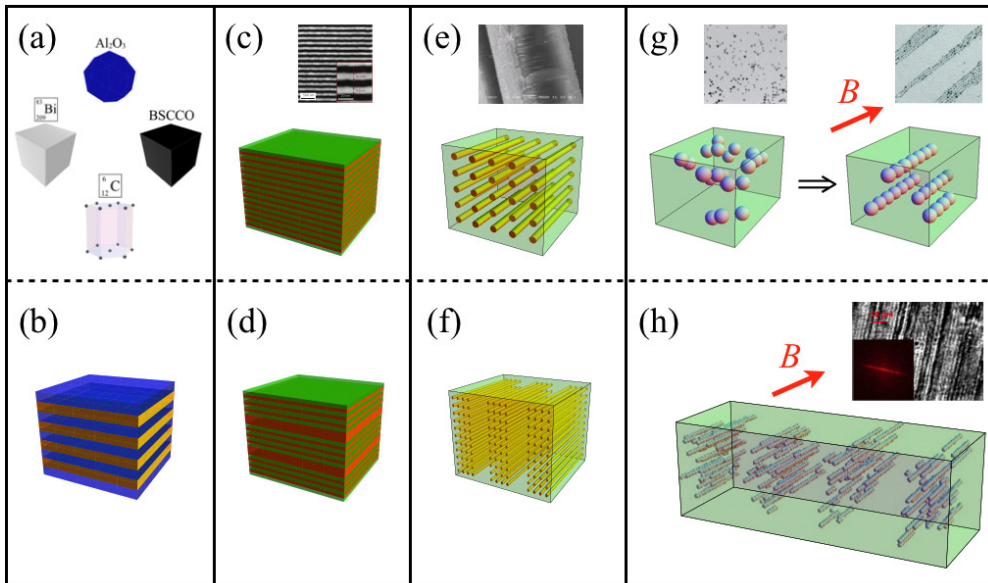


Figure I.12 Métamatériaux hyperboliques et leurs correspondants d'hypercristaux photoniques [74].

Les figures I.12(b) et I.12(d) montrent un hypercristal de conception plane, où les couches hyperboliques sont formées soit par des milieux naturels, tels que le saphir ou le polytype hexagonal de carbure de silicium, soit en utilisant des métamatériaux hyperboliques planaires existants. De même, une variation périodique de la densité des nano tiges peut transformer le composite de nano tiges hyperbolique en un hypercristal, comme le montre la figure I.12(f). Lorsqu'un fort champ magnétique externe est appliqué à un fluide métallique (un liquide qui contient des nanoparticules magnétiques), les nanoparticules magnétiques sous forme liquide des nano colonnes alignées parallèlement au champ magnétique, comme sur la figure I.12(g). En outre, dans un exemple frappant de formation de motif non linéaire, les ferrofluides présentent généralement une séparation de phase en phases riches en nanoparticules et pauvres en nanoparticules, comme sur la figure I.12(h).

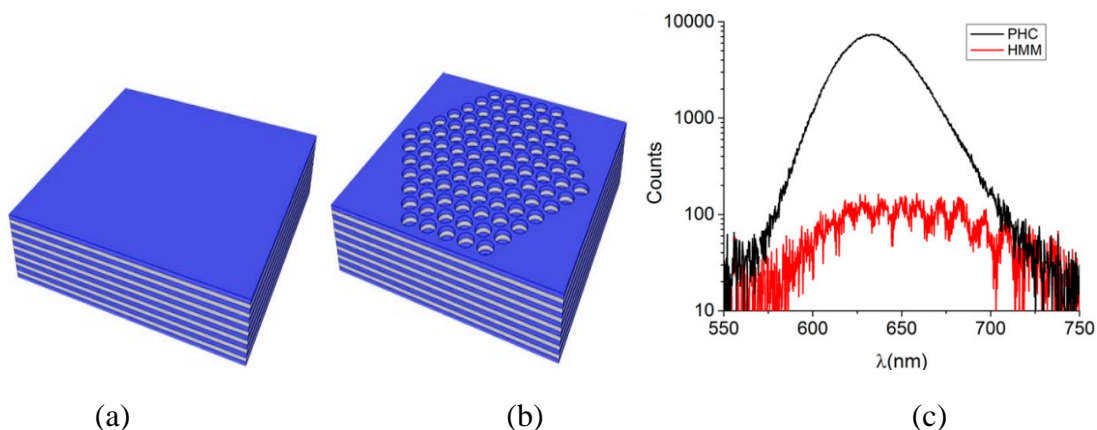


Figure I.13. (a) Schéma de MTM hyperbolique composé de périodes multiple d'Ag et d'Al₂O₃ (b) Schéma de l'hypercristal photonique (c) Spectre d'émission en régime permanent de MTM hyperbolique (courbe rouge) et d'hypercristal photonique (courbe noir) [77].

Les hypercristaux photoniques ont montré le potentiel pour des applications pratiques. Dans un exemple, le contrôle de l'interaction lumière matière a été démontré dans les travaux de [77]. Narimanov et al ont prouvé une augmentation de 20 fois de taux de rayonnement et 100 fois du découplage de la lumière des hypercristaux incorporés avec des points quantiques. La figure I.13(c) montre les spectres d'émission en régime permanent du MTM hyperbolique et de l'hypercristal photonique. Un facteur d'augmentation de 100 fois de l'intensité d'émission est observé. Un autre attribut important est que l'efficacité du découplage est un effet à large bande. Contrairement à un Cristal photonique conventionnelle qui repose sur une résonance à bande étroite.

b) Les fibres à cristaux photoniques pour application de capteurs

Les fibres à cristaux photoniques (FCP) sont constituées de structures diélectriques avec un indice de réfraction variant périodiquement à l'échelle des longueurs d'onde. Ces structures présentent des BIP, qui sont des intervalles de fréquence à l'intérieur desquels la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions [78]. La figure I.14 montre les différentes formes de fibre à cristaux photonique.

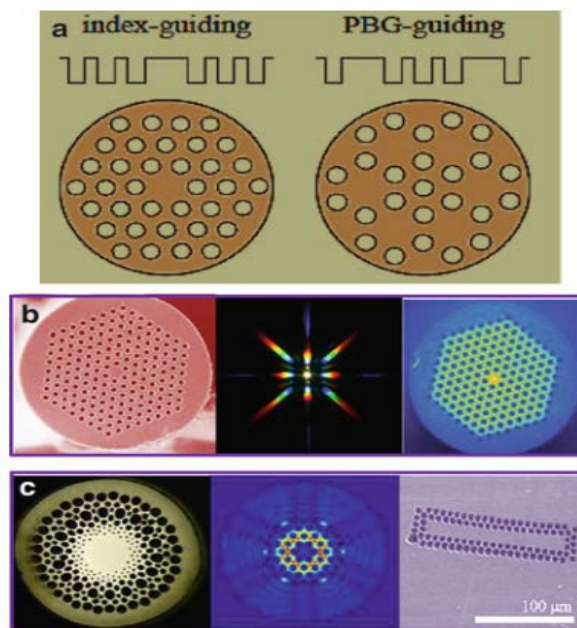


Figure I.14 schémas des différentes fibres de cristal photonique : (a) profils d'indice de réfraction du Fibre à cristaux photoniques à guidage d'indice et à bande interdite photonique (b) Fibre à cristaux photoniques monomode. (c) Fibre à cristaux photoniques à indice gradué.

Sultana et al [79] ont proposé un capteur terahertz chimique à base de FCP principalement pour la détection des boissons alcoolisées. Le FCP proposé consiste en une structure hexagonale avec tous les trous d'air de forme circulaire dans le revêtement et un réseau de trous d'air elliptiques à l'intérieur. La figure I.15 montre une coupe transversale du capteur proposé.

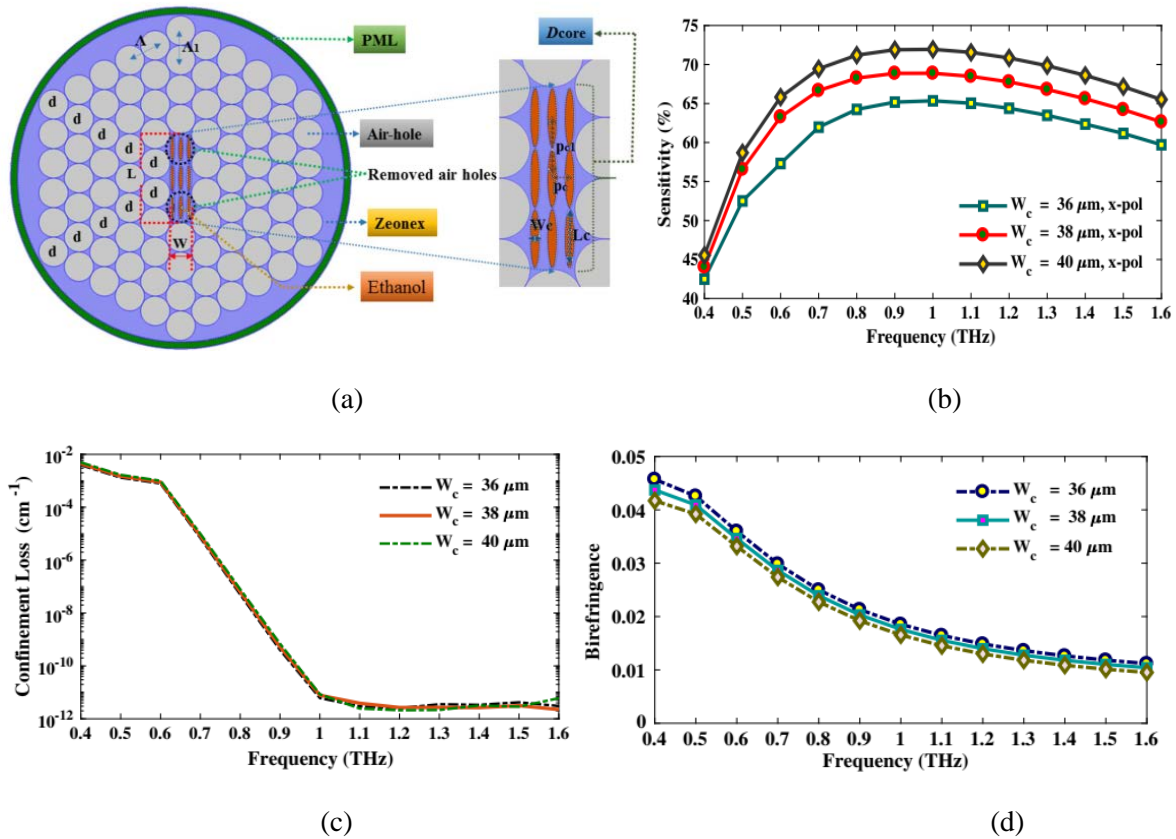


Figure I.15 (a) Coupe transversale du capteur térahertz (b), (c) et (d) courbes de sensibilité, perte de confinement et la biréfringence [79]

Dans un substrat Zeonex, ils ont introduit un réseau de trous d'air elliptiques dans une structure de réseau hexagonale modifiée. A part la haute sensibilité, la raison de l'utilisation de trous d'air de forme elliptique à l'intérieur du noyau est de rendre le capteur qualifié pour travailler sur des applications de maintien de polarisation des ondes térahertz. L'objectif est de rendre le capteur applicable non seulement dans la détection d'alcool, mais également dans le domaine de l'imagerie biomédicale et des applications de maintien de polarisation des ondes térahertz. Les résultats sont présentés dans la figure I.15 (b), (c) et (d) et montrent une sensibilité relative élevée de 68,87%, une biréfringence élevée de 0,0176 et une perte de confinement négligeable de $7,79 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-1}$ à 1 THz.

I.3.2 Applications des structures périodiques en hyperfréquences

a) Applications des Surfaces sélectives

a.1) Surface sélective en fréquence accordables

Les surfaces sélectives en fréquence sont traditionnellement fabriquées avec un procédé de fabrication de cartes de circuits imprimés sur des substrats rigides, ce qui se traduit généralement par des panneaux lourds et non conformes. Dans de nombreuses applications modernes du SSF dans les radômes, les antennes micro-ondes ou le blindage électromagnétique,

il existe une demande toujours croissante de surfaces sélectives en fréquence flexibles, peu coûteuses, légères et conformes. Par conséquent, toutes les surfaces sélectives de fréquence imprimées, flexibles et reconfigurables ont été développées et fabriquées avec des approches électroniques flexibles imprimées émergentes [80].

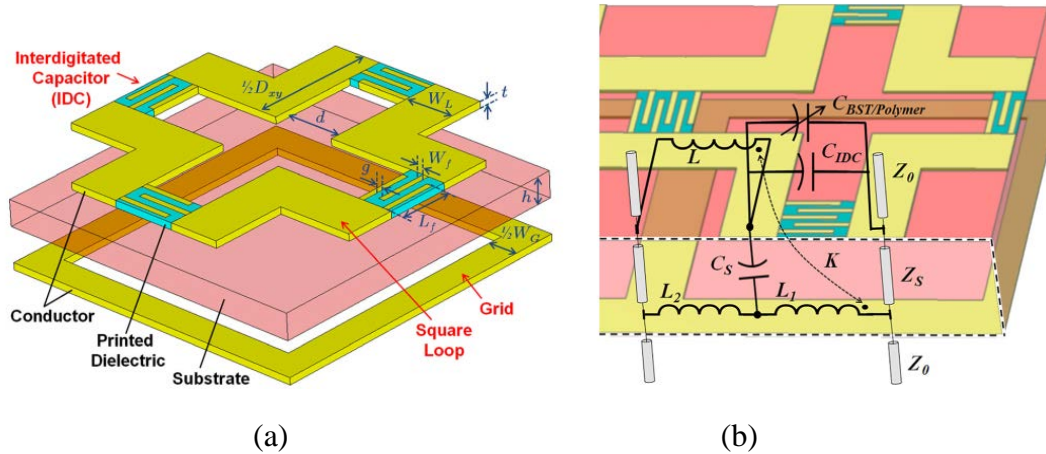


Figure I.16 Schéma du circuit imprimé en SSF (a) cellule unitaire avec capacités interdigités semi-localisés (IDC) remplis de manière additive d'un diélectrique imprimé. (b) Modèle de circuit équivalent de la cellule unitaire [80].

La figure I.16(a) montre la conception d'un SSF à éléments miniaturisés ($\lambda/10$) entièrement imprimés, flexibles et reconfigurables, où sa fréquence de résonance peut être réglée et son mode de fonctionnement peut être varié. La structure en SSF à deux couches de fils bouclés qui sont directement imprimées des deux côtés d'une feuille de polyamide Kapton de $25,4 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les capacités interdigités (IDC) et les diélectriques de copolymère de titanate de baryum strontium et d'oléfine cyclique (BST / COC) sont conçu pour le réglage de fréquence.

La figure I.16(b) montre un modèle de circuit équivalent pour la cellule unitaire de la structure du SSF. La grille de fils inférieure est modélisée avec deux éléments purement inductifs, L_1 et L_2 , car les bandes supportent les courants électriques générés par l'onde incidente. Leurs valeurs inductives dépendent de la largeur et de la longueur de la bande de grille et sont indépendantes de la polarisation en raison de la symétrie inhérente. Les boucles carrées sur le dessus sont modélisées avec une combinaison d'éléments inductifs et capacitifs.

Comme il est montré dans la figure I.17, les SSF permettent non seulement de décaler la fréquence de résonance d'un filtrage passe-bande du premier ordre, mais également de basculer le mode de fonctionnement d'un premier ordre à une double bande.

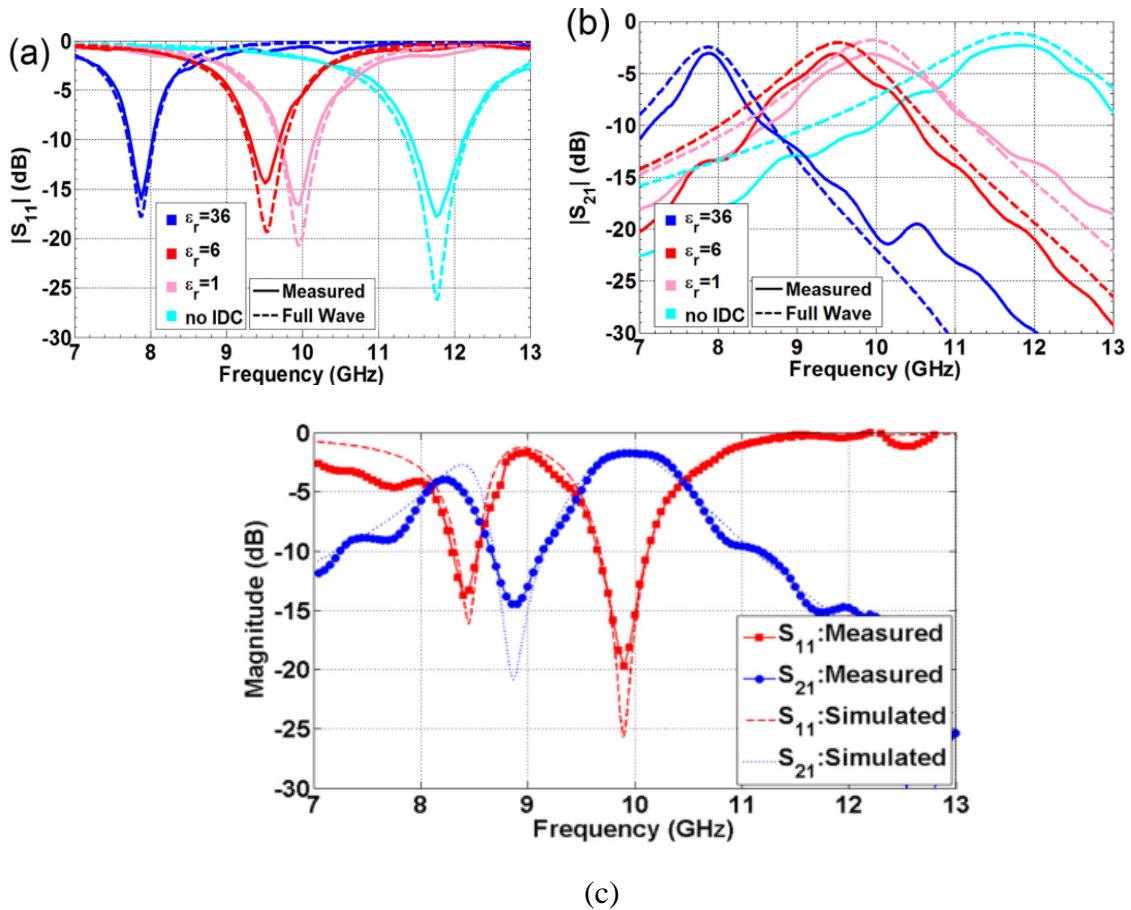


Figure I.17 (a) et (b) Simulations et mesures des paramètres S des SSF sans les capacités interdigités (c) Simulations et mesures des paramètres S des SSF proposée avec des condensateurs interdigités.

a.2) Surfaces sélectives en fréquence pour des antennes ULB

Les SSF à base de résonateurs sont utilisées comme plan de masse pour les antennes afin de supprimer efficacement les fluctuations d'ondes indésirables. Donc les surfaces sélectives en fréquence peuvent être utilisées comme superstrat pour améliorer les performances d'un certain nombre d'antennes.

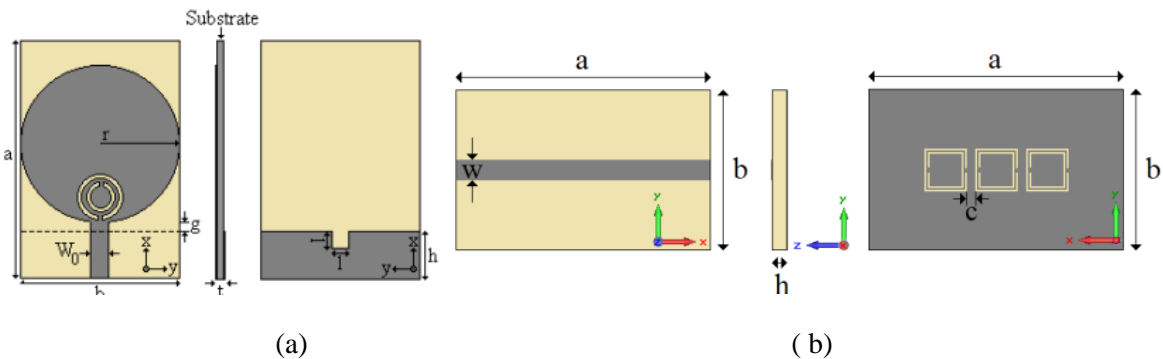


Figure I.18 (a) Antenne ULB Monopole avec des SRR. (b) Filtre coupe bande à base de CSRR.

Les interférences sont un gros problème pour les systèmes de communication à très large bande (ULB, 3,1–10,6 GHz). Comme les émetteurs ULB ne doivent pas causer d'interférences

électromagnétiques sur les systèmes de communication à proximité, deux solutions ont été proposées pour encocher cette bande [81].

La première solution est basée sur l'insertion d'une structure SRR parasite directement dans le patch de l'antenne. Un type d'SRR est fabriqué de cuivre métallique, et l'autre est un SRR de type fente (CSSR) où les anneaux sont des fentes sur un métal non magnétique, qui sont gravées dans le patch quadruple (figure I.18(a)).

La deuxième solution est un filtre ULB microruban soutenu par le CSRR placé sur la masse. Le support à base de CSRR a la propriété de permittivité effective négative et peut être utilisé pour rejeter une bande de fréquence indésirable. Le CSRR a une propriété de filtrage coupe-bande. De plus, les sous bandes coupées peuvent être modifiées en ajustant indépendamment la longueur de la fente en forme de C et les dimensions du CSRR (figure I.18(b)).

L'utilisation de systèmes ULB nécessite des antennes efficaces pour satisfaire des exigences de largeur de bande et fournir des caractéristiques de diagramme de rayonnement acceptables sur tout le spectre ULB désigné (Fig. I.18(a)). Il est acceptable que pour que les antennes soient classées comme ultra-large bande, l'exigence sera de satisfaire des largeurs de bande fractionnaires minimales d'au moins 20% ou 500 MHz ou plus [82].

I.4 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté un état de l'art sur les structures périodiques et leur évolution dans le domaine microondes et optiques. En particulier l'existence des bandes interdites que ce soit en photoniques ou en électromagnétiques.

Nous avons présenté aussi les structures à métamatériaux d'une manière détaillée en commençant par un historique d'évolution des métamatériaux et puis nous avons montré les différents types de métamatériaux. Nous avons présenté d'abord la classification des métamatériaux par les paramètres physiques tels que la permittivité et la perméabilité. Ensuite une deuxième classification est donnée basée sur la fréquence de fonctionnement et le phénomène physique dominant dans la structure. Selon la fréquence nous avons montré des métamatériaux microonde, optiques et terahertz dans différentes applications. Selon le phénomène physique nous avons illustrés quelques catégories de métamatériaux avec des propriétés tel que la chiralité, l'absorption électromagnétique, la non linéarité, l'accordable et enfin les métamatériaux à effets acoustiques.

Pour terminer ce chapitre nous avons illustré des exemples d'applications de structures périodiques en optique à l'instar des Hypercristaux photoniques et les fibres à cristaux photoniques pour application de capteur. Dans la gamme microondes, nous avons abordé des surfaces sélectives en fréquences pour application d'accordabilité de fréquence et d'antennes Ultra large bande.

Bibliographie du chapitre 1

- [1] L. Brillouin, "Wave propagation in periodic structures," Mc Graw-Hill, New-York, 1946.
- [2] C. R. Burrows, "The History of Radio Wave Propagation up to the End of World War I," in Proceedings of the IRE, vol. 50, no. 5, pp. 682-684, May 1962.
- [3] Patrice Tchofo Dinda, Pierre Mathey, "Electromagnétisme: Ondes et propagation guidée," Dunod, ISBN 978-2-10-076850-9, 2017.
- [4] J. B. Andersen, "History of Communications/Radio Wave Propagation from Marconi to MIMO," in IEEE Communications Magazine, vol. 55, no. 2, pp. 6-10, February 2017.
- [5] André Authier, "Une découverte qui a changé le monde: la diffraction des rayons X," Magasine Reflets de la Physique n° 39, 2013.
- [6] Christophe Adessi, Cours de Physique du Solide, "Matériaux et Ingénierie des Surfaces," Université de Claude Bernard, Lyon, 2020.
- [7] S. Guenneau, A. Nicolet, F. Zolla, and S. Lasquelles, "Numerical and Theoretical Study of Photonic Crystal Fibers," Progress In Electromagnetics Research, Vol. 41, 271-305, 2003.
- [8] K. Billona, M. Ouisse, E. Sadoulet-Reboula, M. Collet, "Outils numériques pour la simulation de propagation d'ondes dans les structures périodiques amorties," 22ème Congrès Français de Mécanique, Lyon, Août 2015.
- [9] L. Rayleigh, "On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure", Philosophical Magazine, 24(147):145–159, 1887.
- [10] J.-M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.-M. Gerard, D. Maystre, A. Tchel'nov, "Photonic Crystals Towards Nanoscale Photonic Devices", ISBN 978-3-540-78347-3, 2008.
- [11] Ulrich Gottlieb et al, Cours physique des solides, "Électrons dans un potentiel périodique : bandes d'énergie", INP Grenoble, 2013.
- [12] Charles Caër, "Cristaux photoniques à fente : vers une photonique silicium hybride à exaltation localisée du champ électromagnétique," Thèse de doctorat de l'Université de Paris Sud, 2013.
- [13] John D. Joannopoulos et al, "Photonic crystals: molding the flow of light," ISBN: 978-0-691-12456-8, by Princeton University Press, 2008.

- [14] Steven G. Johnson and J. D. Joannopoulos, “Introduction to Photonic Crystals: Bloch’s Theorem, Band Diagrams, and Gaps”, Cours de l’MIT, USA, 2003.
- [15] Michael Sarrazin. “Etude de propriétés optique liées à la transmission de cristaux photoniques bidimensionnels”. Thèse de doctorat de l’Université de Franche Comté, 2002.
- [16] DESIERES Yohan, “Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon ”, thèse de doctorat de l’INSA de Lyon, 2001.
- [17] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid state physics”, Physical Review Letters, vol. 58, n°20, p2059-2062, 1987
- [18] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, “Photonic band structure : The face-centered-cubic case”, Journal of the Optical Society of America A, vol. 7, no. 9, pp. 1792–1800, September 1990.
- [19] G. Marconi and C. S. Franklin, “Reflector for use in wireless telegraphy and telephony”, <http://www.uspto.gov/>, April 1919.
- [20] B. A. MUNK, “Frequency Selective Surfaces: Theory and Design”, Wiley-Interscience Publication, 2000.
- [21] Wu. T, “Frequency Selective Surfaces. In Encyclopedia of RF and Microwave Engineering," K. Chang Ed, 2005.
- [22] Wenshan Cai, Vladimir Shalaev, “Optical Metamaterials”, Fundamentals and Applications, volume 1, Springer, 2010, pp2-4, 59-60, 78, 101-102.
- [23] Lord Rayleigh Sec. R.S, “ LVI. On the influence of obstacles arranged in rectangular order upon the properties of a medium , ” Philosophical Magazine Series 5, 34:211, 481-502, 1892.
- [24] Yang Hao, “Raj Mittra, FDTD Modeling of Metamaterials”, Theory and Applications, Vol1, issue1, 2009, pp 2-13.
- [25] I. V. Lindell, A. H. Sihvola and J. Kurkijarvi, “Karl F. Lindman: the last Hertzian, and a harbinger of electromagnetic chirality, ” in IEEE Antennas and Propagation Magazine, vol. 34, no. 3, pp. 24-30, June 1992.
- [26] Jichun Li, Yunqing Huang, “Time-Domain Finite Element Methods for Maxwell's Equations in Metamaterials”, vol.43, pp. 1-2, Springer, 2013.
- [27] J. B. Pendry, “Negative refraction makes perfect lens ”, Phys. Rev. Lett., vol. 85, pp. 3966-3969, 2000.

- [28] Boudarham Guillaume, “Nanooptique avec des électrons rapides : métamatériaux, formulation modale de l’EMLDOS pour des systèmes plasmoniques”, thèse de doctorat de l’UPMC, Paris ,2011.
- [29] Shigeki Takeda, Takashi Yoshinaga, “Left-Handed Metamaterial Technologies Significant for Information and Communication Devices”, Science & Technology Trends ,Quarterly Review No.34, December 2009.
- [30] Smith DR, Padilla WJ, Vier DC, Nemat-Nasser SC, Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. Phys Rev Lett. 2000 May 1;84 (18): 4184-7.
- [31] Shekhar, P., Atkinson, J. & Jacob, Z. Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications. Nano Convergence 1, 14 (2014).
- [32] Shalaev VM, Cai W, Chettiar UK, Yuan HK, Sarychev AK, Drachev VP, Kildishev AV. “Negative index of refraction in optical metamaterials”. Optical Letters, vol. 30, no. 24, pp. 3356-3358, 2005.
- [33] Zhang S, Fan W, Panoiu NC, Malloy KJ, Osgood RM, Brueck SR. “Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials”. Phys Rev Lett. vol. 95, no. 13:137404, 2005.
- [34] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, C. M. Soukoulis, and S. Linden, “From magnetic atoms to low-loss negative-index metamaterials at telecommunication wavelengths,” in Conference on Lasers and Electro-Optics, California, 2006.
- [35] Dolling G, Enkrich C, Wegener M, Soukoulis CM, Linden S. “Simultaneous negative phase and group velocity of light in a metamaterial”, Science, vol. 312, no. 5775, pp. 892-896, Mai 2006.
- [36] Podolskiy, V. A., Sarychev, A. K., and Shalaev, V. M., “Plasmon Modes in Metal Nanowires and Left-Handed Materials”, Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials, vol. 11, no. 1, pp. 65–74, 2002.
- [37] S. O’Brien, D. McPeake, S. A. Ramakrishna, and J. B. Pendry, “Near-infrared photonic band gaps and nonlinear effects in negative magnetic metamaterials”, Phys. Rev. B 69, 241101(R), 2004.
- [38] Shvets G, Urzhumov YA. “Engineering the electromagnetic properties of periodic nanostructures using electrostatic resonances”. Phys Rev Lett, vol. 93, no. 24:243902. 2004.
- [39] M. L. Povinelli, Steven G. Johnson, and J. D. Joannopoulos, “ Toward photonic-crystal metamaterials: Creating magnetic emitters in photonic crystals ”, Appl. Phys. Lett. 82, 1069 ,2003.
- [40] A. Alù, A. Salandrino, and N. Engheta, “Negative effective permeability and left-handed materials at optical frequencies,” Opt. Express 14, 1557-1567,2006.

- [41] W. Withayachumnankul et al., “T-Ray Sensing and Imaging,” in Proceedings of the IEEE, vol. 95, no. 8, pp. 1528-1558, 2007.
- [42] Withayachumnankul W, Abbott D, “Metamaterials in the terahertz regime”. IEEE Photon J, vol. 1, no. 2, pp. 99–118, 2009
- [43] T. J. Yen, W. J. Padilla, N. Fang, D. C. Vier, D. R. Smith, J. B. Pendry, D. N. Basov, X. Zhang, “ Terahertz Magnetic Response from Artificial Materials”, Science, vol. 303, no. 5663, pp. 1494-1496, Mars 2004.
- [44] J. Pendry, A. Holden, D. Robbins, and W. Stewart, “Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena,” IEEE transactions on microwave theory and techniques, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, 1999.
- [45] Han NR, Chen ZC, Lim CS, Ng B, Hong MH , “ Broadband multi-layer terahertz metamaterials fabrication and characterization on flexible substrates”, Opt Express, vol. 19, no. 8, pp. 6990–6998, 2011.
- [46] Moser HO, Casse BD, Wilhelmi O, Saw BT. “Terahertz response of a microfabricated rod-split-ring-resonator electromagnetic metamaterial”. Phys Rev Lett, vol. 94, no. 6:063901, 2005.
- [47] H. O. Moser, J. A. Kong, L. K. Jian, H. S. Chen, G. Liu, M. Bahou, S. M. P. Kalaiselvi, S. M. Maniam, X. X. Cheng, B. I. Wu, P. D. Gu, A. Chen, S. P. Heussler, Shahrain bin Mahmood, and L. Wen, “Free-standing THz electromagnetic metamaterials, ” Opt. Express 16, 13773-13780 (2008)
- [48] Pendry JB. “A chiral route to negative refraction”. Science, vol. 306, no. 5700, pp. 1353-1357, 2004.
- [49] S. Tretyakov , I. Nefedov , A. Sihvola , S. Maslovski and C. Simovski , “Waves and Energy in Chiral Nihility ,” Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 17:5, 695-706, 2003.
- [50] E. Plum, J. Zhou, J. Dong, V. A. Fedotov, T. Koschny, C. M. Soukoulis, and N. I. Zheludev, “ Metamaterial with negative index due to chirality ”, Phys. Rev. B 79, 035407 – 2009.
- [51] Shuang Zhang, Yong-Shik Park, Jensen Li, Xinchao Lu, Weili Zhang, and Xiang Zhang, “ Negative Refractive Index in Chiral Metamaterials”, Phys. Rev. Lett. 102, 023901–2009.
- [52] A. V. Rogacheva, V. A. Fedotov, A. S. Schwanecke, and N. I. Zheludev, “ Giant Gyrotropy due to Electromagnetic-Field Coupling in a Bilayered Chiral Structure ”, Phys. Rev. Lett. 97, 177401 –2006
- [53] M. Decker, M. W. Klein, M. Wegener, and S. Linden, “Circular dichroism of planar chiral magnetic metamaterials,” Opt. Lett. 32, 856-858, 2007.

- [54] R. Zhao, Th. Koschny, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis, "Comparison of chiral metamaterial designs for repulsive Casimir force", *Phys. Rev. B* 81, 235126 –June 2010.
- [55] R. Zhao, L. Zhang, J. Zhou, Th. Koschny, and C. M. Soukoulis, "Conjugated gammadion chiral metamaterial with uniaxial optical activity and negative refractive index ", *Phys. Rev. B* 83, 035105, 2011.
- [56] Landy NI, Sajuyigbe S, Mock JJ, Smith DR, Padilla WJ. "Perfect metamaterial absorber". *Physical Review Letters*, vol. 100, no. 20:207402, 2008.
- [57] Bilotti F, Nucci L, Vegni L. "An SRR based microwave absorber". *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 48, no. 11, pp. 2171-2175, 2006.
- [58] Ilya V. Shadrivov, Alexander B. Kozyrev, Daniel. van der Weide, and Yuri S. Kivshar, "Nonlinear magnetic metamaterials," *Opt. Express*, vol. 16, no. 25, pp.20266-20271,2008.
- [59] Zharov AA, Shadrivov IV, Kivshar YS "Nonlinear properties of left-handed metamaterials". *Phys Rev Lett*, vol. 91, no. 3:037401, 2003.
- [60] Zheludev, N. I. and Emel'yanov, V. I., "Phase matched second harmonic generation from nanostructured metallic surfaces,"*Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 6, no. 1, pp. 26–28, 2004.
- [61] Alexander B. Kozyrev, Ilya V. Shadrivov, and Yuri S. Kivshar , "Soliton generation in active nonlinear metamaterials," *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 08:084105, 2014.
- [62] M. Liu, Y. Sun, D. A. Powell, I. V. Shadrivov, M. Lapine, R. C. McPhedran, and Y. S. Kivshar, "Twists and shifts make nonlinear metamaterials," in 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference.
- [63] Minovich A et al, "Liquid crystal based nonlinear fishnet metamaterials,"*Appl Phys Lett*, vol. 100, no. 12:121113, 2012.
- [64] 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.
- [65] Gil, M., Gil, I., Bonache, J., García-García, J. and Martín, F. (2006), "Metamaterial transmission lines with extreme impedance values". *Microw. Opt. Technol. Lett*, vol. 48, no. 12, pp. 2499-2506.
- [66] T. Serkan Kasirga, Y. Nuri Ertas, and Mehmet Bayindir , "Microfluidics for reconfigurable electromagnetic metamaterials" , *Applied Physics Letters*, vol. 95, 214102 ,2009.
- [67] Erik Salomons, "Computational Atmospheric Acoustics", Springer, ISBN: 978-1-4020-0390-5, January 2001.

- [68] Haberman, M. R. & Guild, M. D. “Acoustic metamaterials”, *Phys. Today*, vol. 69, no. 6, pp. 42–48, 2016.
- [69] Tim Still, M. Oudich, G. K. Auerhammer, D. Vlassopoulos, B. Djafari-Rouhani, G. Fytas, and P. Sheng , “ Soft silicone rubber in phononic structures: Correct elastic moduli”, *Phys. Rev. B* , vol. 88, no. 9, 094102 –2013.
- [70] Liu Z, Zhang Z, Mao Y, Zhu YY, Yang Z, Chan CT, Sheng P , “Locally resonant sonic materials”. *Science*, vol. 289, no. 5485, pp. 1734–1736, 2000.
- [71] Min Yang, Guancong Ma, Zhiyu Yang, and Ping Sheng, “Coupled Membranes with Doubly Negative Mass Density and Bulk Modulus”, *Phys. Rev. Lett*, vol 110, no. 13 :134301, 2013.
- [72] X. N. Liu, G. K. Hu, G. L. Huang, and C. T. Sun , “An elastic metamaterial with simultaneously negative mass density and bulk modulus”, *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 25:251907, 2011.
- [73] Richoux O, Tournat V, Le Van Suu T. “Acoustic wave dispersion in a one-dimensional lattice of nonlinear resonant scatterers”. *Phys Rev E*, vol. 75, no. 2:026615, 2007.
- [74] S H Lee, C M Park, Y M Seo, Z G Wang, and C K Kim , “Composite Acoustic Medium with Simultaneously Negative Density and Modulus,” *Physical Review Letters*, vol 104, issue 5, 2010.
- [75] E. E. Narimanov, “Photonic hyper-crystals,” 2014 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) - Laser Science to Photonic Applications, pp. 1-2, San Jose, CA, USA, 2014.
- [76] E. E. Narimanov, “Topological transitions in photonic hypercrystals,” 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (Metamaterials), pp. 229-231, Oxford, UK, 2015.
- [77] T. Galfsky, E. E. Narimanov, and V. M. Menon, “Photonic hypercrystals for controlled enhancement of radiation from quantum emitters,” in Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (online), Optical Society of America, 2016, paper FM1D.1.
- [78] Lucas Labadie and Oswald Wallner, “Mid-infrared guided optics: a perspective for astronomical instruments,” *Opt. Express* 17, 1947-1962 ,2009.
- [79] Jakeya Sultana, Md. Saiful Islam, Kawsar Ahmed, Alex Dinovitser, Brian W.-H. Ng, and Derek Abbott, “Terahertz detection of alcohol using a photonic crystal fiber sensor,” *Appl. Opt.*, vol. 57, no. 10, pp. 2426-2433, 2018.
- [80] Haghzadeh M, Akyurtlu. A, “All-printed, flexible, reconfigurable frequency selective surfaces,”. *J Appl Phys*, vol. 120, no. 18:184901, 2016.

[81] Davi Bibiano Brito , “Metamaterial inspired improved antennas and circuits, ” Thèse de doctorat de l'Université Fédérale do Rio Grande do Norte en cotutelle avec Telecom de Paris, Brésil, 2010.

[82] Allen B, Dohler M, Okon E, Malik W, Brown A, Edwards D, “Ultra wideband antennas and propagation for communications”. Radar and Imaging, Wiley-Blackwell, 2006.

CHAPITRE II

Etude et Caractérisation des structures à métamateriau

II.1 Introduction

Une étude paramétrique sera proposée dans ce chapitre dans le but d'optimiser une structure périodique à base de métamatériaux (MTMs) et plus précisément trouver des configurations optimales des résonateurs SRR pour la réalisation de certain type de capteur.

Un rappel sur les matériaux et leurs différentes classes ainsi que sur les propriétés générales des matériaux électromagnétiques typiques sera donné. Les matériaux sont classés selon trois paramètres physiques : la permittivité, la perméabilité et la conductivité ; avec cela nous pouvons distinguer plusieurs catégories de matériaux.

Les matériaux amagnétiques ont une perméabilité égale à celle du vide. Les exemples les plus courants sont les diélectriques et les matériaux piézoélectriques. On peut inclure également la plupart des matériaux conducteurs ou semi-conducteurs.

Les matériaux magnétiques présentent une perméabilité relative non unitaire, et souvent tensorielle. Selon leurs valeurs de perméabilité, les matériaux appartiennent à trois catégories : les matériaux diamagnétiques caractérisé par une perméabilité μ inférieur à la perméabilité du vide, les matériaux paramagnétiques où la perméabilité μ supérieur ou égale à la perméabilité du vide et enfin les matériaux hautement magnétiques comprenant principalement des matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques.

Les milieux hétérogènes sont quant à eux constitués des matériaux de propriétés électriques et magnétiques différentes. Pour les utiliser dans des applications la notion des paramètres effectifs est adoptée dans des techniques d'homogénéisation. Un milieu homogénéisé remplace alors le milieu réel, avec comme paramètres physiques permittivité effective perméabilité effective.

Un exemple bien connu est celui des plasmas dont la permittivité effective peut être négative ou positive, dépendant de la fréquence de fonctionnement et de la fréquence de plasma qui est une caractéristique physique d'un milieu plasma.

Dans les structures périodiques on peut citer le réseau de tiges métalliques parallèles de rayons très fins, dont la permittivité effective est similaire à celle d'un plasma de faible densité. Les structures périodiques avec une perméabilité négative comprennent les matériaux artificiels magnétiques structurés par des résonateurs à anneaux fendus ou des rouleaux Suisse. Après leur développement dans la fin des années 90, ces résonateurs sont très utilisés grâce à la technologie des circuits imprimés, à la diversité des formes proposés et aussi à leur faible coût et fabrication facile spécialement dans la gamme microondes.

La combinaison dans un milieu composite de fil mince avec une permittivité effective négative, et des structures résonantes en anneau fendue (SRR pour Split Ring Resonator) avec perméabilité effective négative peut donner lieu à un milieu effectif d'indice de réfraction négatif. Des structures alternatives de MTM utilisant d'autres systèmes ont été proposées par des équipes de recherche. L'utilisation de particules en forme d'oméga ou de la lettre "S" orientées alternativement, où la fréquence de résonance magnétique et la résonance dipolaire électrique coïncident, a également été proposée.

Dans ce travail nous nous focalisons sur l'approche globale qui se base sur l'extraction des paramètres effectifs d'une structure périodique à partir des paramètres observables ou mesurables comme les paramètres S qui peuvent être mesurés ou simulés quand une onde électromagnétique se propage à travers cette structure. Dans notre cas on exploitera les résultats des simulations obtenus à l'aide des logiciels comme HFSS.

On passera en revue les méthodes les plus utilisés selon l'approche globale pour extraire les paramètres effectifs du métamatériau. La procédure classique la plus évoquée pour effectuer l'extraction des paramètres effectifs est connue sous le nom de méthode de Nicolson-Ross-Weir. Cette méthode est basée sur l'inversion des équations de Fresnel des coefficients de réflexion et de transmission en onde plane pour des couches de milieux continus. Des approches dérivées de la méthode NWR ont été développées quand les conditions d'application des ondes planes ne sont plus valables, comme dans des structures à base des lignes de transmission planaires, ou encore des exemples de métamatériaux. Nous présentons aussi la méthode de dispersion et la méthode de Scher et Kuester qui pourraient être très efficace pour certaine gamme de fréquences et aussi pour plusieurs configurations de métamatériaux.

Pour finir ce chapitre, des exemples concrets d'utilisation des métamatériaux pour le développement des applications innovantes en hyperfréquence et en optique seront présentés.

II.2 Caractérisation des métamatériaux

II.2.1 Description générale des milieux

Les interactions entre un matériau et les champs électromagnétiques obéissent aux équations de Maxwell, ainsi que les lois de constitutions du point de vue macroscopique [1] :

$$\nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t + \mathbf{J} \quad \text{avec } \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega (\varepsilon - j\sigma/\omega) \mathbf{E} \quad (2.1')$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \quad \text{avec } \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mathbf{B} \quad (2.2')$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

Où \mathbf{E} est le vecteur du champ électrique, \mathbf{H} est le vecteur du champ magnétique, ε est la permittivité diélectrique du milieu, μ est la perméabilité magnétique du milieu et ρ est la densité volumique de charge.

(2.1') et (2.2') présentent les équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel considérant une variation temporelle sinusoïdale de pulsation $\omega = 2\pi f$.

Les équations (2.1) à (2.4) indiquent que les réponses d'un matériau électromagnétique aux champs électromagnétiques sont déterminées essentiellement par trois paramètres constitutifs, à savoir la permittivité ε , la perméabilité μ et la conductivité σ .

Selon ces trois paramètres physiques et de point de vue macroscopique, nous pouvons distinguer plusieurs catégories de matériaux [2] : matériaux conducteurs, semi-conducteurs et diélectriques, matériaux magnétiques.

Nous détaillons les propriétés générales des matériaux électromagnétiques typiques : les diélectriques, les matériaux magnétiques et les matériaux artificiels. La connaissance des propriétés générales des matériaux électromagnétiques est utile pour comprendre les systèmes de mesure et de caractérisation des matériaux, et les relations entre des grandeurs mesurées et les paramètres des matériaux.

Matériaux décrits uniquement par leur permittivité

Si nous disons qu'un matériau ne peut être décrit que par sa permittivité, on entend que le matériau a une perméabilité égale à celle du vide et donc que la relation entre \mathbf{B} et \mathbf{H} est :

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.5)$$

On parle également de matériaux amagnétiques. Les exemples les plus courants de ces matériaux naturels sont les diélectriques, la plupart des conducteurs, les semi-conducteurs et les

matériaux piézoélectriques. Nous allons décrire les conducteurs et les matériaux diélectriques qui seront plus important pour l'intérêt de la thèse et aussi par rapport l'implication de la permittivité dans ces matériaux.

Les conducteurs

Les conducteurs ont une conductivité très élevée, entre 10^4 à 10^8 $(\Omega m)^{-1}$. A côté de conducteurs réels nous avons besoin également d'un modèle de référence, appelé conducteur parfait (PEC pour Perfect Electric Conductor), disposant d'une conductivité infinie, pour établir des solutions théoriques des équations de Maxwell. Le conducteur parfait fait référence à un matériau à l'intérieur où il n'y a pas de champ électrique à aucune fréquence. Les équations de Maxwell garantissent qu'il n'y a pas non plus champ magnétique variant dans le temps dans un conducteur parfait [2].

Cependant il existe des conducteurs de conductivité infinie dans la vie réelle, sous certaines conditions certes. Ce sont des supraconducteurs. Les supraconducteurs ont des propriétés électromagnétiques très spéciales. Pour les champs électriques à courant continu, leur conductivité est pratiquement infinie ; mais pour des champs électromagnétiques en haute fréquence, ils ont des conductivités complexes.

Si nous supposons que le milieu suit la loi d'Ohm et a une permittivité ϵ_0 , la densité de courant libre J et le champ de déplacement électrique D sont liés avec le champ électrique E par :

$$\mathbf{J}(\omega) = \sigma(\omega) \mathbf{E}(\omega) \quad (2.6)$$

Pour les conducteurs, aux basses fréquences ($\omega \ll \nu$), le tenseur de permittivité est exprimé en fonction de la conductivité comme [3] :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \sigma(\omega) / j \omega \quad (2.7)$$

Les matériaux diélectriques

Un matériau est considéré comme diélectrique s'il ne contient pas de charges libres ; cela signifie que le milieu diélectrique ne peut pas conduire le courant électrique de façon significatif.

Dans les diélectriques, les molécules se polarisent sous l'effet du champ électromagnétique environnant, conduisant à la polarisation du milieu diélectrique. La polarisation induite est une fonction complexe en fonction du champ électrique qui peut être écrite sous forme de série Taylor. En supposant le champ électrique petit, seuls les premiers termes d'expansion doivent être conservés, dont l'expression communément admise est [4] :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}(\mathbf{E}) \quad (2.8)$$

Le champ de déplacement électrique D dépend de la polarisation P dans le matériau qui est une fonction du champ électrique appliqué. La polarisation est le moment des charges électriques dans un volume unitaire. Pour chaque fréquence, la réponse sera différente et s'exprime par [4] :

$$P(\omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) E(\omega) \quad (2.9)$$

En combinant les équations (2.8) et (2.9) nous obtenons :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 (1 + \chi(\omega)) \quad (2.10)$$

Où χ est la susceptibilité électrique. Si le matériau diélectrique n'est pas isotrope, χ devient un tenseur $\overline{\chi}$. Ce sera le cas de plusieurs structures de métamatériaux.

Les propriétés diélectriques de la plupart des matériaux varient considérablement avec la fréquence des champs électriques. D'un point de vue physique, elle est liée à une variété de phénomènes tels que la conduction ionique, la relaxation dipolaire, la polarisation atomique et la polarisation électronique [5]. Dans le domaine fréquentiel on utilise une fonction complexe, avec des composantes réelles et imaginaires :

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (2.11)$$

Les parties réelle ϵ' et imaginaire ϵ'' ne sont pas constantes. Elles dépendent de la fréquence, mais aussi de la température et de l'humidité [6], [7].

La tangente de perte est aussi l'une des propriétés des matériaux diélectriques qui s'écrit :

$$\text{tg}\delta = \epsilon'' / \epsilon' \quad (2.12)$$

Les études initiées par Debye (1929) puis développée par Cole-Cole (1941) donnent lieu à une formule mathématique [8,9] :

$$\epsilon_r' = \epsilon_r(\infty) + \frac{\epsilon_r(0) - \epsilon_r(\infty)}{1 + (\omega\tau_d)^2} \quad (2.13)$$

$$\epsilon_r'' = (\epsilon_r(0) - \epsilon_r(\infty)) \frac{\omega\tau_d}{1 + (\omega\tau_d)^2} \quad (2.14)$$

$$\text{tg}\delta_d = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} = \frac{[\epsilon_r(0) - \epsilon_r(\infty)]\omega\tau_d}{\epsilon_r(0) - \epsilon_r(\infty) + \epsilon_r(\infty)[1 + (\omega\tau_d)^2]} \quad (2.15)$$

Où $\epsilon_r(0)$ est la constante diélectrique statique, $\epsilon_r(\infty)$ est la limite de la constante diélectrique quand la fréquence tend vers infinie. $\epsilon_r(0) - \epsilon_r(\infty) = \Delta\epsilon$ est l'intensité de la relaxation diélectrique ; ω est la fréquence angulaire ; τ est la valeur principale de temps relaxation et α est le paramètre de distribution.

Ces formules seront utilisées dans le prochain chapitre pour le calcul de la permittivité relative complexe de liquides connues, de mélange de liquides ou de solutions aqueuses dans le processus de la caractérisation de matériau sous test.

Matériaux magnétiques ; décrits uniquement par leur perméabilité

On appelle matériaux magnétiques tous les milieux susceptibles de s'aimanter dans un champ magnétique ou de créer un champ magnétique propre [10].

La perméabilité magnétique μ d'un matériau caractérise la relation entre le champ magnétique H environnant et l'induction magnétique B due à la présence de H dans le matériau :

$$\mu = \mu_0 \mu_r = \vec{B}/\vec{H} \quad (2.16)$$

Un exemple de ferrite polarisé a une perméabilité tensorielle qui peut être représentée par le tenseur de Polder [11].

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & jk & 0 \\ -jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

La perméabilité effective définie dans cette configuration est $\mu_{eff} = \frac{\mu^2 - k^2}{\mu}$.

Selon les valeurs de leur perméabilité, les matériaux magnétiques appartiennent à trois catégories :

- Matériaux diamagnétique comme le Cuivre, Zinc, Or, Argent, Eau où la perméabilité $\mu < \mu_0$.
- Matériaux paramagnétique comme l'Aluminium, Platine, Manganèse, Air où la perméabilité $\mu \geq \mu_0$.
- Matériaux hautement magnétiques comprenant principalement des matériaux ferromagnétiques (Fer, Nickel, Acier, Cobalt) et ferrimagnétiques (ferrite, Nickel Ferrite, Zinc Ferrite). Les valeurs de perméabilité des matériaux hautement magnétiques, en particulier des matériaux ferromagnétiques, sont beaucoup plus élevées que μ_0 . Les matériaux ferrimagnétiques sont en général inclus dans les ferromagnétiques.

La figure II. 1 montre le spectre magnétique typique d'un matériau magnétique. Dans la gamme des basses fréquences ($f < 10$ kHz), μ' et μ'' ne changent presque pas avec la fréquence. Dans la gamme des fréquences intermédiaires (10 kHz $< f < 1$ MHz), μ' et μ'' changent un peu, et pour certains matériaux, μ peut avoir une valeur maximale.

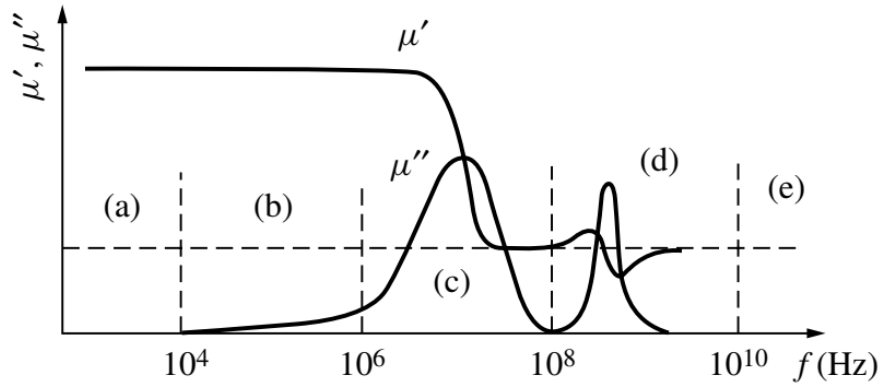


Figure II.1. Dépendance à la fréquence de la perméabilité pour un matériau magnétique hypothétique

Dans la gamme des hautes fréquences ($1\text{MHz} < f < 100\text{MHz}$), μ' diminue fortement, tandis que μ'' augmente rapidement. Dans l'ultra haute fréquence ($100\text{MHz} < f < 10\text{GHz}$), une résonance ferromagnétique se produit généralement. Dans la gamme de fréquences extrêmement élevées ($f > 10\text{GHz}$), les propriétés magnétiques n'ont pas encore été étudiées complètement.

Bien entendu les valeurs utilisées ici ne reflètent pas le cas des ferrites pour les applications centimétriques et millimétriques où toutes les fréquences doivent être décalées d'un ou deux ordres de grandeurs vers le haut.

II.2.2 Notion de milieux effectifs et paramètres effectifs

Avant de commencer l'étude de milieux effectifs, nous allons présenter des exemples de dispositifs avec des paramètres physiques différents. Nous allons voir l'effet de la permittivité (effective pour une structure périodique) et de la perméabilité (effective si structure périodique) ainsi que l'intérêt de la forme et de la périodicité pour les structures présentées.

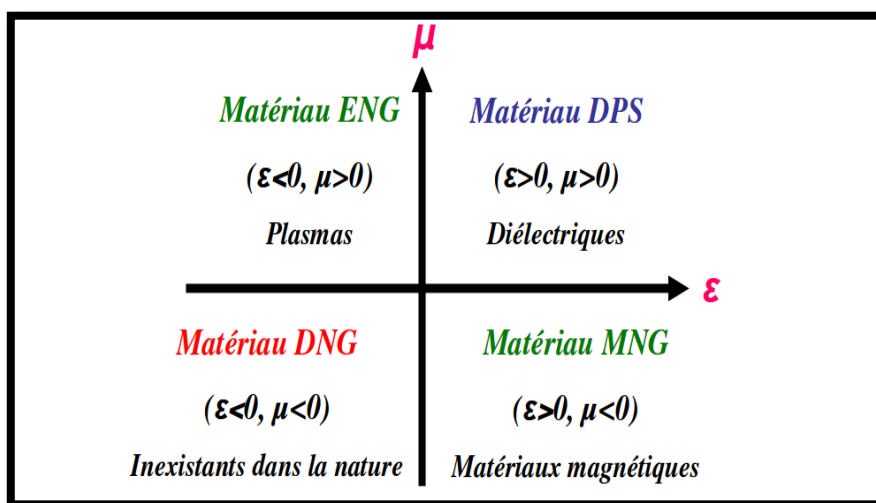


Figure II. 2. Classement des matériaux en fonction de leur permittivité ϵ et leur perméabilité μ

La figure II. 2 illustre ces propriétés par la définition de la permittivité μ et la perméabilité ϵ de ce milieu effectif et les différentes configurations possibles du couple (ϵ, μ) , $(+, +)$, $(+, -)$, $(-, +)$ et $(-, -)$.

Les trois premières configurations ne sont pas nouvelles. En effet la zone $(+, +)$ où les milieux sont doublement positifs (DPS) correspond aux matériaux classiques dits matériaux main droite (MMD), comme par exemple les matériaux diélectriques isotropes. Les milieux avec une permittivité négative (ENG, $(-, +)$) ou une perméabilité négative (MNG, $(+, -)$) sont aussi connus depuis longtemps dans l'électromagnétisme. Le modèle de Drude-Lorentz qui s'applique à la plupart des matériaux prévoit les régions au-dessous de la fréquence plasmas où la permittivité est négative. Les matériaux ferrimagnétiques produisent des régions de perméabilité négative due aux fortes interactions magnétiques dans ces matériaux. Les trois classes de matériaux (DPS, ENG et MNG) peuvent être trouvées dans la nature, par contre les milieux doublement négatifs (DNG, $(-, -)$) sont inexistant dans la nature. Les matériaux artificiels peuvent être réalisés, et considérés comme des milieux effectifs doublement négatifs.

Milieux avec une permittivité négative (ENG)

A des fréquences optiques, de nombreux métaux ont une permittivité diélectrique négative. Pour construire artificiellement les réponses électriques des plasmas en fréquence micro-onde, une structure composée d'un matériau diélectrique avec un réseau de tiges métalliques disposées périodiquement, a été proposé par Brown en 1953[12], également Rotman en 1961[13]. Plus récemment, J. B. Pendry et al (1996) [14] ont introduit une théorie qui permet de relier les paramètres quantiques du plasma aux dimensions géométriques du réseau de tiges (figure II.3). La structure est composée d'un réseau tridimensionnel de tiges métalliques très fines. L'auteur a démontré de la façon suivante comment il arrivait à abaisser la fréquence plasma ω_p avec la structure proposée.

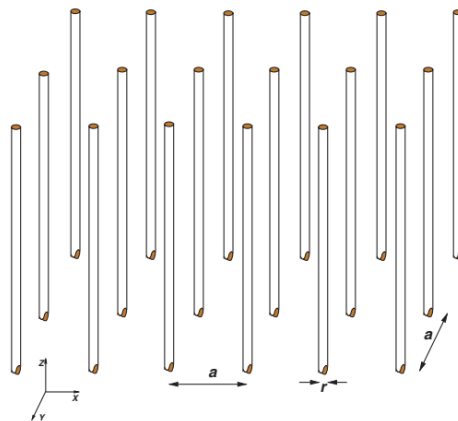


Figure II. 3. Réseau de tiges métalliques minces de rayon r et d'une période a se comporte comme plasma basse fréquence

Le réseau de fils métalliques est infiniment long parallèles entre eux et très minces de rayon r placés périodiquement à une distance a dans un réseau carré avec $a \gg r$, comme indiqué sur la figure II.3. Le champ électrique est considéré comme étant appliqué parallèlement aux fils (le long de l'axe z). La longueur d'onde du rayonnement est $\lambda \gg a \gg r$.

Les électrons sont confinés à se déplacer à l'intérieur des fils uniquement, ce qui a comme effet de réduire la densité électronique effective car le rayonnement ne peut pas détecter la structure du fil individuel mais uniquement la densité de charge moyenne. La densité électronique effective représente l'aire occupée par les tiges et elle est définie par :

$$\rho_{eff} = \frac{\rho \pi r^2}{a^2} \quad (2.18)$$

Où ρ représente la densité d'électron.

La fréquence plasma des métaux est généralement située dans le spectre visible et proche de l'ultraviolet. En supposant un mode plasmonique longitudinal pour le système, la fréquence plasma est donnée par la relation [15] :

$$\omega_p^2 = \frac{\rho e^2}{\epsilon_0 m_{eff}} = \frac{2\pi c^2}{a^2 \ln\left(\frac{a}{r}\right)} \quad (2.19)$$

Où n représente la densité d'électron, e est la charge électrique élémentaire, et m_{eff} est la masse effective de l'électron.

Il faut noter que l'expression finale de la fréquence plasma dans l'équation (2.19) est indépendante des grandeurs microscopiques telles que la densité électronique et la vitesse moyenne de dérive (en anglais drift velocity, est la vitesse moyenne d'une particule chargée). Cela ne dépend que du rayon des fils et de l'espacement, ce qui suggère que tout le problème peut être refondu en termes de capacités et d'inductances.

La fréquence plasma des métaux est généralement située dans le spectre visible et proche de l'ultraviolet. En supposant un mode plasmonique longitudinal pour le système, la fréquence angulaire est donnée par la relation [15] :

$$\omega_p = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m_{eff}} \quad (2.20)$$

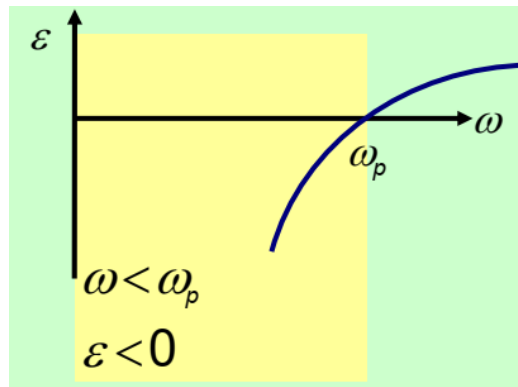


Figure II. 4. milieu avec une permittivité négative

La permittivité du plasma est donc négative pour les fréquences en-dessous de la fréquence plasma ($\omega < \omega_p$).

Selon le modèle de Drude, la permittivité peut être exprimée comme suit [14] :

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.21)$$

Pendry et al [14], [16] ont démontré que les structures en tiges métallique ont une bande d'arrêt de faible fréquence, de la fréquence zéro jusqu'à une fréquence de coupure qu'ils attribuaient au mouvement de électrons dans les tiges métalliques. La structure proposée, constitué de fils conducteurs très fins, est structurée sur des échelles de longueur vraiment inférieures à la longueur d'onde et peut être efficacement homogénéisé. La bande d'arrêt de basse fréquence peut être attribuée à une permittivité diélectrique négative effective et nous fournit un moyen d'obtenir des diélectriques de permittivités négatives même à des fréquences micro-ondes. Ainsi un matériau de permittivité négative est réalisé en dopant littéralement le vide avec du métal. Les ondes ne détectent que les tiges parallèles au champ électrique conduisant à un mode longitudinal.

Les effets de la connectivité des tiges le long des différentes directions aux bords de la maille élémentaire ont également été examinés [16]. Un réseau de tiges métallique avec des tiges qui ne se croisent pas a également montré une ε négative en basses fréquences, en dessous de la fréquence du plasma, mais avec une forte dispersion spatiale pour les modes transverses au-dessus de la fréquence plasma. Cette question de la dispersion spatiale a été étudiée plus récemment par Belov et al [17].

Milieus avec une perméabilité négative (ENG)*

Les premiers matériaux artificiels magnétiques sont structurés par des résonateurs à anneaux fendus ou des rouleaux Suisse [18]. Ces résonateurs sont très utilisés grâce à la technologie des circuits imprimés, relatés dans le livre de Schekunoff et Friis en 1952[19]. Des expressions

déterminant le flux magnétique des tiges métalliques coupés entrant vers une petite capacité sont établies [20]. En 1977, Schneider a utilisé un tube métallique coupé pour produire une résonance magnétique nucléaire [21].

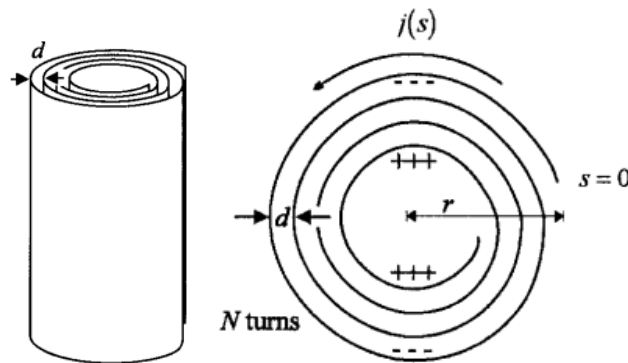


Figure II. 5. La structure rouleau suisse (Swis Rolls) introduite par Pendry

Dans les années 80, Hardy a utilisé une structure à rouleau Suisse pour décrire un cylindre métallique creux avec une coupure linéaire créant une résonance magnétique entre 0,2 et 2 GHz [20,22]. J. Pendry et al ont introduit en 1999 [18] une géométrie de double résonateur imbriqués, caractérisé par un dipôle purement magnétique éliminant les effets de la bianisotropie ; cette configuration permet au champ électrique d’exciter un mode de résonance antisymétrique (voir figure II.5) [23]. Ce modèle sert de prototype pour plusieurs éléments artificiels magnétiques dans les recherches actuelles [22].

La perméabilité magnétique effective suit le modèle de Lorentz selon l'expression suivante :

$$\mu_r = 1 + \frac{A\omega^2}{\omega^2 - \omega_p^2 - j\omega\Gamma} \tag{2.22}$$

où A est une constante, ω_p est la pulsation du plasma magnétique du système et Γ est le facteur d'amortissement, représentant toutes les pertes et les mécanismes de diffusion.

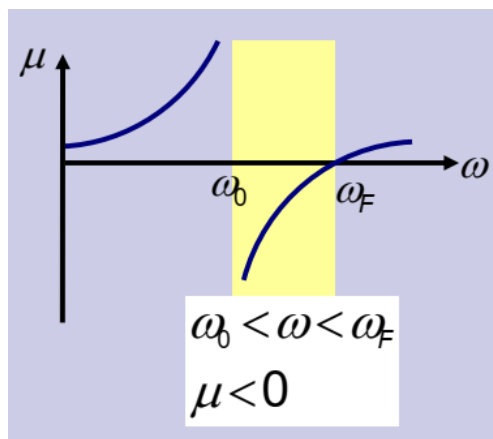


Figure II. 6. milieu avec une perméabilité négative

La perméabilité μ_{eff} est négative pour $\omega_0 < \omega < \omega_p$ (figure II.6), où la fréquence de plasma correspond à $\mu_{\text{eff}} = 0$. Il existe un gap dans la relation de dispersion.

L'équipe de G. Balmain et al a introduit un motif bidimensionnel appelé Crossed SRR ou Résonateur en Anneau Fendu croisé (figure II.7). Ce motif est constitué de deux SRRs de mêmes dimensions, perpendiculaires l'un à l'autre [24]. L'isotropie augmente dans deux directions de l'espace pour cette structure. En effet, la structure est polarisée avec un champ se propageant dans le plan ($x\hat{o}y$).

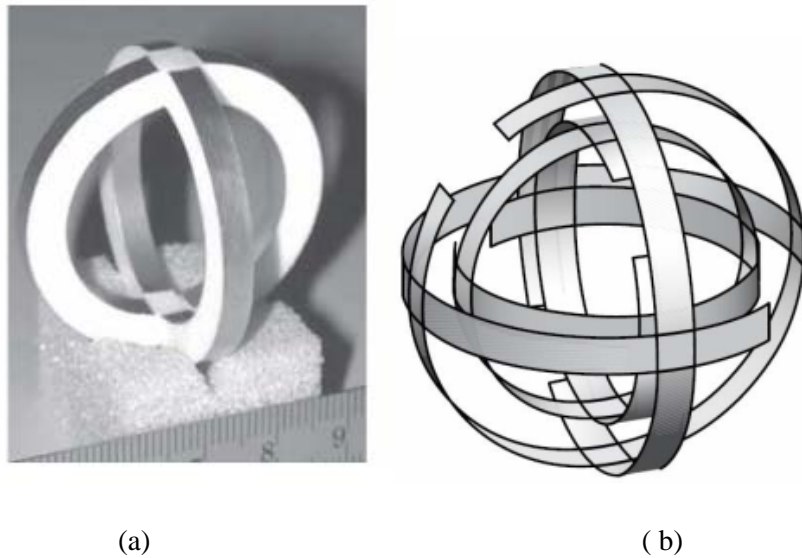


Figure II. 7. Résonateur en Anneau Fendu croisé en 2D (a) et 3D (b) proposée dans [24]

Marqués et al [25] ont aussi étudié les effets bianisotropie dans les structures SRR. Ils proposent un autre type de résonateur appelé BC-SRR (Broadside Coupled SRR) (Figure II.8) qui sert à éliminer le couplage électromagnétique [18]. Cette géométrie présente deux avantages principaux par rapport à l'SRR de Pendry : une isotropie dans le plan de la structure et une dimension électrique potentiellement beaucoup plus petite ce qui explique la diminution de la fréquence de résonance [23].

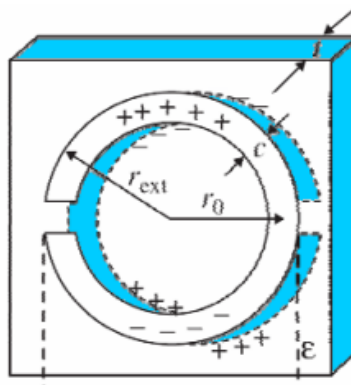


Figure II.8. Structure BC-SRR proposée par Marqués et al (2002) [25]

La figure II.9 regroupe quelques exemples de travaux menés par des groupes de recherches sur les structures à perméabilité négatif.

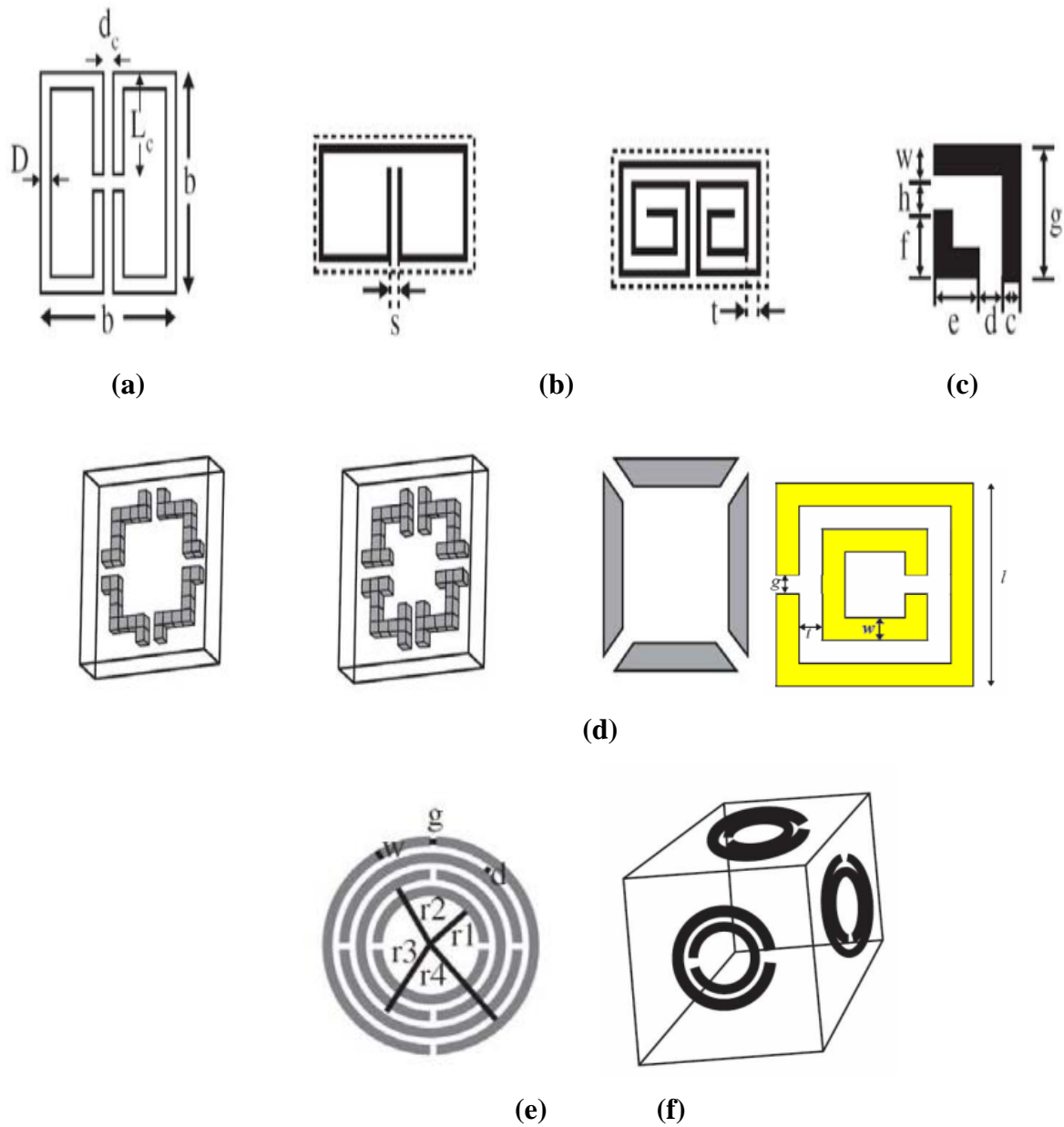


Figure II. 9. Structure à perméabilité négatif : (a)O'Brien & Pendry 2002[26] (b) Guo et al. 2005 [27] (c)Hsu et al. 2004[28] (d) Kafesaki et al. 2005[29] (e)Aydin et al. 2005[30] (f) Baena 2005[31].

Milieux avec une permittivité et perméabilité négatif (DNG)

Nous suivrons la règle selon laquelle tout milieu avec $Re(\epsilon) < 0$ et $Re(\mu) < 0$ simultanément peut être considéré comme ayant un indice de réfraction négatif. Smith et al [32] ont proposé de combiner dans un composite un milieu en fil fin avec $\epsilon < 0$, et un milieu d'SRR avec $\mu < 0$ ce qui donnerait un milieu efficace avec un indice de réfraction $n < 0$. Mais les calculs et les mesures expérimentales de Smith et al [32, 33] étaient très suggestifs. Leur composite uniaxial représenté sur la figure II-10 était constitué de fils de 0,8 mm d'épaisseur et de SRR avec $\omega_0 = 4,845$ GHz. Leurs calculs numériques ont montré que si des fils minces étaient introduits dans un milieu SRR, une bande passante se produisait dans la bande interdite de perméabilité négative pour le rayonnement avec le champ électrique le long des fils et le champ magnétique normal au plan du SRR.

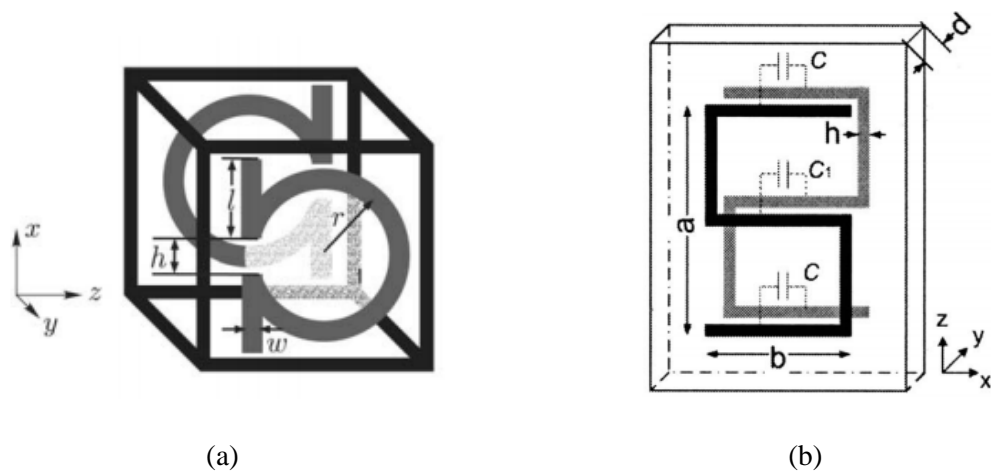
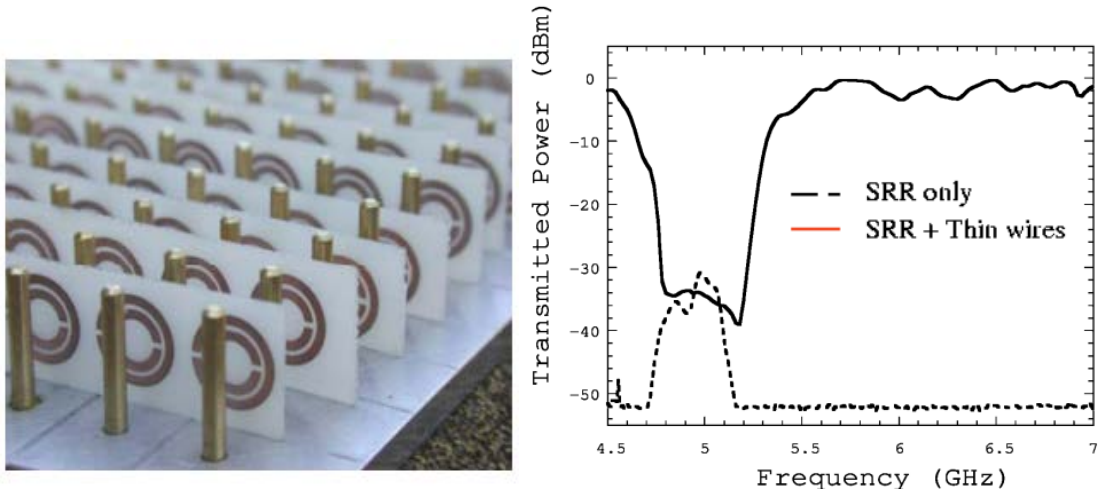


Figure II.11 Résonateurs présentant une perméabilité et une permittivité négatives. (a) Motif en « Ω » [34] (b) Motif en « S » [35]

Les résultats expérimentaux sur la transmission à travers des guides d'ondes remplis d'un milieu de fils minces, d'un milieu de SRR uniquement et d'un milieu composite avec à la fois des fils minces et des SRR sont présentés sur la figure II.10(b). La transmission est dans la bande d'arrêt en raison du μ négatif pour les SRR et il y a une transmission améliorée dans cette bande passante lorsque des fils fins sont introduits dans le milieu SRR. Cela a été considéré comme la preuve que le milieu était à indice de réfraction négatif.

Des propositions alternatives de métamatériau utilisant d'autres systèmes ont été avancées. L'utilisation de particules de forme Ω orientée alternativement, où la fréquence de résonance magnétique et la résonance dipolaire électrique coïncident, a été introduit par Simovski [34] (voir figure II.11(a)). Un autre type résonateur en forme "S " a été proposé par H. Chen présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négatives [35] (voir figure II.11(b)).

Panina et al [36] ont proposé l'utilisation de bâtons parallèles orientés appariés comme constituants du métamatériaux. Des SRRs déformés ont également été utilisés pour générer simultanément une résonance électrique et une résonance magnétique pour les champs magnétiques et électriques orthogonaux [37].

La définition des paramètres constitutifs est conditionnée par la détermination de la relation entre le champ local, le champ appliqué et le champ macroscopique. La théorie du champ local de Lorentz [38,39] peut être utilisée mais ne débouche pas toujours à des solutions exploitables pour des applications pratiques [40,41]. La déduction des paramètres effectifs à partir des relations des champs locaux est appelée **l'approche locale**, à l'opposé de **l'approche globale** basée sur l'utilisation des caractéristiques de la propagation d'onde électromagnétique dans un système périodique et le lien entre ces caractéristiques et les paramètres effectifs du milieu homogénéisé.

La suite des travaux s'appuie sur l'approche globale.

II.3 Calcul des paramètres effectifs

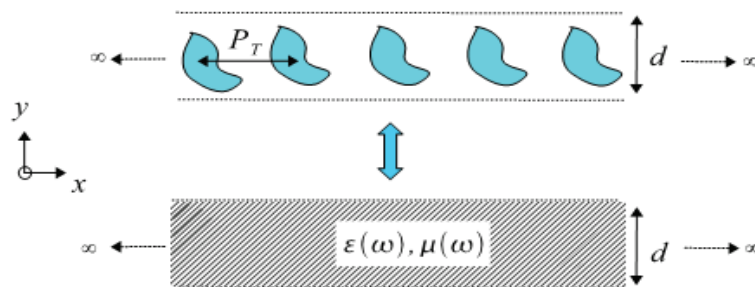


Figure II.12 Equivalence entre une structure composite périodique (périodicité transverse P_T) par un substrat homogène de même épaisseur d , permittivité effective $\epsilon(\omega)$ et de perméabilité $\mu(\omega)$.

Pour le cas des MTMs de dimensions limitées notamment dans le sens de la direction de propagation, le problème à résoudre dans la pratique comment substituer cette structure périodique par une autre homogénéisée de même épaisseur montrée dans la figure II.12 où l'onde électromagnétique se propage selon l'axe y :

L'équivalence est valide seulement sous les conditions suivantes [42,43] :

- Seul le premier mode est propagatif dans le premier milieu d'où vient l'onde incidente, ainsi que dans la structure périodique considérée comme un milieu de transmission effective. Cette condition est résumée par l'équation : $|\beta| \leq \pi/P_T$.
- Le mode évanescent doit être absent dans le plan $x-o-y$.
- Dans le milieu effective la vitesse de propagation est $c_0/n(\omega)$ où l'indice de réfraction équivalent $n(\omega)$ est identique à celle d'un milieu homogène.

Le calcul des paramètres effectifs sous ces conditions est réalisé en deux étapes. La première consiste à déterminer les coefficients de réflexions et de transmissions qui peuvent être calculés numériquement par rapport aux paramètres de dispersion, ou mesurés par des méthodes expérimentales. La deuxième étape est basée sur la déduction de la permittivité et la perméabilité à partir de ces coefficients en utilisant les méthodes d'inversion. Ces méthodes peuvent être développées à base des équations analytiques d'inversion de Fresnel $(R,T)=f\{\varepsilon(\omega),\mu(\omega)\}$, ou en absence des relations analytiques explicites par des procédures itératives consistant à minimiser des fonctions objectives.

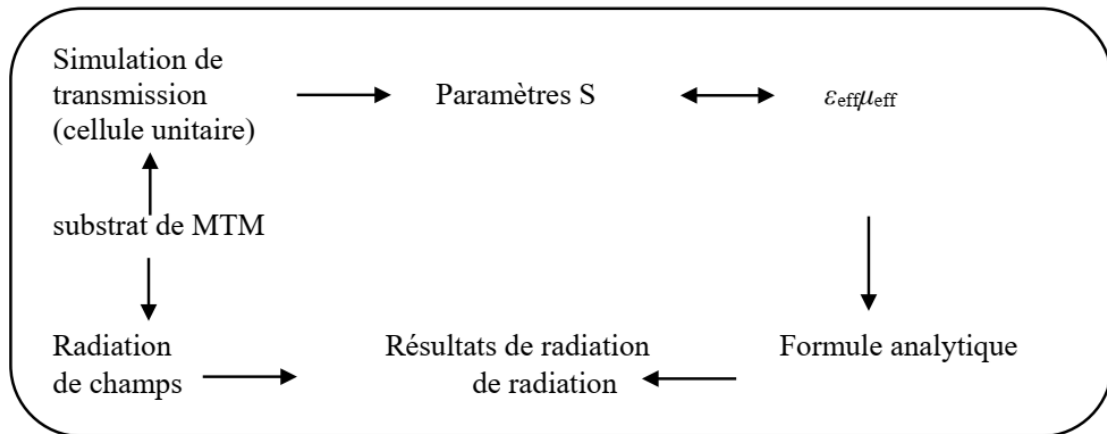


Figure II.13 méthodologie d'analyse (calcul des paramètres effectifs)

II.3.1 Méthode NRW et ses dérivées

II.3.1.1/Algorithme NRW(Nicolson-Ross-Weir)

La méthode NRW est basée sur la mesure de la réflexion et de la transmission à travers un échantillon de matériau homogène et isotrope. L'échantillon sera inséré dans une ligne de

transmission coaxiale en mode TEM ou dans un guide d'ondes rectangulaire avec le mode TE₁₀ [44-46].

Cette méthode est basée sur l'inversion des équations de Fresnel en termes des coefficients de réflexion et transmission en onde plane pour des couches de milieux continus. La permittivité et la perméabilité sont déduites après le calcul de l'impédance d'onde et l'indice de réfraction [47,48]. L'impédance peut être décrite par analogie comme l'impédance d'entrée d'une ligne de transmission.

La figure II.14 montre deux cellules de caractérisation des matériaux s'appuyant sur des structures de propagation d'ondes électromagnétiques. Le matériau sous test a une épaisseur d , façonné à remplacer le milieu diélectrique initial à l'intérieur d'une section de ligne de transmission coaxial (figure II.14a) ou de guide d'ondes rectangulaire (figure II.14b).

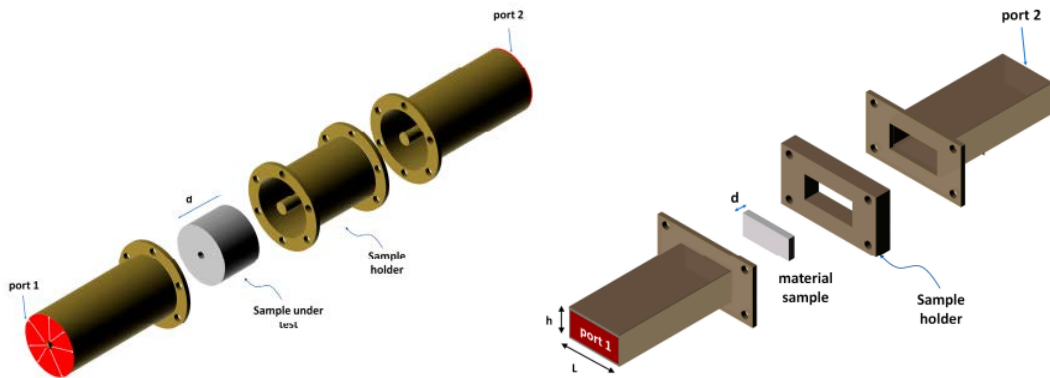


Figure II.14 Dispositifs pour la mesure des paramètres S (a) câble coaxial (b) guide d'onde rectangulaire [49].

Dans le cas de la structure coaxiale, on suppose que le matériau à caractériser remplit complètement la section transversale de la structure sur une longueur d , et que seul le mode TEM est présent dans toutes les régions.

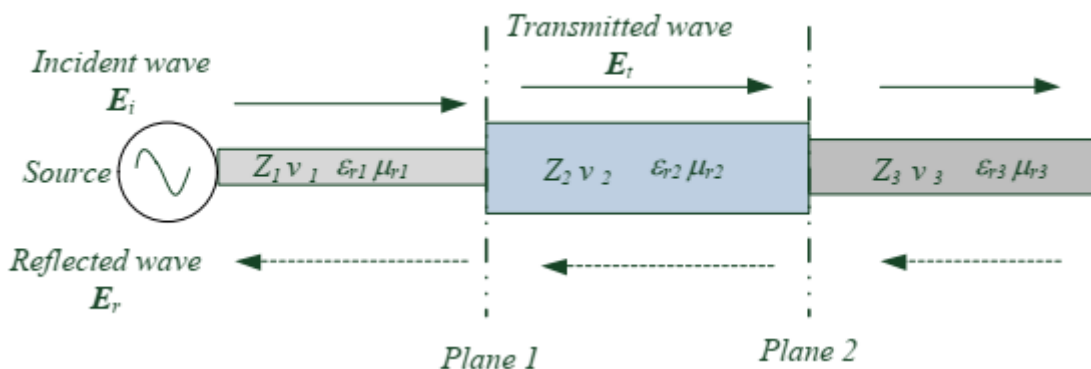


Figure II.15 Lignes de transmissions TEM discontinues caractérisés par des impédances Z_1, Z_2, Z_3 et des vitesses de phase v_1, v_2, v_3 [50]

Dans le mode TEM la constante de propagation est la même que celle d'onde plane dans un espace infini, alors que l'impédance caractéristique est également celle de l'impédance d'onde

plane dans un espace infinie multipliée par un facteur de forme dépendant de la forme géométrique de la ligne TEM. Donc pour un milieu homogène comme montré la figure II.15, l'impédance caractéristique et la vitesse de phase dans chaque région sont défini par :

$$\vartheta_i = \frac{1}{\sqrt{\mu_{ri}\epsilon_{ri}}} \quad (2.23)$$

$$Z_i = \sqrt{\mu_{ri}/\epsilon_{ri}}Z_0 \quad (2.24)$$

Dans le cas d'un guide d'onde rectangulaire (Figure II.16) le seul mode qui se propage dans toutes les sections sera le mode dominant, le mode TE₁₀.

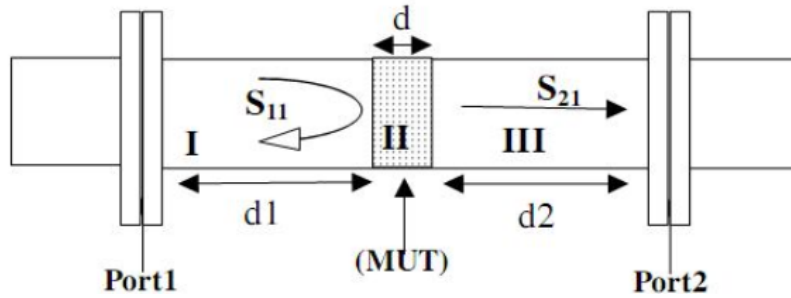


Figure II.16 Guide d'onde rectangulaire chargé avec un échantillon diélectrique, les régions I, II et III sont les distributions de champ électrique.

La répartition du champ électrique dans les régions I, II et III peuvent être écrite comme[32] :

$$E_I = \exp(-\gamma_0 x) + a_1 \exp(\gamma x) \quad (2.25)$$

$$E_{II} = a_2 \exp(-\gamma x) + a_3 \exp(\gamma x) \quad (2.26)$$

$$E_{III} = a_4 \exp(-\gamma_0 x) \quad (2.27)$$

Où γ_0 et γ sont les constantes de propagation dans le vide et dans le matériau.

Que ce soit dans la ligne coaxiale ou le guide d'onde rectangulaire, les ondes incidentes parcourent les trois sections avec des constantes de propagation différentes dans les régions I et II, respectivement, qui sont définies par [50] :

$$\gamma_i = j \sqrt{\frac{\omega^2 \mu_{ri} \epsilon_{ri}}{c^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2} \quad (2.28)$$

Où $i=1,2$, ω est la fréquence angulaire, c est la vitesse de lumière dans l'espace, λ_c est la fréquence de coupure pour chaque ligne de transmission. Dans le mode TEM $\lambda_c = \infty$.

L'impédance d'onde et l'indice de réfraction sont calculés et la permittivité et perméabilité effectives sont ensuite déduites. L'impédance d'onde normalisée d'une lame est définie par [45] :

$$Z = \pm \sqrt{\frac{(1+r)^2 - t^2 e^{-2jk_0 d}}{(1-r)^2 - t^2 e^{-2jk_0 d}}} \quad (2.29)$$

La partie réelle de l'indice de réfraction est donnée par l'équation (2.30) [44] :

$$Re(n) = \frac{\tan^{-1}(Im(Y)/Re(Y)) \pm m\pi}{k_0 d} \quad (2.30)$$

Où la variable intermédiaire Y est définie comme

$$Y = e^{-jnk d} = X \pm \sqrt{X^2 - 1} \quad (2.31)$$

Avec :

$$X = e^{-jnk d} / 2t (1 - r^2 + t^2 e^{-2jk_0 d}) \quad (2.32)$$

La partie imaginaire de n est donnée par

$$Im(n) = \ln(Y) / k_0 d \quad (2.33)$$

Et donc la permittivité et la perméabilité sont déterminés par

$$\epsilon_{eff} = n/Z \text{ et } \mu_{eff} = nZ \quad (2.34)$$

Le choix de la branche du membre de droite de l'équation (2.30) constitue une ambiguïté pour cette méthode. Le choix arbitraire de la valeur de m peut conduire à l'attribution d'un indice négatif quel que soit le matériau. Il existe plusieurs moyens de lever cette ambiguïté, présentés dans les paragraphes suivants.

II.3.1.2 Méthodes dérivées de la méthode NRW

i) Approche de Smith :

L'algorithme de récupération proposé par Smith et al. [45] utilisait la relation entre la matrice de transmission et la matrice S pour l'extraction de la caractérisation des métamatériaux. Cependant, cet algorithme est sensible à l'ambiguïté de branche de l'indice de réfraction causée par une fonction cosinus inverse complexe. Le problème intrinsèque de l'ambiguïté est lié à l'épaisseur électrique de l'échantillon de matériau.

Les conditions d'utilisation de cette méthode sont présentées dans la section précédente et la technique d'extraction des paramètres effectifs se fait selon les étapes suivantes [45] :

$$S_{11} = S_{22} = \frac{1}{\cos(nkd) - \frac{i}{2} \left(z + \frac{1}{z}\right) \sin(nkd)} \quad (2.35)$$

$$S_{21} = S_{12} = \frac{i}{2} \left(\frac{1}{z} - z\right) \sin(nkd) \quad (2.36)$$

Les équations (2.35) et (2.36) sont ensuite inversées dans le but de déterminer z et n

$$z = \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}} \quad (2.37)$$

$$n = \frac{1}{kd} \cos^{-1} \left[\frac{1}{2S_{21}} (1 - S_{11}^2 + S_{21}^2) \right] \quad (2.38)$$

On peut aussi déduire l'équation :

$$t = e^{-jnk_0d} = \frac{S_{21}}{1 - S_{11} \left(\frac{z-1}{z+1} \right)} \quad (2.39)$$

Donc
$$n = \frac{1}{jk_0d} \log \left[\frac{1}{2S_{21}} (1 - S_{11}^2 + S_{21}^2) \right]$$

Ce qui nous donne :

$$n = \frac{1}{jk_0.d} \log \left[\frac{S_{21}}{1 - S_{11} \left(\frac{z-1}{z+1} \right)} \right] \quad (2.40)$$

ii) Approche de Markos:

Cette solution a été utilisée par Markos et al. [44] pour l'analyse des métamatériaux. Elle consiste à prendre en compte plusieurs échantillons d'épaisseurs différentes. L'indice de réfraction est indépendant de l'épaisseur du matériau, permettant la levée de l'ambiguïté.

Cette méthode consiste en la réécriture des équations (2.30) et (2.31) sous la forme :

$$Y = [\cos(-Re(n'kd) + j \sin(-Re(n'kd))] \exp(-Im(n''kd)) \quad (2.41)$$

La relation (2.41) nous permet de trouver sans ambiguïté la partie réelle et imaginaire de l'indice de réfraction à partir du fitting linéaire des coefficients directeurs ($n''kd$) et ($n'kd$) par rapport à l'épaisseur d .

La figure II.17 montre le coefficient ($n'kd$) en fonction de d [44] pour l'onde EM polarisée avec un champ électrique parallèle aux fils. La pente est négative ce qui confirme que n' est négatif. Cette figure montre la variation du coefficient ($n'kd$) de longueur d pour 11GHz, avec $n = -0.378+0.008j$.

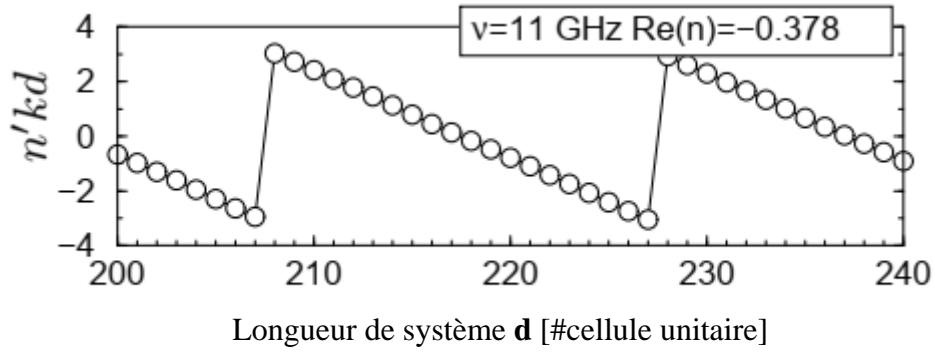


Figure II.17 le coefficient ($n'k_d$) en fonction de la longueur du système d

Cette approche montre deux contraintes, Markos a eu des problèmes pour estimer n au voisinage de la frontière gauche de la région de résonance, où n' est très grand et négatif. Il a eu aussi des problèmes pour récupérer les valeurs appropriées de n dû à la conversion de l'onde polarisée x ($E||x$) en une onde polarisée y ($E||y$).

iii) Approche de Ziolkowski

Cette approche consiste à calculer ($\epsilon_{\text{eff}}, \mu_{\text{eff}}$) à partir des paramètres S en exprimant le nombre d'onde k dans le milieu étudié [51]. L'approche NRW commence par l'introduction des tensions normées :

$$V_1 = S_{11} + S_{21} \tag{2.42}$$

$$V_2 = S_{11} - S_{21} \tag{2.43}$$

Puis le coefficient de réflexion pour une incidence normale et l'impédance relative

$$r = \frac{\eta - 1}{\eta + 1} \text{ et } \eta = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tag{2.44}$$

De l'autre côté le facteur de propagation dans ce milieu est représenté par

$$t = e^{-jkd} \text{ avec } k = \frac{\omega \sqrt{\epsilon_r \mu_r}}{c} = k_0 n \tag{2.45}$$

À partir des équations (2.42) et (2.31) on peut déduire :

$$X = \frac{1 + V_1 V_2}{V_1 + V_2} = \frac{1 + t^2}{2t} \tag{2.46}$$

$$Y = \frac{1 - V_1 V_2}{V_1 - V_2} = \frac{1 + r^2}{2r} \tag{2.47}$$

Ce qui nous donne :

$$t = X \pm \sqrt{X^2 - 1} \tag{2.48}$$

$$r = Y \pm \sqrt{Y^2 - 1} \quad (2.49)$$

Donc on peut obtenir les coefficients de réflexion et de transmission avec :

$$t = \frac{V_1 - r}{1 - rV_1} \quad \text{et} \quad r = \frac{t - V_2}{1 - tV_2} \quad (2.50)$$

À partir de ses deux composantes dans l'équation (48), nous pouvons déduire :

$$1 - t = \frac{(1 - V_1)(1 + r)}{1 - rV_1} \quad (2.51)$$

$$\eta = \frac{1 + r}{1 - r} = \frac{1 + t}{1 - t} \frac{1 - V_2}{1 + V_2} \quad (2.52)$$

En supposant que la structure métamatériau n'est pas trop épaisse c-à-d que $kd \leq 1$ ce qui implique que : $t = e^{-jkd} \sim 1 - jkd$ et avec cette approximation le nombre d'onde et la perméabilité sont définis à partir des deux dernières équations :

$$k \approx \frac{1}{jd} \frac{(1 - V_1)(1 + r)}{1 - rV_1} \quad (2.53)$$

$$\mu_r \approx \frac{2}{jk_0 d} \frac{1 - V_2}{1 + V_2} \quad \text{et} \quad \varepsilon_r = \left(\frac{k}{\mu_0}\right)^2 \frac{1}{\mu_0} \quad (2.54)$$

L'impédance relative peut également être obtenue avec :

$$\eta = \frac{\mu_r}{\varepsilon_r} = \frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2} \quad (2.55)$$

Puisqu'ils évitent les problèmes des racines carrés, ces expressions appariaient à produire des résultats raisonnables pour tous les cas testés. Notons que la combinaison des deux dernières équations nous donne :

$$\varepsilon_r \approx \frac{2}{jkd} \frac{1 - V_1}{1 + V_1} \quad (2.56)$$

Les deux expressions de la permittivité et la perméabilité n'arrivent pas à donner des résultats physiquement raisonnables. Les formules qui contiennent $1 \pm V_1$ partagent ce défaut lorsque $S_{11} \rightarrow 0, 1$ et $S_{21} \rightarrow 1, 0$. La valeur de la permittivité dans l'équation (2.54) n'est pas aussi précise près des résonances prédites par la valeur de la perméabilité. Ces approximations sont valables uniquement dans le cas où $k.d \leq 1$, ce qui donne :

$$S_{11} = \frac{2jkd(\eta^2 - 1)}{(\eta - 1)^2 + (\eta + 1)^2} = 2jkd \frac{\eta^2 - 1}{4\eta} \quad (2.57)$$

$$\varepsilon_r \approx \mu_r + \frac{2S_{11}}{k_0 d} \quad (2.58)$$

L'approche de Ziolkowski n'est pas toujours respectée pour des métamatériaux résonants car à la résonance l'indice de réfraction et le nombre d'onde peuvent atteindre des valeurs très élevées.

iv) Approche Analytique ; plan-de référence dépendent

L'un des problèmes possibles lors de l'extraction par la méthode NRW est l'indétermination dans les limites physiques du matériau, et donc dans l'épaisseur exacte de la couche étudiée. Notamment quand les surfaces de la structure ne coïncident pas avec le plan de référence, ce qui est en général le cas des MTMs dont les surfaces ne sont pas bien définies.

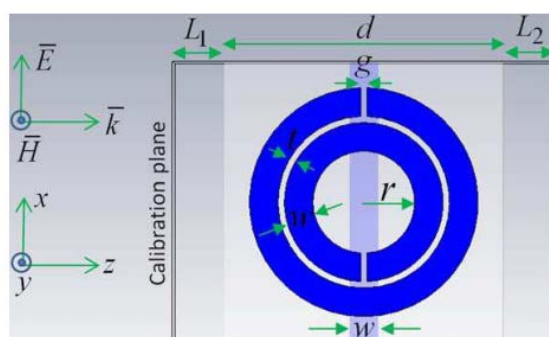


Figure II.18. Une onde plane incidente sur une seule cellule d'un MTM isotrope composée de SRR circulaires concentriques avec (sans) des tiges

L'approche analytique est utilisée pour extraire les propriétés électromagnétiques des matériaux isotropes à partir de leurs paramètres S. Les structures ont la même taille d dans la direction de propagation avec une périodicité (a_x, a_y) infinie dans les directions x et y . Il est évident dans ce cas que les deux frontières de la structure ne touchent pas les plans de calibrage et qui sont séparées de distances (L_1, L_2) de gauche à droite [52]

$$R_1 = e^{jnk_0 L_1} \text{ et } R_2 = e^{jnk_0 L_2} \quad (2.59)$$

$$t = e^{jnk_0 d} = \frac{S_{21} / (R_1 R_2)}{1 - S_{11} \frac{R_1^2}{R_2^2} \left(\frac{z_\omega - 1}{z_\omega + 1} \right)} \quad (2.60)$$

$$n = n' + in'' = \frac{im\{\ln(t)\} \pm 2\pi m - i.re\{\ln(t)\}}{k_0 d}, m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.61)$$

$$\varepsilon_r = n / z_\omega \text{ et } \mu_r = n . z_\omega \quad (2.62)$$

Les coûts de mesure ou de simulation nécessaires de métamatériaux ont été doublés dans cette méthode c'est pourquoi d'autres méthodes ont été proposé en se basant par exemple sur la

relation Kramers – Kronig développée pour résoudre le problème de point de branchement dans le plan complexe causé par la fonction logarithmique complexe [53]

II.3.2 Méthode de dispersion

Cette méthode est basée sur l'ajustement des paramètres S obtenus soit par simulation électromagnétique soit par mesures expérimentales afin qu'ils coïncident avec ceux obtenus à partir du modèle de dispersion Drude-Lorentz. Il est observé que pour certaine gamme de fréquences et pour quelques configurations de MTMs, les propriétés électromagnétiques effectives extraites de ces structures isotropes et bi-anisotropes par la technique NRW donnent des résultats non physiques pour la permittivité relative complexe. Ces résultats proviennent des effets de dispersion spatiale due à la discrétion des éléments conducteurs dans le MTM qui font varier largement les paramètres S simulés dans les régions de résonance [54].

L'apparition de ce problème est dû à la discrétion des éléments conducteurs répétés périodiquement dans une structure de MTM dans les programmes de simulations. Cela peut être résolu en forçant des modèles de dispersion qui comprennent la nature physique du métamatériau dans la procédure de l'extraction. En plus d'éliminer les incertitudes non physiques, cette méthode proposée détermine les paramètres effectifs comprenant la fréquence plasma (électronique ou magnétique). La permittivité et la perméabilité sont exprimés par :

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p}{\omega(\omega - i\nu_c)} \quad (2.63)$$

$$\mu_r(\omega) = \mu_\infty + \frac{(\mu_s - \mu_\infty)\omega_0^2}{\omega(\omega + i\delta_m) - \omega_0^2} \quad (2.64)$$

Où ε_∞ est la permittivité pour une fréquence infinie, ω_p la fréquence plasma radiale, ν_c fréquence de collision, μ_s/μ_∞ : perméabilité à la limite de fréquence (plus basse ou plus haute), ω_0 fréquence de résonance radiale, et enfin δ_m fréquence d'amortissement.

L'utilisation de ce modèle consiste à d'abord estimer les valeurs de ε_∞ , ω_p , ν_c , μ_s , μ_∞ , ω_0 , δ_m . Puis à partir des valeurs donnés ou estimés de ces constantes, ε_r et μ_r sont déterminés à partir de l'équation de dispersion.

II.3.3 Méthode de Scher et Kuester

Cette méthode d'extraction des paramètres effectifs proposée par Scher et al. [55], dans laquelle les propriétés de volume du métamatériau sont déduites du champ diffusé par une seule couche planaire de particules.

Elle permet de s'affranchir des problèmes de taille finie que l'on peut rencontrer dans la méthode NRW, car elle reconstruit la réponse d'un matériau tridimensionnel à partir de la

réponse d'une seule de ses couches. Cependant, elle suppose une connaissance de la structure et de l'organisation (forme des particules et type de réseau) du matériau composite étudié.

Notons que, sur le principe, cette méthode d'extraction permet la description de différents types de particules (ellipsoïdes, cylindres, etc.).

I.4 Exemples de structures en métamatériaux

Afin d'illustrer la faisabilité de construire de métamatériaux par des structures périodiques, deux exemples seront analysés dans cette partie. Ils feront ensuite l'objet d'étude approfondie pour être intégré dans des capteurs à base de métamatériaux.

I.4.1) Structure en double S

La particularité de ce type de structure est la présence d'une double résonance, magnétique et électrique, dans sa cellule unité sans avoir recours à un réseau additionnel de tiges, constituant ainsi les propriétés nécessaires d'un matériau Main Gauche. La cellule unité représentée sur la figure II.19 est formée de deux motifs en « S » compatible avec la technologie microruban.

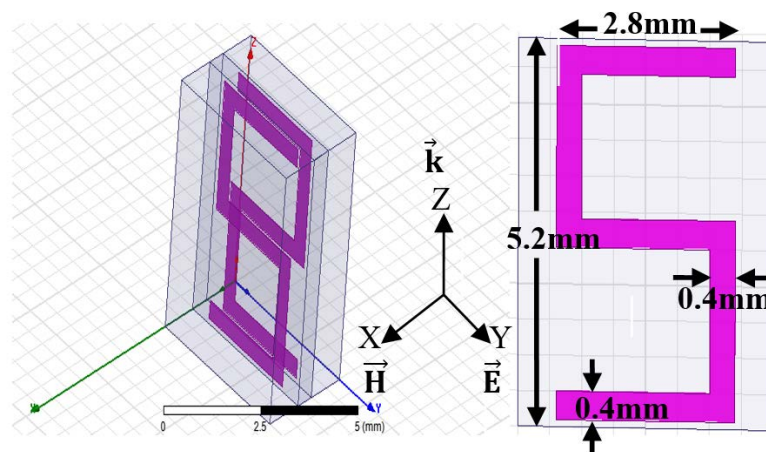


Figure II.19 : S structure en double S

Chaque cellule unité peut être considérée comme une cellule résonante, et qui est placé sur une face du substrat de permittivité relative de 4,0 de sorte à être en position inversée l'un à l'autre. Cet élément peut être représenté par un tenseur de polarisabilité où les composantes croisées ne sont pas nulles ; c'est un élément bi anisotrope.

Pour simuler cette structure sous HFSS, des conditions de périodicité sont appliquées, comme précédemment, sur la cellule unité présentée sur la figure II.19. Des conditions de murs électriques et magnétiques sont appliquées selon l'axe y et x respectivement et la propagation se fait selon l'axe z . Une seule couche de la structure est considérée pour la propagation de l'onde électromagnétique. Le champ magnétique doit être perpendiculaire au plan des (structure) « S » de manière à rendre la structure sensible au champ magnétique.

La figure II.20 montre les résultats de simulation pour les caractéristiques de transmission (S_{21}) et de réflexion (S_{11}) pour la cellule unitaire MTM. Les paramètres S_{11} et S_{21} sont présentées sur la figure II.20(a) et montrent une résonance à 9,54 GHz avec une atténuation de 37,1 dB. Sur la figure II.20(b), le creux de la phase de S_{21} qui indique la présence d'une région négative observée à 9,15 GHz.

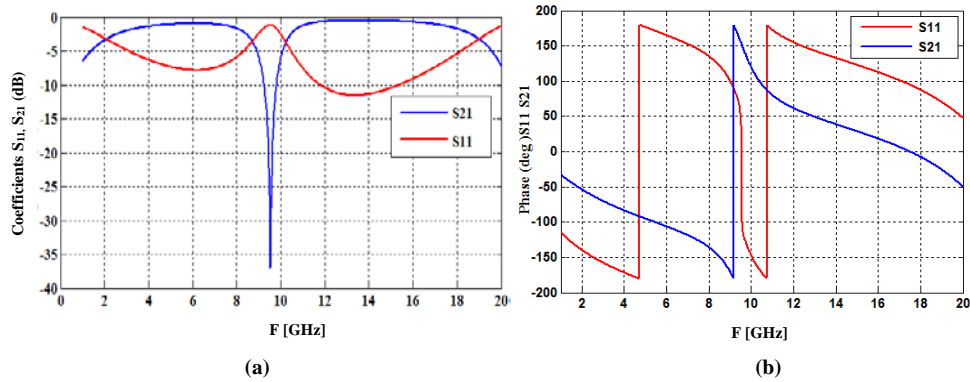


Figure II.20. Cellule unitaire de résonateur en double S. (a) Coefficients de réflexion et transmission. (b) Phase de S_{11} et S_{21} en fonction de la fréquence

A partir des paramètres S, l'impédance normalisée est déduite, ainsi que l'indice de réfraction effective. Dans cette structure, la partie réelle de l'impédance d'onde normalisée est positive ce qui indique que le milieu est passif. La partie imaginaire de l'indice de réfraction est aussi positive ; cela assure que l'amplitude de l'onde électromagnétique qui se propage, décroît à l'intérieur de la structure (figure II.21 (b)).

On note que le tracé de la partie imaginaire est fait avec les deux approches de Smith (équation 2.38) et Ziolkowski (équation 2.54).

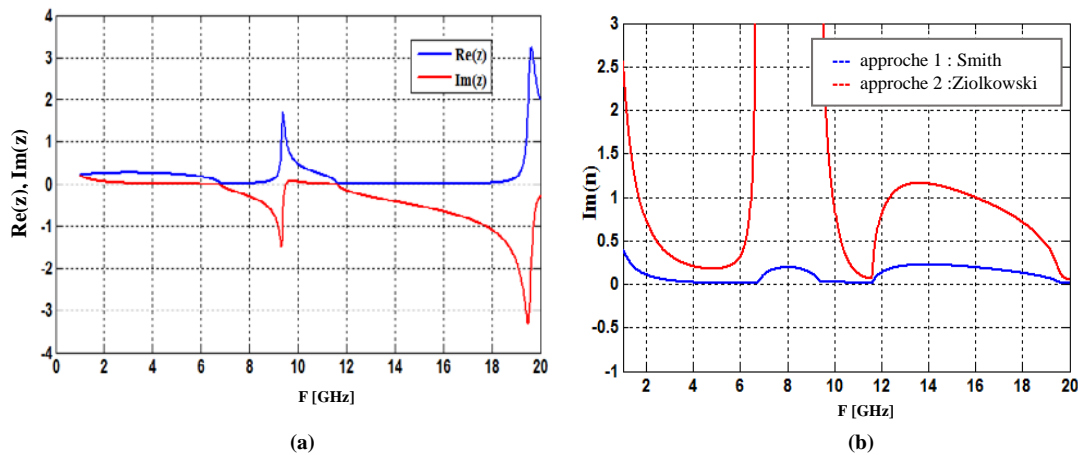


Figure II.21 Cellule unitaire de résonateur en double S. (a) Partie réelle et imaginaire de l'impédance d'onde. (b) Partie imaginaire de l'indice de réfraction

La déduction des paramètres effectifs du matériau étudié en utilisant les paramètres S a été programmée sous Matlab sur la base des équations présentées plus haut. Les résultats sont présentés dans les figures II.22, II.23 et II.24. La permittivité et la perméabilité sont aussi

comparées avec le travail publié dans [56]. La permittivité de la cellule unitaire du métamatériau présente une allure résonante dans la partie réelle ; elle devient négative entre 6,8 et 19,58 GHz. Cette permittivité est en accord avec le modèle de Drude sur cette bande de fréquence [14].

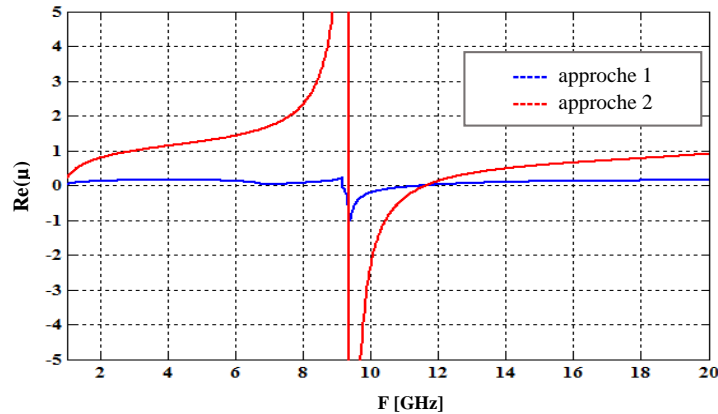


Figure II.22 Cellule unitaire de résonateur en double S. Partie réelle de la perméabilité.

En ce qui concerne la partie réelle du perméabilité effectifs, on trouve également une résonance avec une bande entre 9,17 et 11,65 GHz dans laquelle la perméabilité est négative. Cette perméabilité est en accord avec le modèle de Lorentz.

On constate aussi que les deux approches présentent la même bande négative mais avec des niveaux différents.

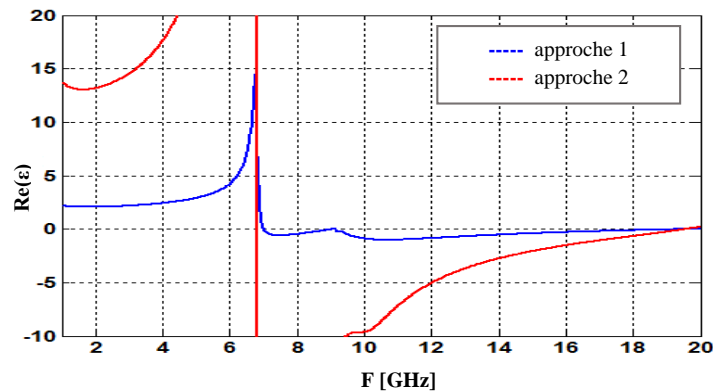


Figure II.23 Cellule unitaire de résonateur en double S. Partie réelle de la permittivité.

On peut dire que la bande de fréquence avec des valeurs de perméabilité négative est plus étroite comparée à celle de permittivité négative ; cela peut être expliqué par l'équation (2.56) dans la deuxième approche de Ziolkowski. Ainsi la contrainte la plus forte dans la fabrication des matériaux main gauche est la réalisation de la perméabilité négative. Il est souhaitable de réaliser des métamatériaux à perméabilité négative en contrôlant la permittivité des matériaux constitutifs. La bande négative de l'indice de réfraction existe entre 9,17 et 11,74 GHz, où la perméabilité et la permittivité sont simultanément négatives. Ce résultat confirme que les résonateurs en forme double S présentent des propriétés main gauche sans avoir à utiliser un réseau de tiges complémentaires.

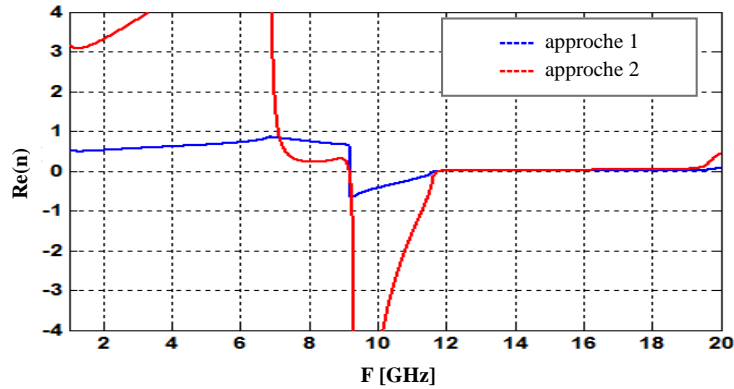


Figure II.24 Cellule unitaire de résonateur en double S. Partie réelle de l'indice de réfraction

La différence entre les deux approches utilisées dans la dernière figure de l'indice de réfraction est dû à la disparité des expressions (fonctions analytiques) utilisé dans chaque approche. La méthode d'extraction affecte aussi sur les courbes ; on calcule directement l'indice de réfraction dans la première approche, alors que dans la deuxième on calcule d'abord la perméabilité et la permittivité dans leur forme approximative, et puis on en déduit la valeur de l'indice de réfraction.

Dans cette figure II.25, nous utilisons les expressions de la permittivité mentionnée dans les équations précédentes. Pour l'approche de Smith nous utilisons l'équation (2.38) pour déduire la permittivité et dans l'approche de Ziolkowski nous choisissons les équations (2.54) et (2.56) consécutivement.

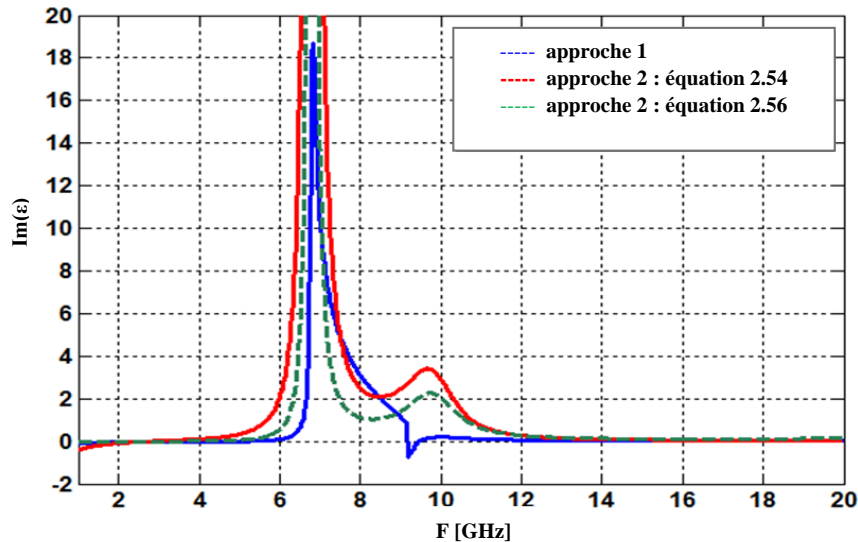


Figure II.25 Cellule unitaire de résonateur en double S. Partie imaginaire de la permittivité.

On revient à la condition d'existence d'un seul mode propagatif dans le milieu périodique avec la périodicité P_T orthogonale à la direction de propagation. La valeur limite pour la constante de propagation β sera : $|\beta| < \pi/P_T$. Par rapport à l'indice effective nous pouvons écrire :

$$|\text{Re}(n_{\text{eff}})| < \lambda_0/2P_T$$

Dans le cas présent, $P_T = 5,2 \text{ mm}$; cela impose les conditions suivantes :

$$5 \text{ GHz } |\text{Re}(n_{\text{eff}})| < 5,77 ; |\text{Re}(n_{\text{eff}})| < 2,88 \text{ à } 10\text{GHz} ; |\text{Re}(n_{\text{eff}})| < 1,92 \text{ à } 15\text{GHz}.$$

II.4.2 Structure spirale carrée

Cette structure est réalisée en reliant deux anneaux formant l'SRR carré. La représentation de la structure avec les différentes dimensions est donnée sur la figure II.26. Contrairement à la structure en double S, les motifs métalliques sont sur un seul côté du circuit imprimé.

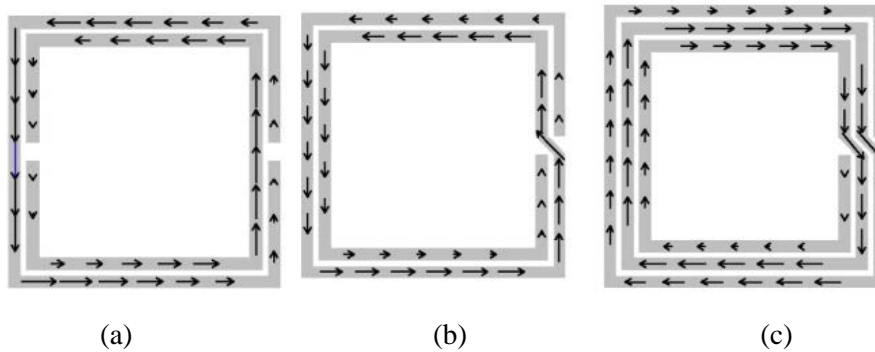


Figure II.26 Cellule unitaire d'SRR (a) SRR carré de Pendry [18](b) Structure spirale SR1 avec deux SRRs reliés(c) Structure spirale SR2 avec 3 SRRs reliés.

Baena et al [31] ont proposé deux structures spirales, circulaires et carré. Les avantages évoqués sont : la faible dimension électrique à la résonance, l'absence de couplage électromagnétique, et la facilité de fabrication.

Les résonateurs proposés par Baena [31] ont montré une forte diminution dans la fréquence de résonance par rapport à l'SRR de base proposée par Pendry [18]. L'analyse des fréquences de résonances ont montré la relation entre les résonateurs spirales et la structure de Pendry

$$f_r^{\text{SRR}} = 2 f_r^{\text{SR1}} = 2\sqrt{2} f_r^{\text{SR2}}$$

Nous proposons ici une étude approfondie de ce type de structure, en partant d'une configuration déjà étudiée dans [15]. Pour des raisons pratiques un autre substrat a été adopté. La structure spirale est illustrée dans la figure II.27.

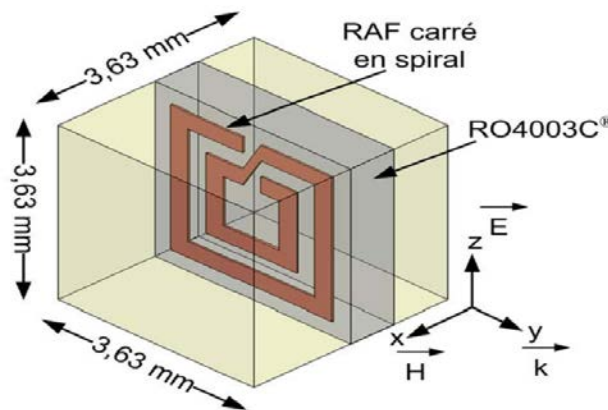


Figure II.27 Structure SRR carré spirale [15]

Dans notre étude le rayon de l'anneau externe est 3mm, la largeur de la piste en cuivre est la même que la largeur de la coupure des anneaux et l'espacement entre les deux anneaux : 0,33mm comme dans [15]. Par contre le substrat utilisé est le RO5880 au lieu de RO4003C, avec une permittivité relative de 2,2 et de tangente de pertes de l'ordre de 0,0027 ; son épaisseur est 0,4mm.

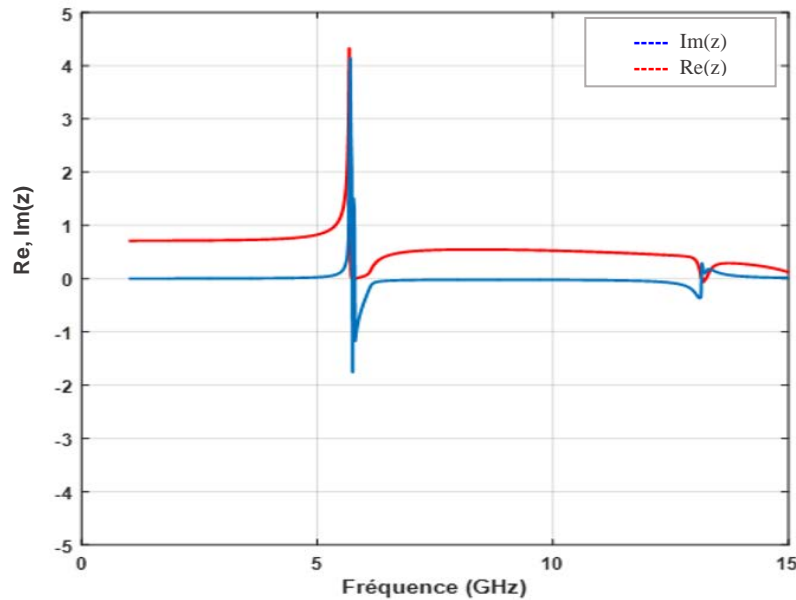


Figure II.28 Cellule unitaire SRR carré spirale ; Partie réelle et imaginaire de l'impédance normalisée
 Les résultats de simulation montrent une première fréquence de résonance à 5,42GHz avec des pertes d'insertion de -23,45 dB et une autre à 13,25 GHz avec des pertes d'insertions de l'ordre de -21,8dB. La partie réelle de l'impédance normalisée est positive mais la partie imaginaire de l'indice de réfraction présente des valeurs négatives entre 5,42GHz et 6,6GHz, illustrées dans la figure II.28 et II.29(b).

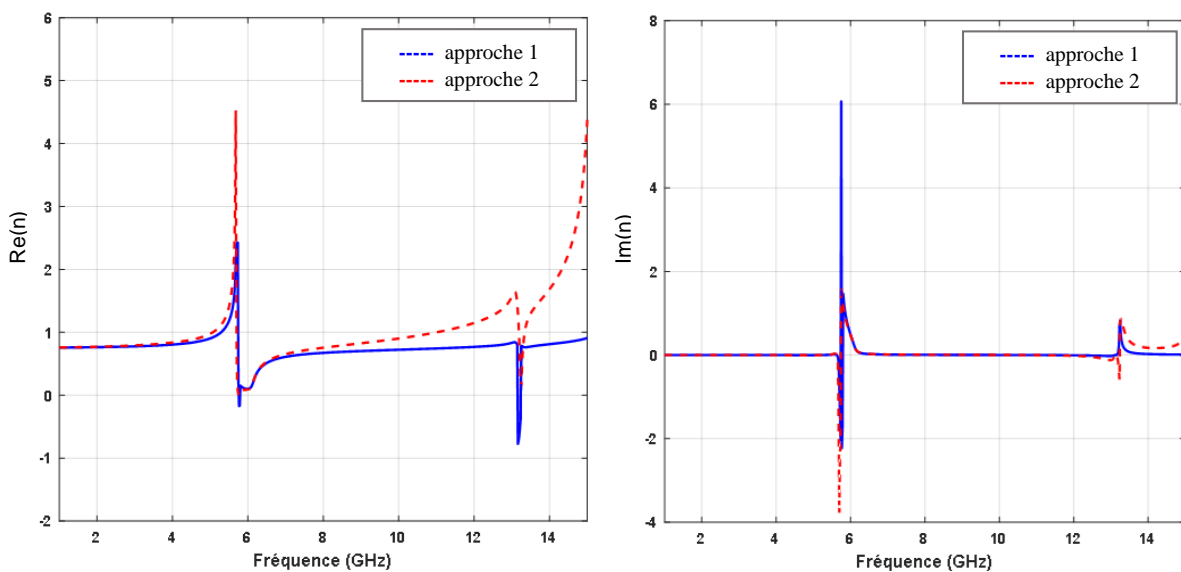


Figure II.29 Cellule unitaire SRR carré spirale : (a) et (b) Partie réelle et imaginaire de l'indice de réfraction.

La partie réelle de l'indice de réfraction présentée dans la figure II.28(a) est totalement positive.

La figure II.30 montre les variations des parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective. On peut noter qu'à la première résonance 5,42 GHz, la partie réelle de la perméabilité est négative dans une bande étroite autour de la résonance. À la deuxième résonance 13,25 GHz, une valeur négative est également obtenue pour $Re(\mu_{eff})$ dans la bande entre 13,1 GHz et 13,4 GHz. En dehors de ces deux bandes étroites, $Re(\mu_{eff})$ est positive.

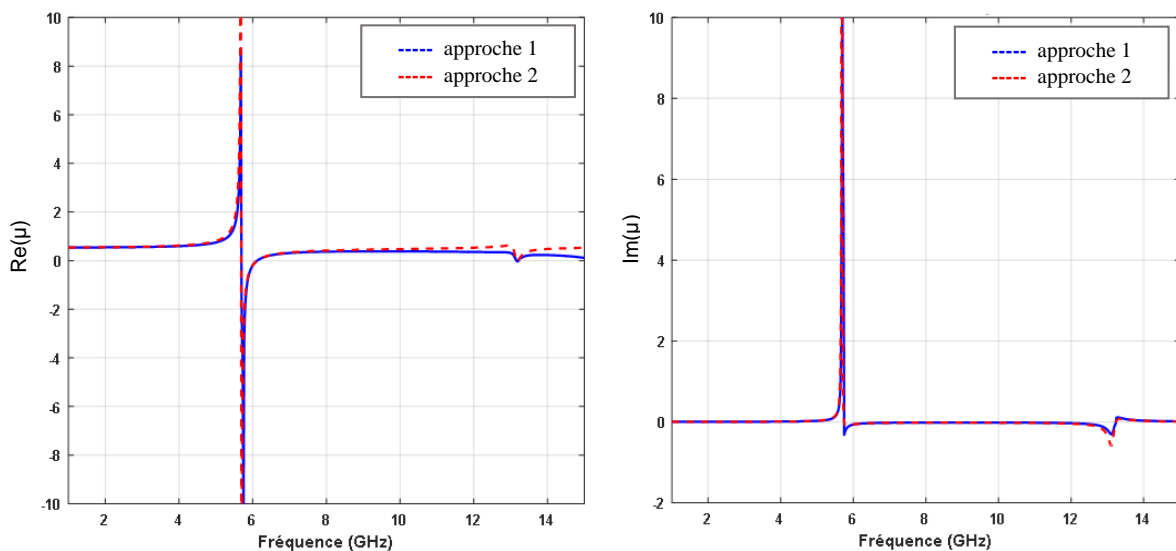


Figure II.30 Cellule unitaire SRR carré spirale ; Partie réelle et imaginaire de la perméabilité.

La partie réelle de la permittivité (figure II.31) montrent des valeurs négatives. Cependant il n'y a pas de recouvrement entre les bandes négatives de la permittivité et de la perméabilité.

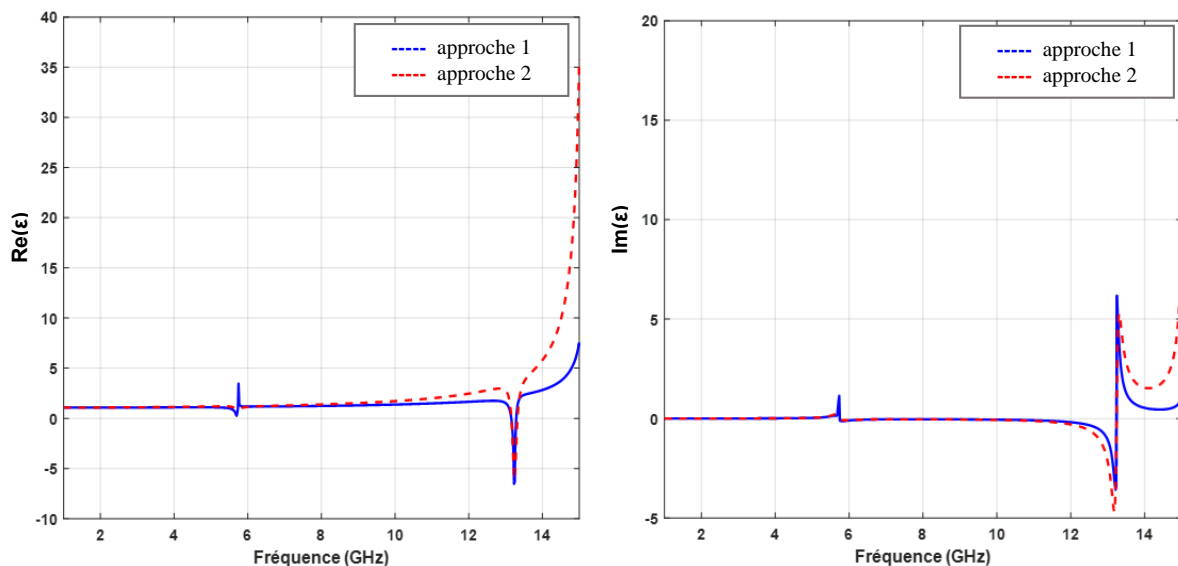


Figure II.31 Cellule unitaire SRR carré spirale. Partie réelle et imaginaire de la permittivité

Dans la section suivante nous allons étudier l'effet de nombre de tours spirales mais aussi la différence entre l'SRR multi spirale et les SRRs de Pendry, notamment au niveau de fréquence de résonance et de dimension électrique.

La comparaison entre structure en double S et celle de résonateur spirale montre plusieurs avantages de l'SRR spirale :

- La facilité de fabrication et aussi la facilité de l'intégrer dans des applications bien définis ;
- La miniaturisation et la faible dimension électrique ;
- La facilité de caractérisation diélectrique en cas de dépôt de liquide ou de substrat solide en dessus de l'SRR, sur une seule face et sous une structure très petite par rapport à la longueur d'onde (la perméabilité est le seul paramètre négatif pour l'SRR) ;
- La faible fréquence de résonance de l'SRR spirale ce qui nous facilite la conception et le choix d'application dans la gamme de fréquence souhaité.

II.5 Métamatériaux dans des nouvelles technologies

De nombreuses applications s'appuyant ou associant les métamatériaux ont été développées tout d'abord dans le domaine des fréquences centimétriques et millimétrique, puis dans celui de l'optique.

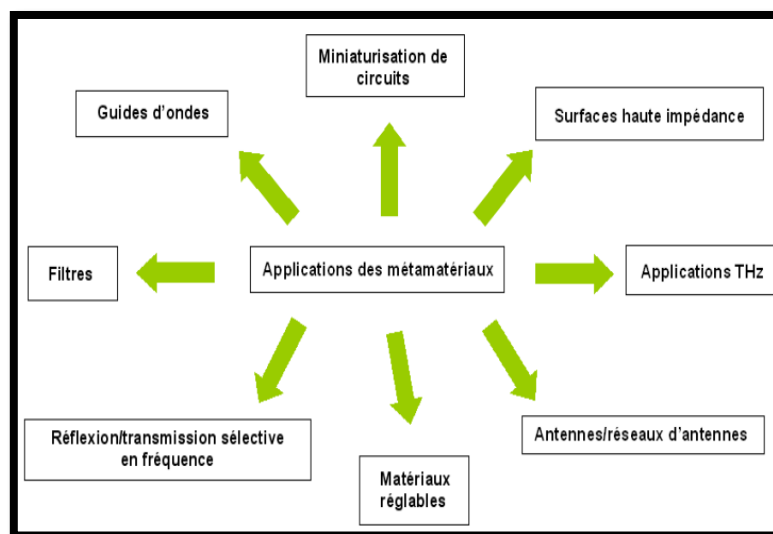


Figure II.32 Applications des métamatériaux

Nous donnons une brève description pour les applications suivantes :

- Dans le domaine optique nous présentons des super-lentilles et métamatériaux à changement de phase ;
- Dans le domaine microondes nous présentons des capteurs biochimiques et des antennes à base de métamatériaux.

Nous nous focalisons ici que sur les applications optiques et hyperfréquences.

II.5.1 Applications des métamatériaux en Optique

a) Lentilles parfaites

Une lentille parfaite est une lentille qui ne déforme pas l'image, ne l'inverse pas et qui a une résolution infinie (l'image d'un point est strictement un point). Les lentilles convergentes convexes usuelles, d'indice de réfraction supérieur à celui du vide ($n=1$), forment sur le plan image une image inversée, où deux points distants de moins d'une demi-longueur d'onde environ ne peuvent être distingués. Cette limite ultime de résolution est due à la diffraction de la lumière sur l'objet imagé. En 2000, J. Pendry [57] proposa la réalisation de la "lentille plate" imaginée par Veselago qui est une simple lame d'indice de diffraction égale à -1 . Il réalisait ainsi en pratique mais pour une certaine fréquence seulement, le milieu optique imaginé par V.Veselago. Toutefois, en 2005, l'équipe de Xiang Zhang à l'Université de Los Angeles a démontré expérimentalement une résolution supérieure à un cinquième de longueur d'onde à travers un métamatériau constitué d'un mince film d'argent pris en sandwich entre deux couches de semi-conducteur, pour une fréquence dans le domaine visible [58].

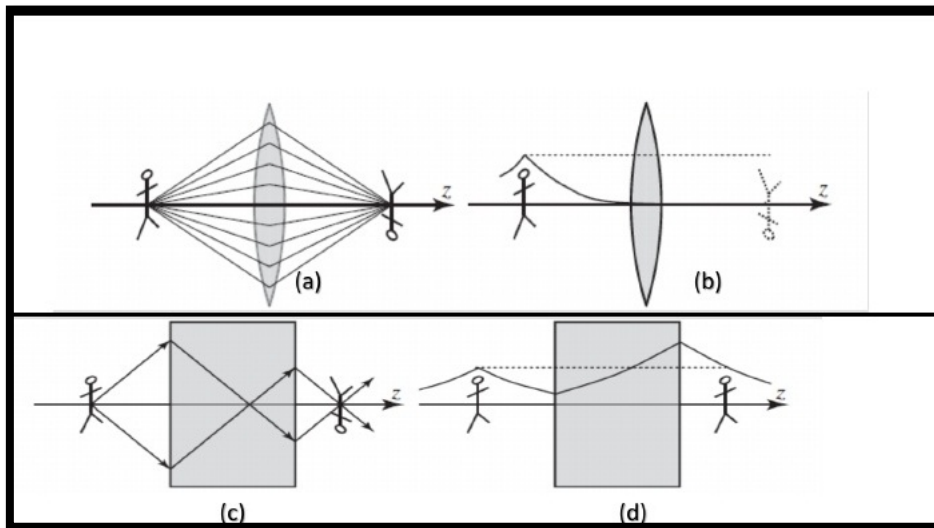


Figure II.33 Image virtuelle reproduit pour un milieu main droite et un métamatériau.

(a) lentille MD pour des ondes incidentes propagées : La focalisation se produit. (b) lentille de focalisation pour ondes évanescentes incidentes : les sources d'information n'atteint pas la source.(c) plaque métamatériau avec $\epsilon = \mu = -1$ pour des ondes incidentes propagées : la focalisation se produit.(d) plaque métamatériau avec $\epsilon = \mu = -1$ pour des ondes évanescentes incidentes : l'information atteint la source due l'augmentation de l'énergie à l'intérieur de la plaque.

Cette figure II.33 montre l'image produite par une lentille convexe (milieu main gauche), et une plaque main droite.

Les ondes évanescentes sont fortement atténuées et n'atteignent pas le plan image. Pendry a montré comment l'amplitude des ondes évanescentes peut être reconstituée par le milieu main gauche(MG) [57][59].

La reconstitution des harmoniques de Fourier évanescentes $x=2d$ implique l'amplification de chaque harmonique de Fourier à l'intérieur du milieu MG [60].

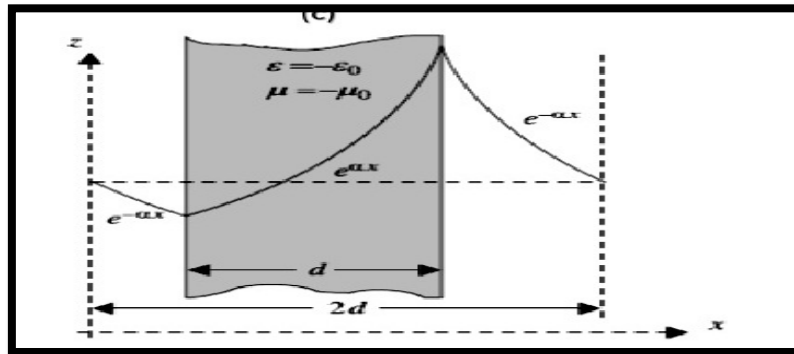


Figure II.34 Diagramme d'amplitude pour une harmonique de Fourier évanescente pour une lentille parfaite. L'amplitude suit les courbes $\exp(\pm ax)$ [60]

b) Métamatériaux à changement de phase

Le terme changement de phase est donné pour décrire un changement radical dans la disposition des atomes. Par exemple le changement de phase du verre de Chalcogénure (semi-conducteur) est utilisé depuis des décennies dans les CD et les DVD (figure II.35). Les métamatériaux à changement de phase permettent la commutation, l'écriture, l'effacement et la réécriture des méta-périphériques ce qui ouvre des approches innovantes pour la construction de systèmes optiques.



Figure II.35 Dispositif de stockage binaire

Gholipour et al [61, 62] ainsi que Wang et al [63] ont proposé des métamatériaux optiques non linéaires, accordable et commutables dans le but de réaliser de changement de phase dans les méta-périphériques tels que les CD et les DVD . Lorsque les métamatériaux sont fabriqués, leur propriété sont normalement fixées par leur conception. Ces chercheurs ont essayé de changer les propriétés statiques en propriétés dynamique en combinant des concepts de métamatériaux

avec des matériaux actifs pour créer des méta-dispositifs où il est possible de contrôler et changer les propriétés optiques à la demande.

Nous citons deux exemples en utilisant un type spécifique de matériau actif à changement de phase qui peut être commuté entre deux ou plusieurs états lorsqu'il est excité par des stimuli tels que la chaleur, le courant électrique ou la lumière.

Lorsqu'un laser brille à travers ces verres, un type d'impulsion laser provoquera la formation des atomes vers un état ordonné mais un autre type d'impulsion les ramènera à un état désordonné. Ce comportement de commutation binaire est utilisé dans un CD ou une RAM à changement de phase. Un CD utilise deux niveaux de stockage de données mais en utilisant des systèmes laser sophistiqués il est possible d'aller au-delà et permettre un stockage avec beaucoup plus de niveaux en augmentant considérablement la quantité d'informations ; cela permet de fabriquer des dispositifs optiques beaucoup plus intéressants.

Le premier exemple [61] utilise un métamatériau en or avec un film mince de verre de Chalcogénure placé au-dessus (figure II.36). Si le Chalcogénure est en phase le matériau transmet la lumière. Dans l'autre phase, il la bloque donc nous avons un nano-interrupteur à contraste élevé avec un contrôle électrique dans une couche d'épaisseur de fraction de longueur d'onde ($\approx \lambda/27$ pour une cellule unitaire de 900nm de dimension).

La figure II.36 (b) montre la réflexion et la transmission rapports de contraste, approchant à nouveau 4: 1, dans la gamme IR moyenne de 5 à 7 μm avec une taille de cellule unitaire de métamatériau de 900 nm.

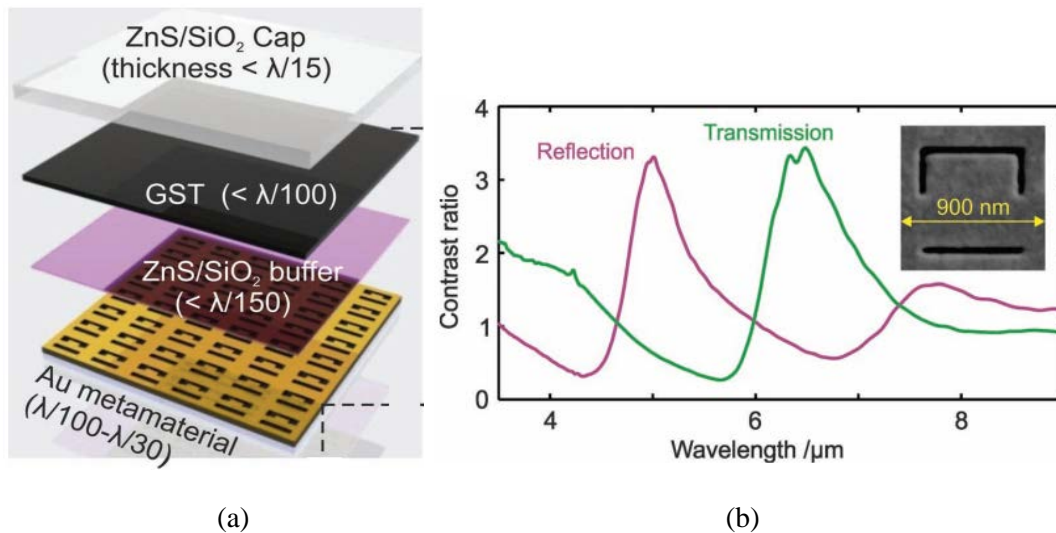


Figure II.36 (a) Structure multicouche de métamatériau à changement de phase (b)Contraste de modulation de transmission et de réflexion associé avec commutation de phase [61].

Le deuxième exemple [63] va encore plus loin, on utilise la couche de chalcogénure comme un canevas optique sur laquelle il est possible de peindre ou construire des structures à l'aide d'un faisceau laser (figure II.37). On commence avec un métamatériau en scannant et en contrôlant

une série de d'impulsions laser étroitement à travers l'échantillon. Il est possible de l'effacer et écrire un autre motif de métamatériau, puis à volonté l'effacer et écrire un élément optique complètement différent. Dans ce cas, une plaque de zone Fresnel a été utilisée pour focaliser le faisceau laser.

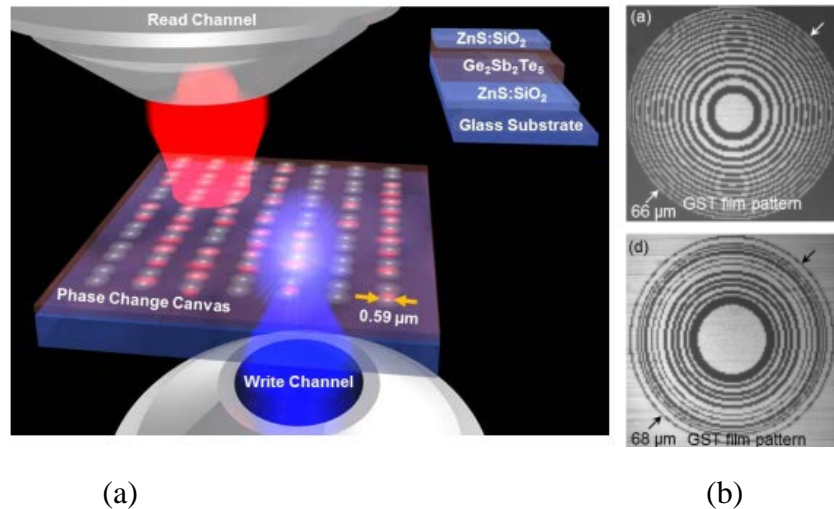


Figure II.37(a) Canevas optique à changement de phase (b) Dispositifs à échelle de gris écrits optiquement dans le film à changement de phase [63].

II.5.2 Applications des métamatériaux en hyperfréquences

a) Capteur biochimique

Les métamatériaux peuvent présenter une forte localisation et amplification des champs afin qu'ils puissent être utilisés pour améliorer réellement la sélectivité du capteur de détection de substances non linéaires et pour permettre la détection de très petites quantités d'analytes [64]. Sur la base de cette propriété, de nombreuses nouvelles applications de métamatériaux ont été proposées récemment.



Figure II.38 Image d'un capteur immergé dans l'huile d'olive pour la caractérisation diélectrique [65]

Les capteurs à base de métamatériaux possèdent une sensibilité beaucoup plus élevée que les capteurs traditionnels. De plus, on pense que les capteurs à base de métamatériaux peuvent avoir des applications potentielles dans l'environnement et sécurité intérieure.

Les capteurs sont essentiels dans de nombreux domaines, tels que le diagnostic des maladies, la surveillance de l'environnement et la sécurité alimentaire. La figure II.38 montre un capteur à base d'SRR [65] utilisé pour la détection de permittivité de solides et de liquides. La caractérisation diélectrique a été faite d'abord avec des couches fines des matériaux solides comme l'FR4, polyéthylène, mousse classique et à haute densité. La caractérisation avec des liquides a été faite avec de l'huile de paraffine, huile d'olive, huile d'amandes, huile de castor...etc.

Ils sont également des outils vitaux dans l'étude des phénomènes biologiques. À base de fluorescence, les capteurs se sont avérés utiles pour analyser les puces à ADN génomique et protéomique [66,67] et aussi dans l'imagerie, y compris la détection de molécule unique à l'intérieur de cellules vivantes [68,69].



Figure II.39 Image d'un biocapteur est composée de deux paires d'SRRs [70]

Hee lee et al [70-73] ont proposés plusieurs structures de biocapteurs en se basant sur des métamatériaux sous forme de résonateur à anneau fendu pour des différentes applications de bio-détection. En 2008 [70], ils ont proposé un biocapteur à base des SRRs de petite taille pour effectuer la reconnaissance biomoléculaire (biotine-streptavidin). La structure de ce biocapteur est composée de deux paires des SRRs et d'une ligne de transmission planaire (Figure II.39). Il se produit un phénomène de résonance car le SRR peut être considéré comme un simple circuit résonnant LC [74]. Il est clair qu'on peut avoir une variation de la fréquence de résonance, en variant les valeurs de C ou de L . L'expression de la fréquence de résonance de ce circuit est : $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$.

En 2009, dans les travaux de Lee et al [71] présentent un double résonateur planaire de SRR (DSRR) pour la détection biomoléculaire aux fréquences micro-onde (Figure II.40).



Figure II.40 Image d'un biocapteur modèle (SS-ADN),(CC-ADN) composée d'une double SRR [71]. Le résonateur DSRR a été excité par des champs magnétiques variables dans le temps produite par la ligne de transmission d'impédance caractéristique 50Ω . Après le dépôt du SS-DNA la fréquence de résonance devient $f_0 = 12.330$ GHz. Le changement de la fréquence est dans ce cas $\Delta f_0 = 20$ MHz, après la liaison de SS-DNA et de complémentaire ADN(C-DNA) (hybridation) la fréquence de résonance était $\Delta f_0 = 60$ MHz (Figure II.41). Alors, il est clair que le résonateur DSRR peut servir d'un élément de détection d'ADN dans le régime des micro-ondes.

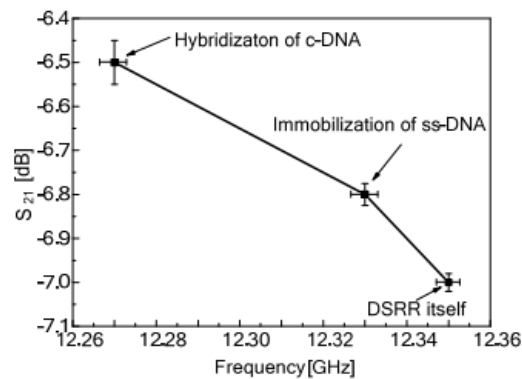


Figure II.41 Différentes phases de dépôt des couches biologique sur le DSRR.

En 2012, Lee et al [73] ont proposé un biocapteur à base des DSRR, pour la détection des biomolécules tel que l'antigène spécifique de prostate (PSA) et l'hormone de cortisol. Ils ont proposé un SRR carrée avec une ligne de transmission (Figure II.42).

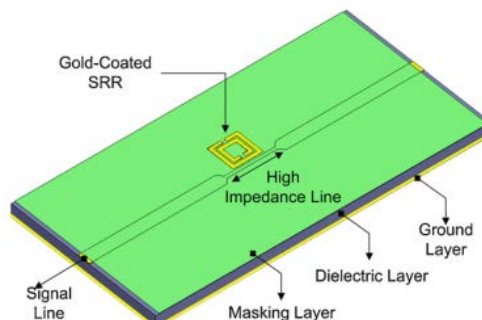


Figure II.42 Biocapteur pour la détection d'antigène spécifique de prostate (PSA) et l'hormone de cortisol [73]

Le dépôt d'une couche anti PSA produit un décalage dans la fréquence de résonance $\Delta f_0 = 30 \pm 2 \text{ MHz}$. L'ajout d'une couche de PSA permet détecter un décalage en fréquence de résonance $\Delta f_0 = 35 \pm 3,5 \text{ MHz}$.

De la même manière pour la détection de cortisol antigène, un décalage en fréquence de résonance $\Delta f_0 = 20 \pm 3 \text{ MHz}$ a été observé pour la couche d'anti-cortisol, et $\Delta f_0 = 23 \pm 4 \text{ MHz}$ pour le cortisol antigène. La fréquence de résonance initial est $f_0 = 10,48 \text{ GHz}$.

b) Antennes à métamatériaux

L'utilisation des métamatériaux dans les antennes vise à améliorer leurs caractéristiques, comme le gain et la directivité. Une étude a été publiée [15] pour examiner l'influence sur les performances d'une antenne patch en plaçant dans son environnement proche un matériau main gauche (figure II.43). L'antenne devient plus directive avec une ouverture à -3 dB de 30° au lieu de 100° en absence de métamatériau. Le gain est ainsi amélioré.

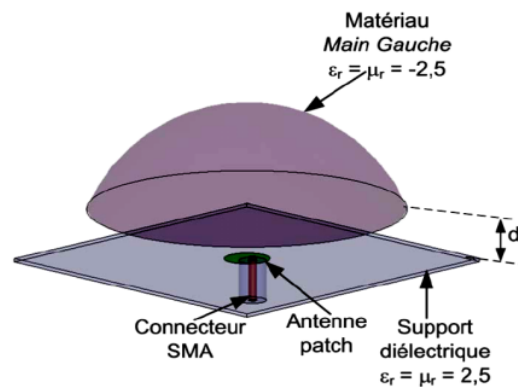


Figure II.43 – Schéma du dispositif où le métamatériau Main Gauche est placé au-dessus de l'antenne patch

La figure II.44 montre une comparaison entre le gain d'une antenne patch seule et le gain de la même antenne en présence de métamatériau. Cette influence du matériau main gauche sur l'antenne patch peut être expliquée par une modification dans la représentation du champ rayonné. La figure II.45 compare la distribution du champ E en l'absence et en la présence du métamatériau.

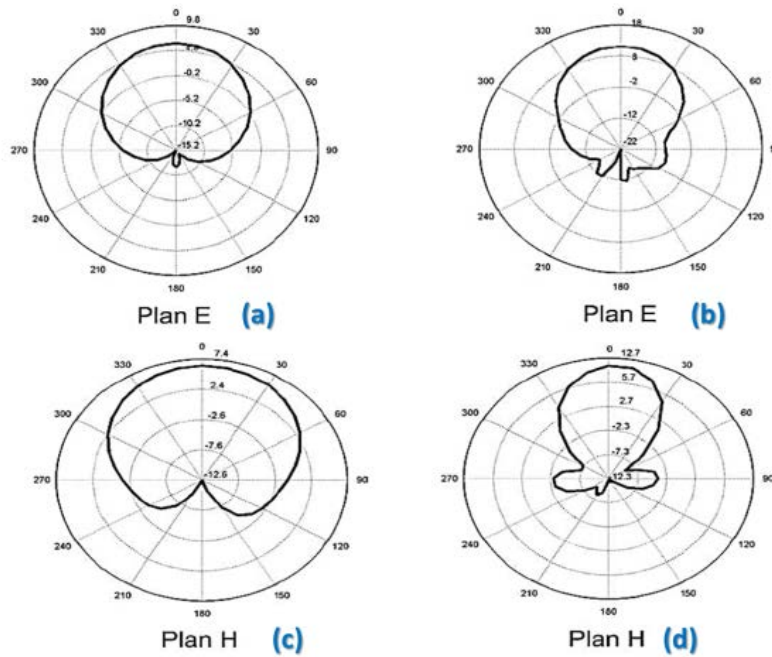


Figure II.44 Comparaison du gain de l'antenne avec et sans métamatériau. (a) et (c) antenne patch en absence de métamatériau. (b) et (d) antenne patch en présence de métamatériau [15].

Dans le cas de l'antenne toute seule, le champ E rayonné par l'antenne est équi-reparti selon les résultats de simulation. Quand le métamatériau est placé au-dessus de l'antenne, il y a d'abord une focalisation du champ E dans le matériau Main Gauche, puis une répartition uniforme en dehors du métamatériau. Cette modification de distribution de champ E dans l'environnement immédiat de l'antenne entraîne une amélioration du gain et de la directivité.

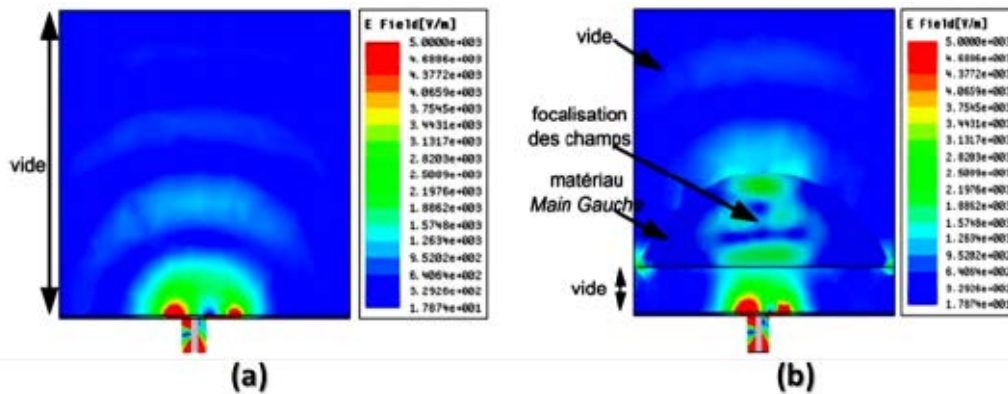


Figure II.45 Distribution du champ E : (a) antenne seule. (b) antenne en présence du métamatériau.

II.6 Conclusion

Ce deuxième chapitre a été orienté vers la caractérisation des structures à base de métamatériau.. En premier lieu, un rappel sur les matériaux et leurs différentes classes a été fait ; nous avons présenté les propriétés générales des matériaux électromagnétiques typiques. Ses classes ont été faites selon trois paramètres physiques : la permittivité, la perméabilité et la conductivité. On peut donc distinguer des matériaux conducteurs, diélectriques et magnétiques.

Ensuite, nous avons abordé les deux éléments de base pour la fabrication d'un milieu présentant une perméabilité et une permittivité négative. Un réseau de tiges métalliques peut produire une permittivité négative alors que les matériaux artificiels magnétiques structurés par des résonateurs à anneaux fendus ou des rouleaux Suisse produisent une perméabilité négative.

La combinaison dans un milieu composite de fils minces et des structures résonantes en anneau fendue peut donner lieu à un milieu effectif d'indice de réfraction négatif. Des structures alternatives de métamatériaux utilisant d'autres systèmes ont été proposées par des équipes de recherche où on trouve également des particules en forme d'oméga ou de "S" orientées alternativement.

Dans ce chapitre, nous avons utilisé la procédure d'homogénéisation dans le but de simplifier l'identification des propriétés électrique et magnétiques des structures périodiques. Nous nous focalisons sur l'approche globale pour extraire les paramètres effectifs d'une structure périodique à partir des paramètres S qui peuvent être mesurés ou simulés lors de la propagation d'onde électromagnétique dans cette structure. Dans notre cas on exploitera les résultats des simulations obtenus à l'aide des logiciels électromagnétiques comme HFSS.

Nous présentons les méthodes les plus répondues pour l'extraction des paramètres effectifs, en commençant par la méthode de Nicolson-Ross-Weir et terminant par d'autres approches dérivées de cette dernière. Parmi ces approches nous citons les approches de Smith, Markos, Ziolkowski, la méthode de dispersion et la méthode de Scher et Kuester ; celles-ci pourraient être très efficaces pour certaine gamme de fréquences et pour des configurations particulières de métamatériaux. Nous terminons cette étude par l'étude des structures résonantes différentes avec les approches présentés. Les résultats obtenus montrent bien la différence entre les approches mais aussi la facilité et la précision pour l'extraction des paramètres effectifs du résonateur spirale.

Nous terminons ce chapitre en illustrant des exemples concrets d'utilisation des métamatériaux pour le développement des applications innovantes en hyperfréquence et en optique.

Bibliographie du chapitre 2

- [1] Richard Fitzpatrick, “Maxwell’s Equations and the Principles of Electromagnetism,” ISBN: 978-1-934015-20-9.
- [2] Sophocles J. Orfanidis, “Electromagnetic Waves and Antennas,” ECE Department, Rutgers University, NJ, USA, 2016.
- [3] Biswajit Banerjee, “an Introduction to Metamaterials and Waves in Composites,” CRC Press, ISBN: 9781439841570, 2011.
- [4] Olaf Stenzel, “The Physics of Thin Film Optical Spectra,” Springer Series in surface sciences, ISBN: 978-3-540-27905-1, Berlin, 2005.
- [5] Lobato-Morales H, Corona-Chávez A, Murthy DV, Olvera-Cervantes JL, “Complex permittivity measurements using cavity perturbation technique with substrate integrated waveguide cavities,” Rev Sci Instrum, vol. 81, no. 6:064704, 2010.
- [6] A. A. Helmy, S. Kabiri, M.M Bajestan, K. Entesari, “Complex permittivity detection of organic chemicals and mixtures using a 0.5–3-GHz miniaturized spectroscopy system”, IEEE transactions on microwave theory and techniques, Vol. 61, no 12, pp. 4646-4659, December 2013.
- [7] V. Rawat, V. Nadkarni, S.N .Kale, S. Hingane, S.Wani, C. Rajguru, “Calibration and optimization of a metamaterial sensor for hybrid fuel detection”, Proceedings of the 2015 2nd International symposium on physics and technology of sensors, India, March 2015.
- [8] P. Debye, “Polar molecules,” Dover, 1929.
- [9] K. S. Cole and R. H. Cole, “Dispersion and absorption in dielectrics I: Alternating current characteristics,” J. Chem. Phys., vol. 9, no. 4, pp. 341–351, Apr. 1941.
- [10] Cours A.Menasria, “Matériaux et introduction à la Haute Tension,” Université Ahmed DRAIA d’Adrar ,2019.
- [11] H. Sakli , H. Benzina ,T. Aguilí and J. Tao, “Application du formalisme de l’opérateur transverse à l’exploration des modes dans un guide d’onde rectangulaire chargé de ferrite magnétisé,” Conférence Européenne sur les méthodes numériques en électromagnétisme (Numelec’5),2006.
- [12] J. Brown, “Artificial dielectrics having refractive indices less than unity,” Proceedings of the IEE Part IV: Institution Monographs, vol. 100, no. 5, pp. 51–62, 1953.
- [13] W. Rotman, “Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media,” Antennas and Propagation, IRE Transactions on, vol. 10, no. 1, pp. 82–95, 1962.
- [14] 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.

- [15] Shah Nawaz BUROKUR, “Mise en oeuvre de Métamatériaux en vue d’application aux circuits microondes et aux antennes,” thèse doctorat, Université de Nantes, 2005.
- [16] J. Pendry, A. Holden, D. Robbins, and W. Stewart, “Low frequency plasmons in thin-wire structures,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 10, p. 4785, 1998.
- [17] Belov P A, Marques R, Maslovski S I, Nefedov I S, Silveirinha M, Simovski C R and S. A. Tretyakov, “Strong spatial dispersion in wire media in the very large wavelength limit,” *Phys. Rev. B*, vol. 67, no. 11:13103, 2003.
- [18] J. Pendry, A. Holden, D. Robbins, and W. Stewart, “Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena,” *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, 1999.
- [19] I. S. Sokolnikoff, Harald.T.Friis, “Antennas theory and practice,” New York, John Wiley & Sons, London, 1952.
- [20] Yang Hao, “Raj Mittra, FDTD Modeling of Metamaterials”, *Theory and Applications*, Vol. 1, no. 1, pp 2-13, 2009.
- [21] H. J. Schneider, W. Gschwendtner and U. Buchheit, *J. Magn. Reson.* Vol. 26, 175. 1977.
- [22] Wenshan Cai, Vladimir Shalaev, “Optical Metamaterials”, *Fundamentals and Applications* ,Springer, ISBN 978-1-4419-1150-6,2010.
- [23] Éric Lheurette, “Métamatériaux à indice négatif de réfraction : Des microondes aux fréquences TéraHertz,” thèse d’habilitation, Université de Lille 1,2009.
- [24] P. Gay-Balmaz and O. J. F. Martin, “Efficient isotropic magnetic resonators”, *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 5, pp. 939–941, July 2002.
- [25] R. Marqués,F. Medina, and R.R El-Idrissi, “Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials,” *PHYSICAL REVIEW B*, vol. 65, no. 15:144440, 2002.
- [26] S. O’Brien and J. B. Pendry, “Magnetic activity at infrared frequencies in structured metallic photonic crystals”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 14, no. 25, pp. 6383–6394, July 2002.
- [27] Y. Guo, G. Goussetis, A. P. Feresidis and J. C. Vardaxoglou, “Efficient modeling of novel uniplanar left-handed metamaterials,” in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53, no. 4, pp. 1462-1468, 2005.
- [28] Yi-Jang Hsu, Yen-Chun Huang, Jiann-Shing Lih y Jyh-Long Chern. “Electromagnetic resonance in deformed split ring resonators of left-handed meta-materials”. *Journal of App. Physics*. Vol. 96, no. 4, 2004.

- [29] M. Kafesaki, Th. Koschny, R. S. Penciu, T. F. Gundogdu, E. N. Economou and C. M. Soukoulis, Left-handed metamaterials: detailed numerical studies of the transmission properties, *Journal of Optics A* vol. 7, no. 2, pp. S12-S22, 2005.
- [30] K. Aydin, I. Bulu, K. Guven, M. Kafesaki, C. M Soukoulis and E. Ozbay, “Investigation of magnetic resonances for different split-ring resonator parameters and designs ,” *New J. Phys*, vol. 7, no. 168, 2005.
- [31] J. D. Baena, R. Marqués, and F. Medina, “Artificial magnetic metamaterial design by using spiral resonators”, *Physical Review B*, vol. 69, no. 1:014402, January 2004.
- [32] Smith DR, Padilla WJ, Vier DC, Nemat-Nasser SC, Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys Rev Lett*, vol. 84, no. 18: 4184-4187, 2000.
- [33] Shelby, R.A., Smith, D.R., Nemat-Nasser, S.C. and Schultz, S. “Microwave Transmission through a Two-Dimensional, Isotropic, Left-Handed Metamaterial,” *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 4, pp. 489-491, 2001.
- [34] C. R. Simovski and S. He, “Frequency range and explicit expressions for negative permittivity and permeability for an isotropic medium formed by a lattice of perfectly conducting omega particles”, *Physics Letters A*, vol. 311, no. 2-3, pp. 254–263, May 2003.
- [35] H. Chen, L. Ran, J. Huangfu, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorzcyk, and J. A. Kong, “Left-handed metamaterials composed of only "S"-shaped resonators”, *Physical Review E*, vol. 70, no. 5, pp. 057605, November 2004.
- [36] Panina L V, Grigorenko A N and Makhnovskiy D P, “Optomagnetic composite medium with conducting nanoelements,” *Phys. Rev. B*, vol. 66, no. 15:155411, 2002.
- [37] Yi-Jang Hsu and Jyh-Long Chern, “Transmission Characteristics of Smiling Pattern Resonators”, *Jpn. J. Appl. Phys*, Vol 43, no. 5B, pp.669-672, 2004.
- [38] Pascal Gilormini, “Contribution à la modélisation de la permittivité diélectrique de matériaux composites absorbants auxondes hyperfréquences : lois de mélange, lois de changement d'échelle et équations du milieu effectif généralisé, ”Thèse doctorat, Université de Lorraine,1995.
- [39]Tretyakov, S. “Analytical modeling in applied electromagnetics,” Artech House, ISBN: 9781580533676, USA, 2003.
- [40] Baker-Jarvis, J., Janezic, M. D., Riddle, B. F., Johnk, R. T., Kabos, P., Holloway, C. L., Geyer, R. G.& C. A Grosvenor,. “Measuring the permittivity and permeability of lossy materials : solids, liquids, metals, building materials and negative-index materials,” Electromagnetics division, Natl. Inst. Stand. Technol: Tech. Note 1536, Boulder, USA, 2004.

- [41] Baker-Jarvis, J., Kabos, P. & Holloway, C. L, “Nonequilibrium electromagnetics: Local and macroscopic fields and constitutive relationships,” *Phys. Rev. E*, vol. 70, no. 3: 036615–1–13, 2004.
- [42] Lalanne, P. & Hutley, M. “Artificial media optical properties - subwavelength scale, dans *Encyclopedia of optical engineering* publié par Dekker Encyclopedias”, Taylor and Francis Group (USA), 2003.
- [43] Lalanne, P. & Lalanne, D. “On the effective medium theory of subwavelength periodic structures,” *J. Mod. Opt*, vol. 43, no. 10: 2063, 1996.
- [44]Markos, P. & Soukoulis, C, “Left-handed materials,” arXiv:Cond-mat/0212136 pp. 1–11, 2001.
- [45] D. R. Smith and S. Schultz, , Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients, *Phys. Rev. B*, vol. 65, no. 19 :195104, 2002.
- [46] J. Baker-Jarvis, E. J. Vanzura, and W. A. Kissick, “Improved technique for determining complex permittivity with transmission/reflection method,” *IEEE Tran. Microw. Theory Tech.*, vol. 38, no. 8, pp. 1096– 1103, Aug. 1990.
- [47] W. B. Weir, “Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies,” *Proc. IEEE*, vol. 62, no. 1, pp.33-36, 1974.
- [48] A. M. Nicolson and G. F. Ross, “Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 19, no. 4, pp. 377–382, 1970.
- [49] F. Costa, M. Borgese, M. Degiorgi, and A. Monorchio, “Electromagnetic Characterisation of Materials by Using Transmission/Reflection (T/R) Devices,” *Electronics*, vol. 6, no. 4, p. 95, Nov 2017.
- [50] J.WANG, “Contribution to the characterization of stratified structures: electromagnetic analysis of a coaxial cell and a microstrip line”, thèse de doctorat de l'Université de Toulouse, 2018.
- [51] R. W. Ziolkowski, “Design, fabrication, and testing of double negative metamaterials,” in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51, no. 7, pp. 1516-1529, 2003.
- [52] U. C. Hasar, J. J. Barroso, C. Sabah, I. Y. Ozbek, Y. Kaya, D. Dal, and T. Aydin, “Retrieval of effective electromagnetic paramaters of isotropic metamaterials using referece-plane invariant expressions”, *Progress In Electromagnetics Research*, Vol. 132, pp. 425-441, 2012.

- [53] S. Zsolt, G.H. Park, H. Ravi, and E.P. Li, “A unique extraction of metamaterial parameters based on Kramers-Kronig relationship”, *IEEE Trans Microw Theory Tech*, vol. 58, no. 10 ,pp 2646–2653, 2010.
- [54] G. Lubkowski, R. Schuhmann, T. Weiland, “Extraction of Effective Metamaterial Parameters by Parameter Fitting of Dispersive Models”, *Microw. Opt. Technol. Lett*, vol. 49, no. 2, pp.285-288, 2007.
- [55] A. D. Scher and E. F. Kuester, “Extracting the bulk effective parameters of a metamaterial via the scattering from a single planar array of particles,” *Metamaterials*, vol. 3, no. 1, pp. 44–55, 2009.
- [56] B-I. Wu, W. Wang, J. Pacheco, X. Chen, T. Grzegorzcyk and J. A.Kong, “A study of using metamaterials as antenna substrate to enhance gain”, *Progres In Electromagnetics Research, PIER*, vol. 51, ,pp. 295-328, 2005.
- [57] J. B. Pendry, “Negative refraction makes perfect lens”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 3966-3969, 2000.
- [58] Sébastien Guenneau, Stefan Enoch et Ross McPhedran, “Les ondes sous l’emprise des métamatériaux, ”magazine pour la science, no.409, pp. 60-61, Novembre 2011.
- [59] 't Hooft GW. Comment on “negative refraction makes a perfect lens”. *Phys Rev Lett*, vol. 87, no. 24:249701, 2001.
- [60] Ricardo Marqués, Ferran Martín, Mario Sorolla, “Metamaterials with Negative Parameters: Theory, Design, and Microwave Applications,” Wiley, ISBN: 978-0-471-74582-2, 2013.
- [61] Gholipour, B., Zhang, J., MacDonald, K.F., Hewak, D.W. and Zheludev, N.I, “An All-Optical, Non-volatile, Bidirectional, Phase-Change Meta-Switch,” *Adv. Mate*, vol. 25: pp. 3050-3054,2013.
- [62]Artemios Karvounis, Behrad Gholipour, Kevin F. MacDonald, and Nikolay I. Zheludev, “All-dielectric phase-change reconfigurable metasurface”, *Applied Physics Letters*, vol. 109, ,no. 5:051103, 2016.
- [63]Wang, Q., Rogers, E., Gholipour, B. et al, “Optically reconfigurable metasurfaces and photonic devices based on phase change materials”. *Nature Photon*, vol. 10, pp. 60–65, 2016.
- [64] Jakšić, Z.; Vuković, S.; Matovic, J.; Tanasković, D. “Negative refractive index metasurfaces forenhanced biosensing”. *Materials*, vol. 4, no. 1, pp. 1–36, 2011.
- [65] G. Galindo-Romera, F. Javier Herraiz-Martínez, M. Gil, J. J. Martínez-Martínez and D. Segovia-Vargas, “Submersible Printed Split-Ring Resonator-Based Sensor for Thin-Film Detection and Permittivity Characterization,” in *IEEE Sensors Journal*, vol. 16, no. 10, pp.

3587-3596, 2016.

[66] Giles H.W Sanders, Andreas Manz, “Chip-based microsystems for genomic and proteomic analysis,” *TrAC Trends in Analytical Chemistry*, Vol 19, no. 6, pp 364-378, 2000.

[67] Solinas-Toldo S, Lampel S, Stilgenbauer S, Nickolenko J, Benner A, Döhner H, Cremer T, Lichter P. “Matrix-based comparative genomic hybridization: biochips to screen for genomic imbalances,” *Genes Chromosomes Cancer*, vol. 20, no. 4, pp. 399-407, 1997.

[68] Michalet X, Kapanidis AN, Laurence T, Pinaud F, Doose S, Pflughoeft M, Weiss S, “The power and prospects of fluorescence microscopies and spectroscopies,” *Annu Rev Biophys Biomol Struct*, vol 32, pp. 161-182, 2003.

[69] Webb SE, Roberts SK, Needham SR, Tynan CJ, Rolfe DJ, Winn MD, Clarke DT, Barraclough R, Martin-Fernandez ML, “Single-molecule imaging and fluorescence lifetime imaging microscopy show different structures for high- and low-affinity epidermal growth factor receptors in A431 cells,”. *Biophys J*, vol 94, no. 3, pp. 803-819, 2008.

[70] H.-J. Lee, H.-S. Lee, K.-H. Yoo, and J.-G. Yook, “On the possibility of biosensors based on split ring resonators,” in *Proc. 38th Eur. Microw.Conf. (EuMC)*, pp. 1222–1225, 2008.

[71] H.-J. Lee et al., “DNA Sensing based on single element planar double split-ring resonator,” *Sens. Actuators B, Chem.*, vol. 169, pp. 26–31, 2009.

[72] H.-J. Lee, H.-S. Lee, K.-H. Yoo, and J.-G. Yook, “DNA sensing using split-ring resonator alone at microwave regime,” *J. Appl. Phys.*, vol. 108, no. 1, p. 014908, 2010.

[73] H.-J. Lee et al., “A planar split-ring resonator-based microwave biosensor for label-free detection of biomolecules,” *Sens. Actuators B, Chem.*, vol. 169, pp. 26–31, Jul. 2012

[74] R. Marques, F. Mesa, J. Martel, and F. Medina, “Comparative analysis of edge and broadside-coupled split ring resonators for metamaterial design - theory and experiments”. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol 51, no. 10, pp. 2572–2581, 2003.

CHAPITRE III

Conception et optimisation des capteurs à métamateriau

III.1 Introduction

Pour la conception des capteurs, nous commençons par l'étude des structures candidates notamment des résonateurs présentant des permittivités ou perméabilités effectives négatives. Une étude de paramètres effectifs a été faite sur deux cellules élémentaires de résonateur SRR de motifs différents en technologie microruban. La première est une cellule unité formée de deux motifs en forme de la lettre S. La particularité de cette structure est qu'elle présente un double résonance, magnétique et électrique. La deuxième structure est un résonateur SRR carré en spirale avec une perméabilité négative pour une gamme de fréquence précise. Ces deux structures ont été choisies et comparées avec des références bien définies afin de vérifier la qualité de nos résultats de simulation numérique à l'aide du logiciel HFSS.

Les résonateurs SRRs présentent des avantages pour un certain nombre d'applications. Parmi ces avantages on peut citer sa petite taille, son faible coût de réalisation et le grand nombre de choix de formes. En effet la dimension d'un élément résonant unité est très inférieure à la longueur d'onde à la résonance ; sa réalisation est compatible avec la technologie des circuits imprimés classiques.

Parmi la très grande variété des capteurs nous nous intéressons aux capteurs microondes. Dans cette catégorie les informations seront extraites des propriétés électrique et magnétique d'un environnement soumis à une onde électromagnétique dans différentes gammes d'hyperfréquences. Par rapport à un capteur classique les capteurs microondes présentent un certain nombre d'avantages tels que la rapidité de mesures, la bonne précision, la possibilité d'être complètement automatisé. Grâce au progrès en technologie en circuit intégré l'intégration des capteurs microondes est assez aisée dans des dispositifs de mesure multifonction.

L'adoption de métamateriau pour la conception des capteurs microondes repose sur les raisons suivantes :

- Le faible rapport entre dimension d'élément unité et la longueur d'onde. La dimension électrique d'élément de base de certains métamatériaux est très attirante pour la miniaturisation des dispositifs hyperfréquences planaires comme les filtres, les antennes et les capteurs. Le choix de résonateur multi spirale nous assure une faible dimension électrique ce qui représente un gain dans la dimension du capteur.
- Le couplage de résonateur avec la ligne de transmission non uniforme crée une haute impédance dans la partie centrale ce qui renforce le couplage magnétique avec le résonateur multi-spiral grâce à un champ magnétique plus intense. Cela contribue à obtenir une sensibilité plus élevée du capteur proposé.

Pour la conception des capteurs dans le cadre de cette thèse on prête attention particulièrement aux propriétés suivantes : la haute sensibilité, le petit décalage de fréquence ce qui provoque un petit changement de permittivité effective du milieu en présence des matériaux à caractériser, la dimension électrique faible et la linéarité du milieu effectif du capteur entre la fréquence de résonance et la permittivité relative.

Une bonne linéarité est très importante dans les capteurs car on peut déduire facilement la valeur de la permittivité des matériaux liquides ou solides à partir de leur fréquence de résonance pour un dispositif résonant.

En ce qui concerne la précision de mesure dans la gamme microondes, il est évident que les solutions résonantes sont plus performantes que celles à large bande. Il y a alors un compromis à trouver entre précision de mesure et richesse d'informations réparties éventuellement sur *une* large bande.

Plusieurs configurations de résonateurs miniature qui utilise la technologie coplanaire ou microruban ont été proposées. Nous allons dans un premier temps étudier quelques exemples édités dans des publications récentes qui présentent des dispositifs et d'applications diverses.

La conception de notre capteur finale débute par le choix de la technique de caractérisation entre une cavité résonante et un résonateur planaire. Nous présenterons quelques travaux basés sur la caractérisation de liquide par cavité résonante, après la présentation des exemples de capteur à base de résonateur planaire. L'étude comparative montre que les capteurs à résonateur SRR ont une meilleure sensibilité, plus petite dimension électrique. Le choix du résonateur SRR conduit à une réduction significative de la surface de détection conduisant à un capteur de taille compacte intéressante pour de nombreuses applications.

L'influence des différentes structures SRRs couplées avec une ligne microruban sera étudiée par des simulations sous le logiciel Ansoft HFSS. Avec une même surface de capteur, on verra que des structures spirales offrent une fréquence de résonance moins élevée et une atténuation plus profonde que le reste des structures.

Une étude paramétrique sera réalisée sur la structure multi spirale afin de tester l'effet de l'orientation du résonateur par rapport à la ligne de transmission, l'espacement entre l'SRR et la ligne microruban, la taille d'ouverture des anneaux du résonateur et enfin le choix du type de ligne de transmission. Le choix des dimensions reste à optimiser selon la fréquence de fonctionnement et le type de capteur que nous souhaitons réaliser.

Afin de procéder à l'étude expérimentale, nous allons évaluer à la fin la sensibilité de notre capteur à l'aide de l'outil de simulation électromagnétique. On verra qu'en déposant une goutte de mélanges eau-éthanol en contact direct avec le capteur la sensibilité simulée sera très élevée ce qui signifie que le capteur est très sensible pour les liquides utilisés dans le cadre de ce présent travail.

III.2 Analyse des capteurs métamatériaux

III.2.1 Introduction aux capteurs

Par définition le capteur est un organe de prélèvement d'information produisant une grandeur physique de nature différente (très souvent électrique) de celle porteuse d'information : température, humidité, vitesse, etc. [1].

Le développement de nouveaux concepts de capteur est au centre de préoccupation du milieu industriel grâce à la croissance exponentielle des besoins dans les Big Data et l'intelligence artificielle. Ces concepts devraient convenir pour la surveillance et les systèmes de contrôle de différentes applications. Par exemple, la détermination exacte de la concentration, les propriétés et la vitesse des matériaux dans un tapis de chaîne industrielle ou des systèmes de chute nécessitent l'utilisation de capteurs de toutes les sortes [2].

Dans le domaine d'identification de matériau, des dispositifs de mesure des propriétés des matériaux peuvent être développés en se basant sur l'interaction de champ électrique, de champ magnétique, ou des ondes électromagnétiques avec la matière, et donner des informations sur le contenu d'un mélange, densité, structure et forme du matériau, et même les réactions chimiques.

Les capteurs microondes offrent plusieurs avantages par rapport à un capteur classique. On peut citer la rapidité de mesures, la précision, l'opérabilité complètement automatisable, et la simplicité de réalisation. En plus, des mesures non destructives sont possibles avec des capteurs microondes.

Il existe deux types de capteurs microondes : résonant et non résonant. L'avantage d'un capteur résonant est une haute sensibilité, un signal stable et un cout faible [3].

D'autre côté les capteurs optiques ont présenté des performances intéressantes en raison de leur immunité aux interférences électromagnétiques, haute sensibilité, bonne compacité, robustesse, et la compatibilité avec les réseaux de fibre. Plusieurs types de capteurs optiques ont été proposés tels que les guides d'ondes basés sur les coupleurs directionnels, les interféromètres de Mach-Zehnder et les microcavités optiques [4]. Il existe actuellement des capteurs optiques comme les capteurs de pression, de température, de vitesse, de position, d'humidité, mais aussi des capteurs biologiques [5].

Dans les travaux le plus récents, les paramètres physiques tels que la constante diélectrique, concentration du matériau, l'épaisseur de la couche matériau ont été traité par les capteurs à base de métamatériaux [6-11]. Ces travaux concerne le secteur de la biologie comme la détection des protéines ADN ARN, Glucose, tissue, sang [6], [7], [12-16], le secteur de l'agroalimentaire tel que la présence et la concentration de l'huile, du beurre, de jus [17], [18], [19], et l'identification d'alcools, benzène, kérosène, pétrole, NaCl dans le domaine de la chimie [20], [10], [21-23].

Les SRRs sont utilisés pour un certain nombre d'applications. Les Biocapteurs à résonateurs à anneaux fendus doublés(DSRR) ont été proposés pour détecter des vitamines, protéines, marqueurs pour le cancer et les hormones humains. [6], [7], [24]. Les capteurs microfluidiques ont été proposés pour l'identification chimique et biologique des liquides [20].

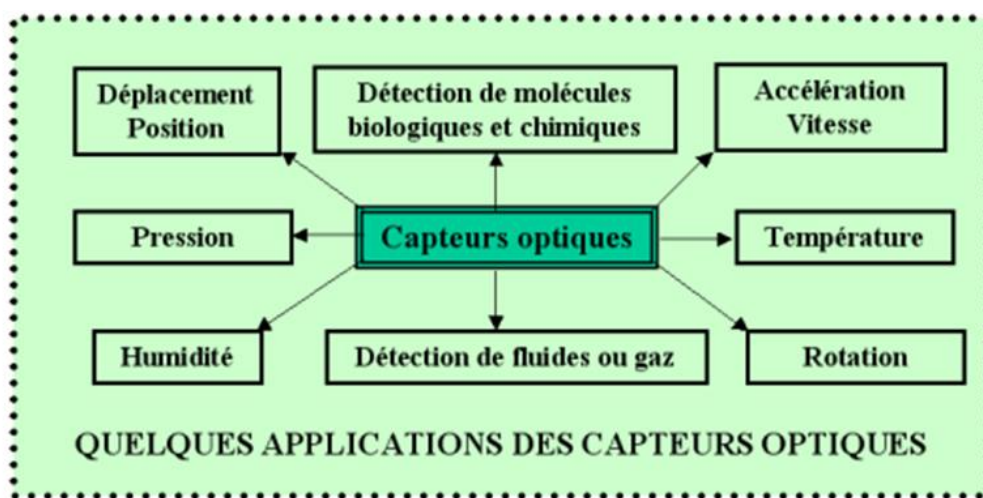


Figure III.1 Grandeurs physiques détectables par des moyens optiques

III.2.2 Introduction aux techniques de caractérisation de liquides

III.2.2.1 Techniques de caractérisation de capteurs

La conception de circuits et dispositifs hyperfréquences, optiques ou plasmoniques nécessitent la connaissance des propriétés intrinsèques des matériaux, comme la permittivité complexe ϵ pour les isolants (ou diélectriques) et semi-conducteurs.

Originellement développés pour caractériser des matériaux solides servant à la conception de substrats ou de résonateurs planaires, les techniques de mesures des propriétés diélectriques de matériaux ont été étendues à la caractérisation de liquides, dans un premier temps pour permettre la modélisation de ces matériaux [25] nécessaire aux simulations de concentration [26, 27], et plus récemment pour le développement de biocapteurs micro-fluidiques. Parmi ces différentes techniques de caractérisation, on distingue trois catégories :

- les techniques réflectométries,
- les techniques en transmission,
- les techniques résonantes.

Dans notre cas, on s'intéresse aux techniques résonantes et plus précisément les techniques à base de résonateurs planaires miniatures.

Le Tableau III.1 rassemble les particularités de différentes techniques de caractérisation de liquides suivant plusieurs critères dont la précision et l'encombrement. Nous avons regroupé les structures à base de guide miniature, cavité résonante et résonateur planaire classique et miniature.

Tableau III.1 Etat de l'art des techniques d'analyse RF et hyperfréquences sur les liquides

Techniques	Précision mesure	Encombrement	Volume fluide	Placement	Largeur de bande	Remarques -
Guide miniature CPW Microruban	Bonne	Miniature	Quelques nL	Face supérieur (structure μ fluidique)	Bande large	Dévelop.Techno. nécessaire pour les fluides
Cavité résonante (TM)	Très bonne	Volumineux	#1mL	Dans un tube au centre de la cavité	Bande étroite	Incertitude dans les mesures de ϵ
Cavité résonante (TE)	Très bonne	Volumineux	#1mL		Bande étroite	
Résonateurs planaires	Excellente pour ϵ'	Volumineux	#1 μ L	Nombreuses techniques	Bande étroite	
Résonat. Mini. CPW microruban	Très bonne	Miniature (intégrable)	Quelques nL	Face supérieur (structure μ fluidique)	Bande étroite	Dévelop.Techno. nécessaire pour les fluides

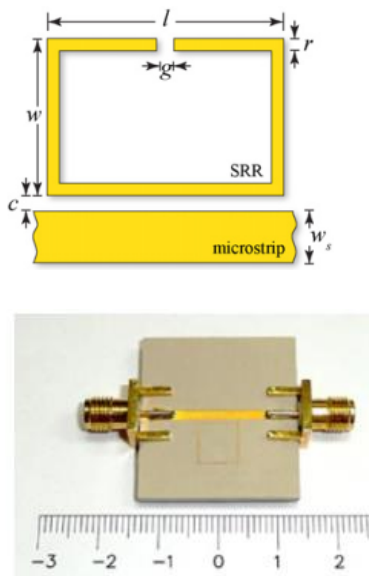
En ce qui concerne la précision des techniques de mesure de fluide dans la gamme microondes, il apparaît clairement que les solutions résonantes à bande étroites sont meilleures que les solutions à large bandes. Il y a un compromis à trouver entre la précision de mesure et la richesse d'informations recueillies qui est conditionné par le choix de caractérisations bande étroite/bande large.

Pour notre besoin, un biocapteur résonant en transmission semble indispensable pour aboutir au niveau de précision exigée par l'application envisagée.

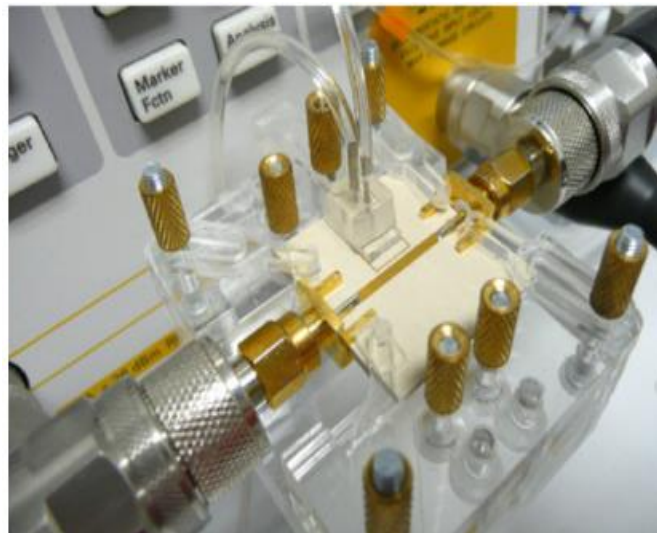
Biocapteurs à base des SRR

L'équipe de W. Withayachumnankul et al. [8,28] a proposé un résonateur de type SRR implémenté en technologie microruban. Le résonateur à anneau fendu en boucle (SRR-loop) a été implémenté comme capteur couche mince multicanal [8] et capteur microfluidique [28].

La Figure III.2 (a) montre une vue schématique (de dessus) de SRR-loop excité par couplage magnétique via une ligne microruban. La Figure III.2 (b) montre une photographie du dispositif expérimental avec les deux câbles coaxiaux connectés aux deux ports de l'analyseur de réseau ; la ligne microruban et SRR est équipé d'un canal microfluidique et du système de vidange/remplissage.



(a)



(b)

Figure III.2 Résonateur à anneau fendu en boucle «SRR-loop » [28] pour l'analyse hyperfréquences de liquides

À la fréquence de résonance, il existe dans la boucle SRR un champ électrique intense principalement localisé dans le petit gap capacitif (coupure d'anneau). Ces capteurs nécessitent une très petite quantité d'échantillon, mais là encore la boucle SRR a une dimension électrique supérieure par rapport au DSRR proposé par Hee Lee et al. Cela augmente la fréquence de fonctionnement et augmente par la suite l'absorption dans le dispositif. L'un des objectifs de ce capteur est de surmonter la limitation de surface de la zone sensible.

Le résonateur à anneau fendu complémentaire (CSRR) est également utilisé dans les travaux d'Ebrahimi et al [20], qui est essentiellement un capteur microfluidique pour une identification précise des échantillons liquides chimiques et biologiques (Figure III.3).

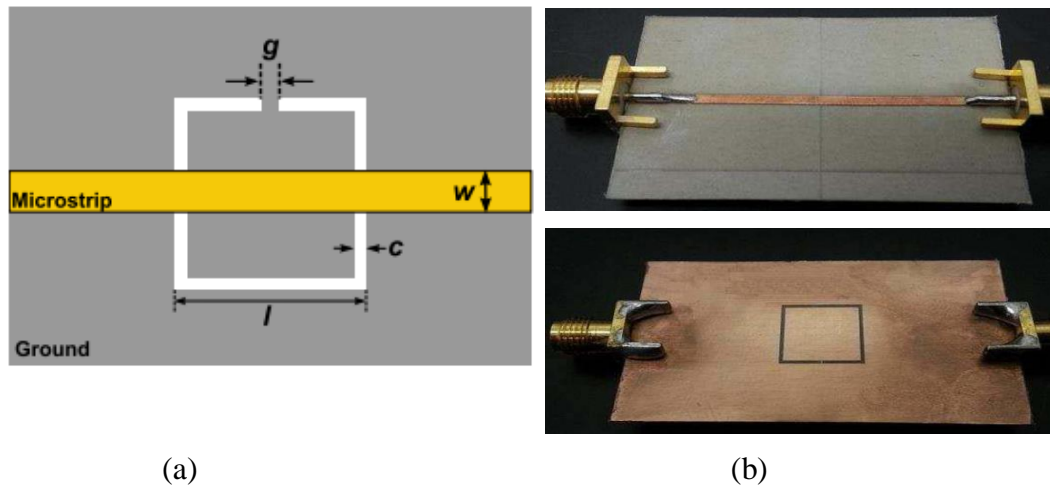


Figure III.3(a) ligne microruban couplée avec une CSRR (b) vue de dessus et de dessous du capteur [20]

Une sensibilité élevée a été montrée en raison du fort confinement du champ électrique dans le bord inférieur du CSRR à la fréquence de résonance.

Rusni et al [29] ont proposé un résonateur couplé à une ligne microruban (figure III.4), similaire au résonateur à anneau fendu imbriqué par He et al [30]. Ce résonateur, appelé centred gap multi SRR (C-GMSRR), est proposé pour la détection diélectrique dans le but d'offrir une plus grande sensibilité en introduisant un facteur de qualité Q plus élevé par rapport au SRR conventionnelle et aussi une concentration plus élevée de champ électrique entre la longueur étendue des split gaps (partie isolante des anneaux fendus) qui peut améliorer la sensibilité du capteur lui-même.

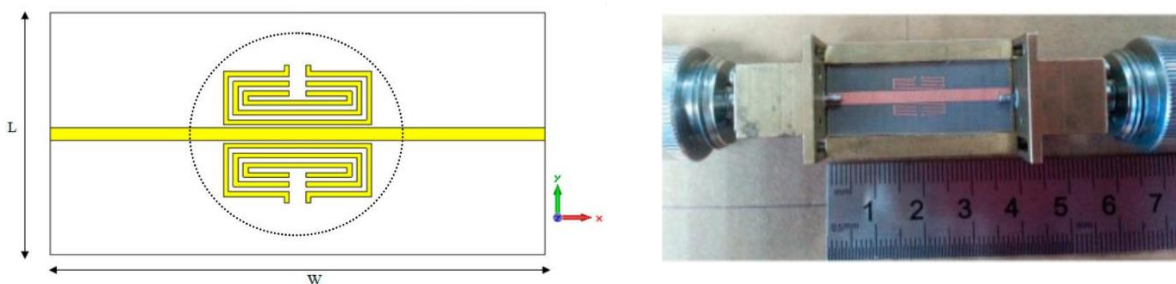


Figure III.4 (a) ligne microruban couplée avec une CSRR ; (b) vue de dessus et de dessous du capteur [29]

Biocapteurs à base des cavités/Guides métalliques

H. Guo et al [31] ont présenté un capteur de liquide à base de cavité cylindrique pour la mesure de contenu de l'eau. Ce capteur est basé sur des techniques de résonance micro-ondes. La cavité résonnante cylindrique avec les deux extrémités ouvertes est utilisée comme cavité de capteur et le liquide sous test est rempli dans la cavité. Les dimensions de la cavité sont présentées dans la figure III.5. Le volume de la cavité est aussi grand que le liquide d'essai, et la fréquence de résonance montre un changement évident avec un petit changement du contenu en eau. Afin

d'exclure l'interférence de fréquence, la fréquence de résonance de l'antenne d'alimentation doit être inférieure à la fréquence de résonance de la cavité du capteur. Le rapport entre le volume de la cavité et celui de l'échantillon est proche de 1.

K. Saeed et al [32] ont proposé un résonateur à cavité utilisant un guide d'ondes rectangulaire intégré au substrat pour la mesure de la permittivité complexe, alimenté par une ligne microruban (figure III.6(a)). Un trou a été réalisé dans la cavité à travers laquelle le liquide est introduit. La cavité de guide d'ondes vide résonne à 8GHz. Ses dimensions en largeur, longueur et hauteur sont respectivement 23, 32 et 10mm. Figure III.6(b) illustre les résultats de mesures pour des différentes fractions de volume de mélange isopropanol/isobutanol. La technique est très sensible et l'erreur dans les résultats mesurés est inférieure à 0,5% dans le pire cas. Le volume de liquide testé est très petit.

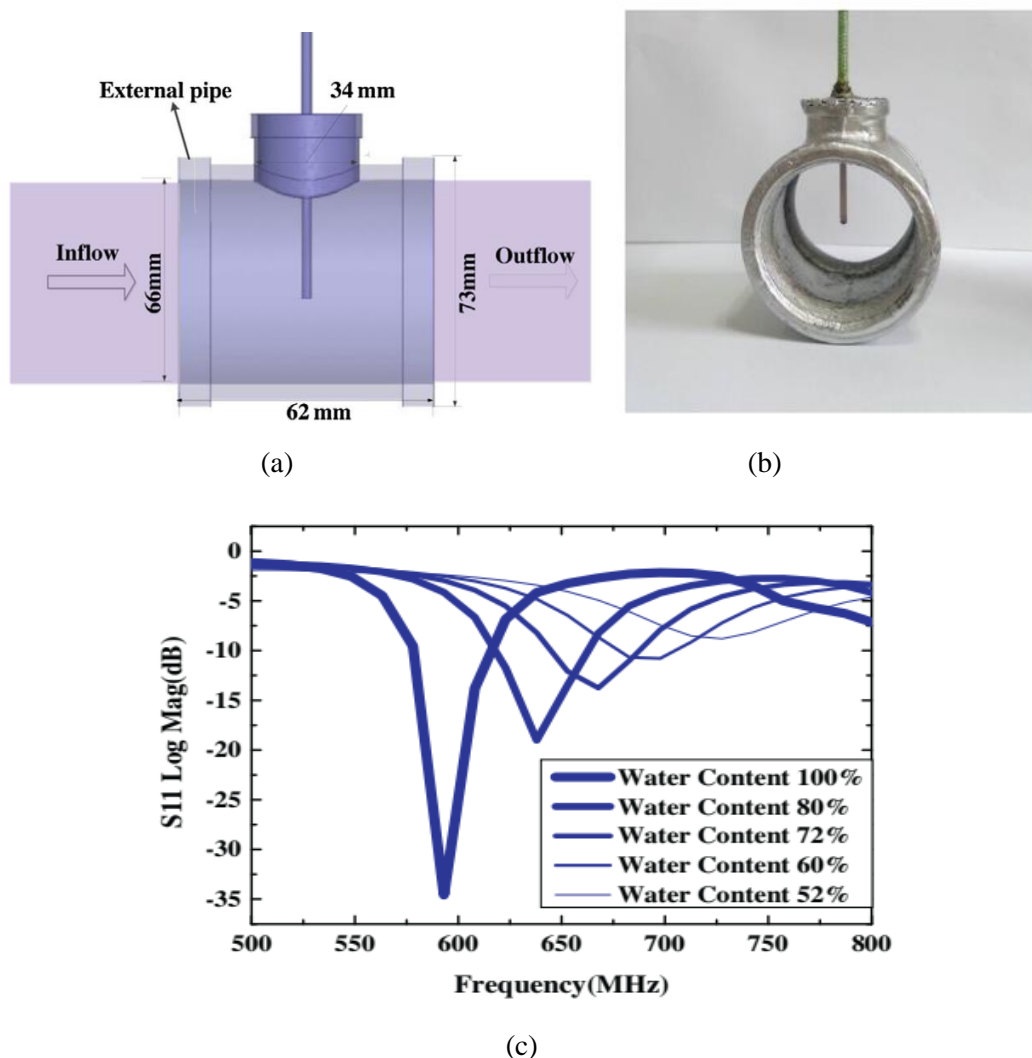


Figure III.5 (a) modèle du capteur (b) Vue de côté du capteur réalisé (c) Coefficient de réflexion S_{11} en fonction du fréquence de résonance pour des différentes fractions de volume de l'eau [31].

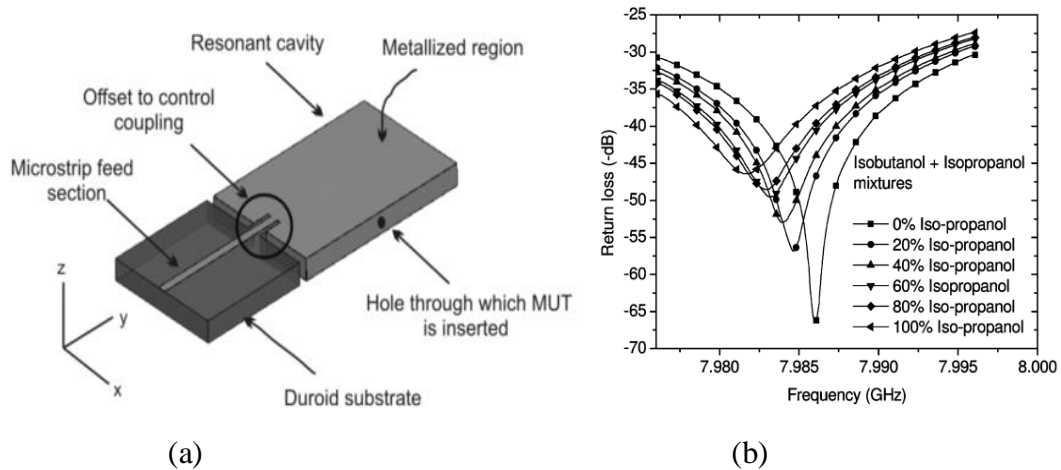


Figure III.6 (a) Structure proposée par K Saeed et al. (b) Résultat de mesures pour différentes mélanges [32]

Bien qu'il semble que la précision puisse être améliorée par des modifications sur la base du guide d'ondes rectangulaire, les résonateurs à cavité rectangulaire devaient tous être plusieurs fois plus grands que l'échantillon testé pour assurer une grande précision.

Chong Hyun Lee et al [33] ont proposé un capteur à cavité cylindrique pour la détection d'essence. Le capteur proposé présente une bonne sensibilité lui permettant de détecter les changements infimes de permittivité et de distinguer différentes essences.

En utilisant une permittivité normale de l'essence de 2,15 et en modifiant les paramètres de dimension du capteur, le capteur conçu montre une fréquence de résonance de 7,119GHz pour le mode TM_{012} où les dimensions de la cavité sont : hauteur 35mm, rayon 19,2mm, et hauteur d'alimentation 8mm (Figure III.7).

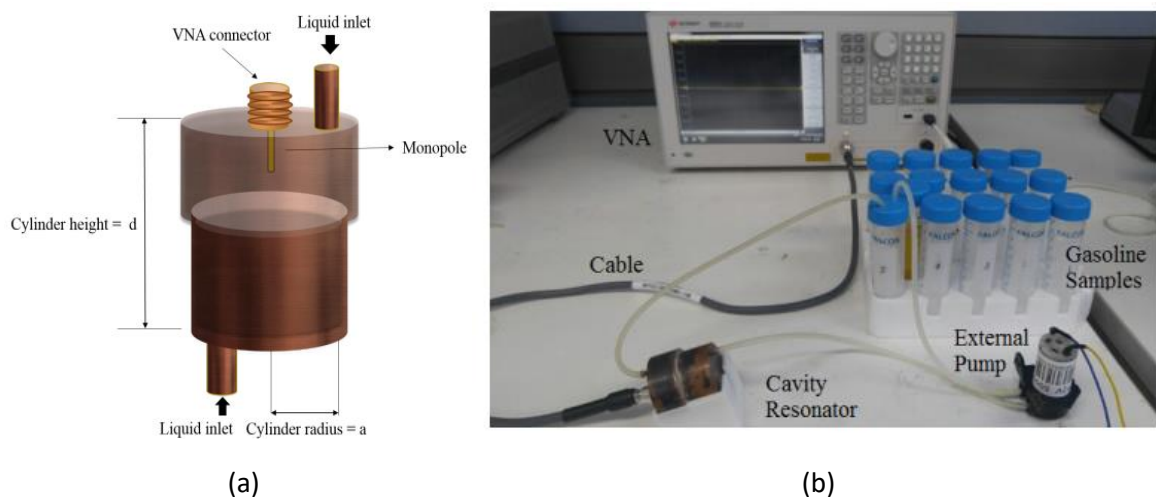


Figure III.7 (a) Cavité cylindrique proposé (b) montage expérimentale

Le capteur proposé présente d'excellentes caractéristiques de résonance, de la petite taille de la cavité et de la petite quantité d'échantillon. Le capteur proposé utilise une conception à cavité

circulaire, qui est peu coûteuse, compacte, facile à fabriquer, facile à calibrer et sensible en termes de séparation de fréquence de résonance.

G. Gennarelli et al [23] ont proposé un capteur à cavité rectangulaire pour la mesure de concentration de solutions aqueuses (NaCl, Sucrose) [23]. Le dispositif de détection affiche une fréquence de résonance à 1,91GHz, qui exploite le mode fondamental TE_{101} dans une configuration de transmission. Le résonateur est en aluminium, avec dimensions : $l = a = 11,065$ cm et $b = 5,45$ cm (figure III.8).

Ce travail est basé sur l'analyse de ses performances et sur la conception de la structure de couplage, qui est accomplie pour maximiser le facteur de qualité. Il a été constaté que la sensibilité du capteur peut être améliorée en contrôlant le volume de l'échantillon liquide mais la concentration détectable minimale efficace est inévitablement affectée par l'incertitude de mesure.

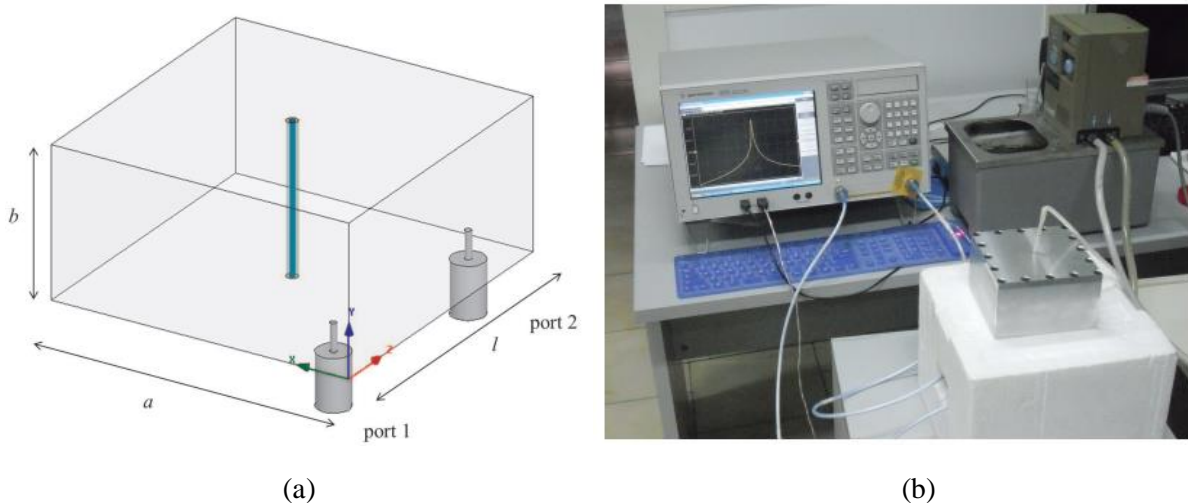


Figure III.8 (a) Schéma de la cavité du guide d'ondes rectangulaire (b) montage expérimentale

Dans notre étude, nous allons analyser le comportement électromagnétique des lignes de transmission microruban couplées avec des différentes géométries de SRR. Les démarches et résultats seront présentés dans la dernière partie de ce chapitre.

III.2.2.2 Caractéristiques importantes d'un capteur

a) La sensibilité :

La sensibilité représente la variation du signal de sortie par rapport à la variation du signal d'entrée.

La sensibilité sera mesurée par la pente du changement de fréquence de résonance par rapport à la variation de permittivité relative du MST. Deux caractéristiques sont définies, la sensibilité

S et le changement fractionnaire de la fréquence de résonance F qui sont données par [32]:

$$S = \frac{\Delta F}{\Delta \epsilon_r} \quad \text{et} \quad F = \frac{|f_{r0} - f_{r1}|}{f_{r0}} 100\% \quad (3.1)$$

Où f_{r0} est la fréquence de résonance avec un matériau de référence, alors f_{r1} est la fréquence de résonance obtenue avec un changement de permittivité relative $\Delta \epsilon_r$.

b) La linéarité

Un capteur est dit linéaire dans une plage déterminée si sa courbe d'étalonnage est une droite dans cette même plage. C'est la zone de la réponse du capteur dans laquelle sa sensibilité est indépendante de la valeur de la grandeur mesurée [34]. Cette zone peut être définie à partir d'une droite approchant au mieux la caractéristique réelle du capteur, par des algorithmes telle que la méthode des moindres carrés.

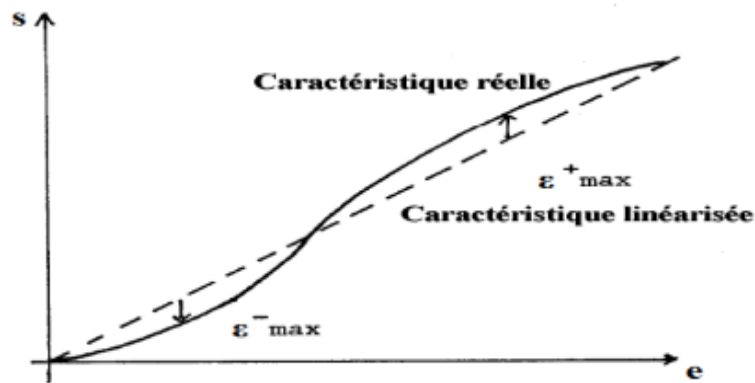


Figure III.9 Exemple de linéarisation de caractéristiques.

c) Les dimensions électrique

Un des objectifs à atteindre est la compacité du dispositif. En tant qu'indicateur de dispositif résonant compact, la taille électrique u du résonateur est exprimée par [35]:

$$* u = \frac{2a}{\lambda_0} \quad (3.2)$$

Où $2a$ est la dimension linéaire maximale de la structure et λ_0 la longueur d'onde correspondant à la fréquence de travail f_0 .

a) La fonction de transfert

C'est la relation mathématique qui relie la grandeur de sortie en fonction de la grandeur d'entrée d'un capteur [36]. La Figure III.10 présente une courbe de variation de température en fonction de la tension d'entrée pour un capteur thermique à résistance. Dans notre étude de capteur à

liquide la fonction de transfert sera le volume de mélange de liquide et la permittivité relative complexe du capteur.

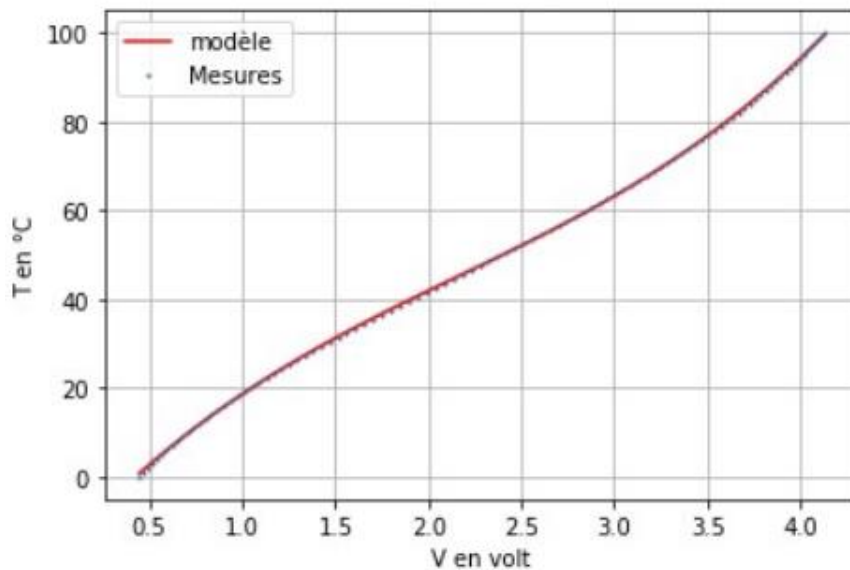


Figure III.10 exemple de fonction de transfert pour un capteur thermique

III.2.2.3 Comparaison entre différentes technologies

Selon le tableau III.1 le choix de technologies se résume en deux catégories :

- Cavité résonante / structure à base de guide d'onde métallique
- Résonateurs planaires avec élément unitaire des matématériaux

Le tableau III.2 montre que les capteurs à résonateur SRR ont une meilleure sensibilité, meilleur dimension électrique. Le choix d'un motif original du résonateur SRR conduit à une réduction significative de la surface de détection afin de répondre au besoin d'un capteur de taille compacte dans de nombreuses applications.

Tableau III.2 Comparaison entre les capteurs de technologies différentes

Référence	Topologie	f_0 (GHz)	u	S
[28]	SRR loop	2	$\lambda_0/14$	0,08
[20]	CSRR	2,1	$\lambda_0/9$	0,27
[32]	Cavité au substrat intégré	8,04	$\lambda_0/1$	0,11
[23]	Cavité Rectangulaire	1,91	$\lambda_0/1$	0,14
[37]	CSRR	4,15	$\lambda_0/4$	0,20
[38]	CSRR-ouvert	0,9	$\lambda_0/13$	0,26

III.2.3 Étude des structures résonantes à base des SRR

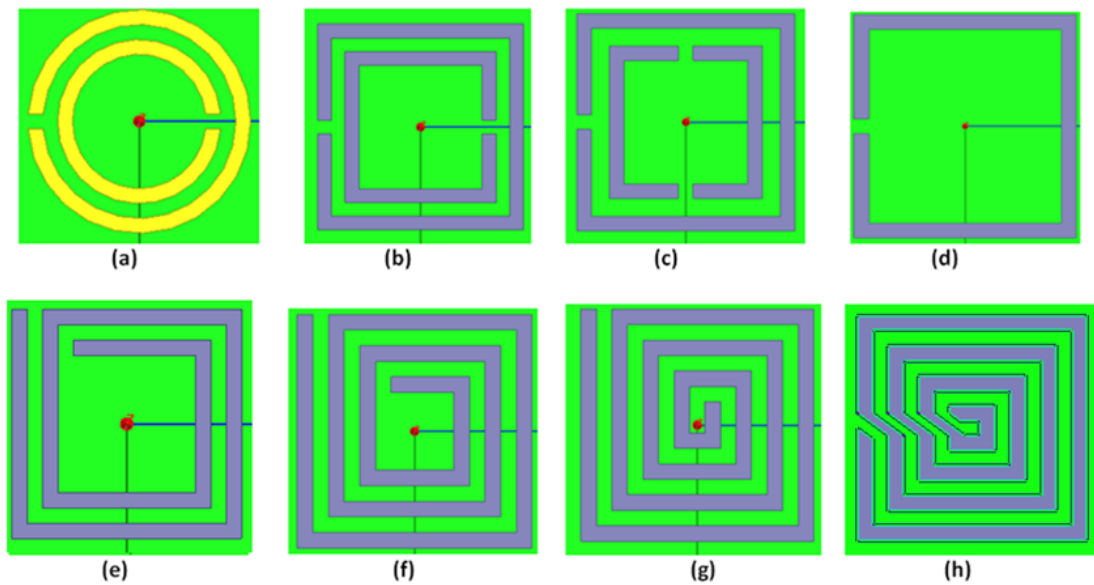


Figure III.11 les différentes structures SRR qui sont utilisés dans cette étude. (a) forme circulaire double anneaux (structure A), (b)forme carré double anneaux (structure B), (c) forme crochet (structure C), (d) forme rectangulaire avec un seul anneau (structure D), (e) forme spirale avec deux anneaux (structure E), (f) forme spirale avec trois anneaux (structure F), (g) forme spirale avec quatre anneaux (structure G), (h) nouvelle forme spirale avec quatre anneaux (structure H).

La figure III.11 montre des configurations de résonateur en anneaux fondu, de forme circulaire ou rectangulaire, multi spirale ou non. La structure A est proposée par J. PENDRY ; les structures B, C, D sont des variantes de celle-ci. Les structures E, F, G sont des structures spirales avec des anneaux coupés à côté alors que la structure H est avec anneaux coupés au milieu. Les quatre dernières structures sont proposées par l'équipe de Baena et al.

Nous étudions ici le rôle de chaque paramètre : taille, distance, angle, etc. Nous analyserons également l'influence du couplage entre ces configurations et la ligne microruban d'excitation.

III.2.3.1 Couplage entre une SRR et ligne microruban

Le couplage entre un SRR de forme carrée et une ligne uniforme est illustré dans la figure III.12. Les différents paramètres utilisés sont donnés dans le tableau III.3

Tableau III.3 Comparaison entre les capteurs de technologies différentes

Désignation	L	e	S_f	g
Valeur (mm)	3	0,2	0,2	0,2
Paramètre	Larg. côté	Gap	Espace ligne/résonat.	Intra spirale

Le substrat est de type FR4, avec $\epsilon_r=4,5$; $\tan \delta=0,022$.

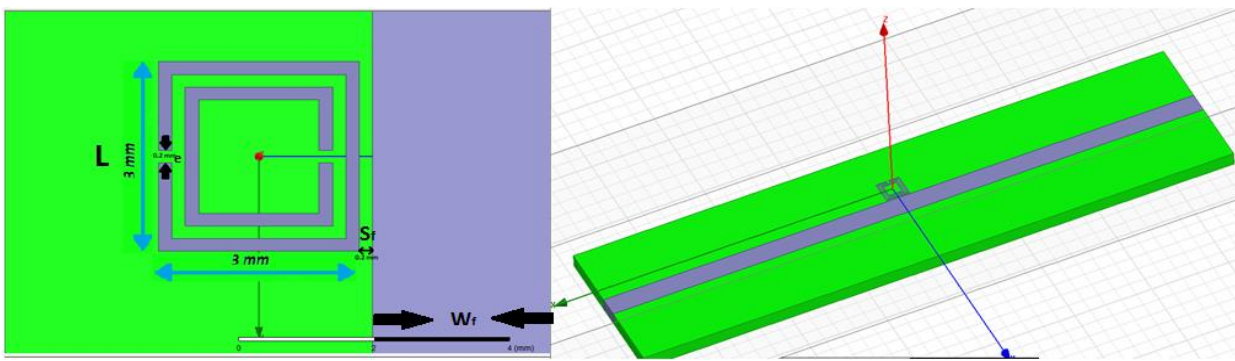


Figure III.12 : structure de couplage entre SRR carrée et microruban

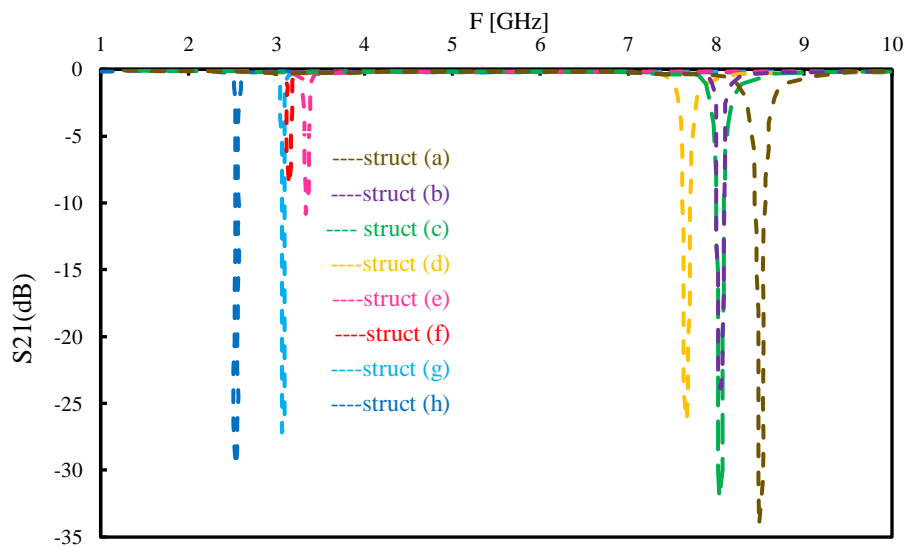


Figure III.13 Coefficient de transmission S_{21} en dB en fonction de la fréquence

La figure III.13 compare l'allure des résonances de différentes structures SRRs couplés avec une ligne microruban uniforme. Pour une même superficie on observe les fréquences de résonance des versions en spirale sont plus basses que les autres structures, circulaire ou carré. Plus le nombre de spirale augmente moins la fréquence de résonance est élevée, accompagnée d'une résonance plus profonde (structure e, f, g, h), comme le montre également le tableau III.4.

Tableau III.4 Comparaison entre les capteurs de technologies différentes

structure	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)	(g)	(h)
f_r (GHz)	7,8514	7,4318	7,4307	7,0851	3,1544	2,9781	2,9093	2,7559
S_{21} dB	-34,047	-24,055	-32,128	-26,331	-10,853	-8,603	-27,089	-29,108

Donc pour mieux satisfaire à l'exigence de la compacité la structure spirale H sera choisi dans le reste de la discussion.

III.2.3.2 Étude paramétrique des SRR multi spirale

a) Orientation de l’SRR par rapport à la ligne de transmission

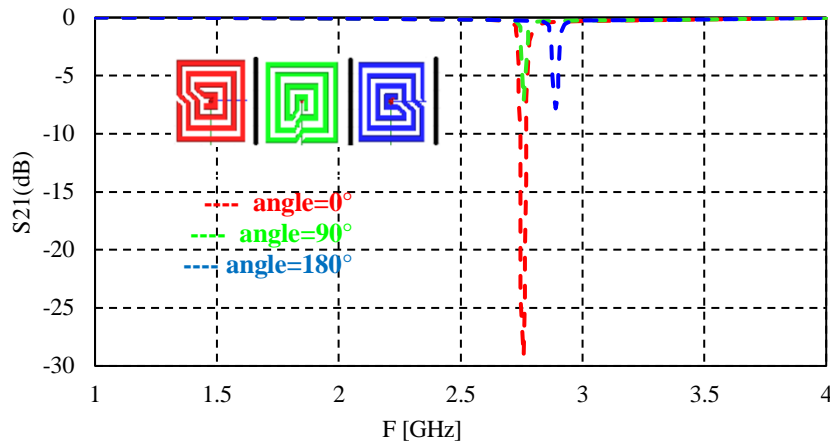


Figure III.14 Coefficient de transmission S_{21} en dB en fonction de la fréquence en GHz

Dans cette étude sur l’angle de SRR par rapport à la ligne microruban Figure III.14, on a placé SRR en plusieurs angles par rapport au microruban. L’espace entre SRR et la ligne microruban est fixé à $g=0,2\text{mm}$.

Tableau III.5 Comparaison entre les différentes orientations

	Angle=0°	Angle=90°	Angle=180°
$f_r(\text{GHz})$	2,7559	2,7588	2,8873
$S_{21\text{dB}}$	-29,1088	-7,2600	-7,7748

Afin de voir l’influence de l’angle SRR sur le comportement fréquentiel du SRR, on propose trois orientations de SRR 0°, 90°, et 180°. On constate que l’angle 0° (rouge) donnant la fréquence de résonance inférieure que les deux autres angles (vert, bleu) et une atténuation plus élevée (tableau III.5). D’après ces résultats on conclut que la position de l’angle 0° est le plus compatible pour le couplage entre l’SRR et la ligne microruban.

b) Espacement entre SRR et la ligne microruban

Dans cette partie on fait quatre variation de l’espace entre l’SRR et la ligne microruban autour de la valeur initial (0,2mm) jusqu’à (0,5mm).

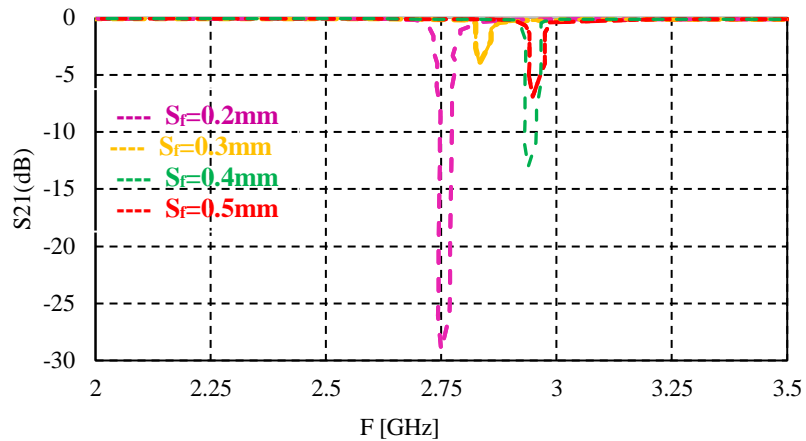


Figure III.15 Coefficient de transmission S_{21} en dB en fonction de la fréquence en GHz

On voit que si l'espaceur diminue, l'atténuation augmente et la fréquence de résonance de SRR diminue ($f_{rés}=2,7559$ GHz) avec une transmission de l'ordre de -29dB (Tableau III.6).

Tableau III.6 Influence de l'espaceur S_f

	$S_f = 0,2\text{mm}$	$S_f = 0,3\text{mm}$	$S_f = 0,4\text{mm}$	$S_f = 0,5\text{mm}$
$f_r(\text{GHz})$	2,7559	2,8322	2,9424	2,9516
$S_{21\text{dB}}$	-29,1088	-4,0146	-13,0145	-6,9266

c) Ouverture des anneaux

On prend deux valeurs supplémentaires de l'ouverture : 0,4mm et 0,3mm pour évaluer l'influence de ce paramètre sur le coefficient de transmission.

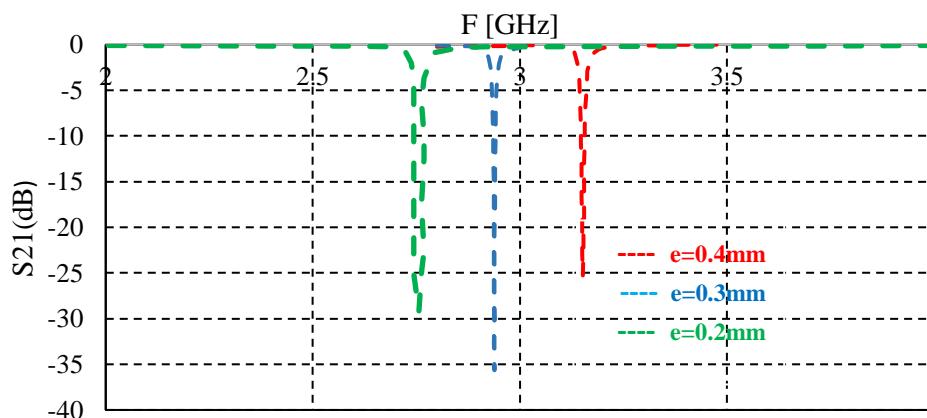


Figure III.16 Coefficient de transmission S_{21} en dB en fonction de la fréquence en GHz

Sur la figure III.16 on voit que le cas de 0,40mm correspond à la fréquence de résonance la plus élevée, car la capacité du gap est la plus faible.

Tableau III.7 Influence de l'ouverture e

	$e=0,2\text{mm}$	$e=0,3\text{mm}$	$e=0,4\text{mm}$
$f_r(\text{GHz})$	2,7559	2,9382	3,1518
$S_{21\text{dB}}$	-29,1088	-35,6973	-25,3869

d) Type de ligne de transmission (uniforme-non uniforme)

Dans cette partie on a fait des changements sur la forme de la ligne microruban pour voir l'influence de ces changements sur le couplage avec SRR.

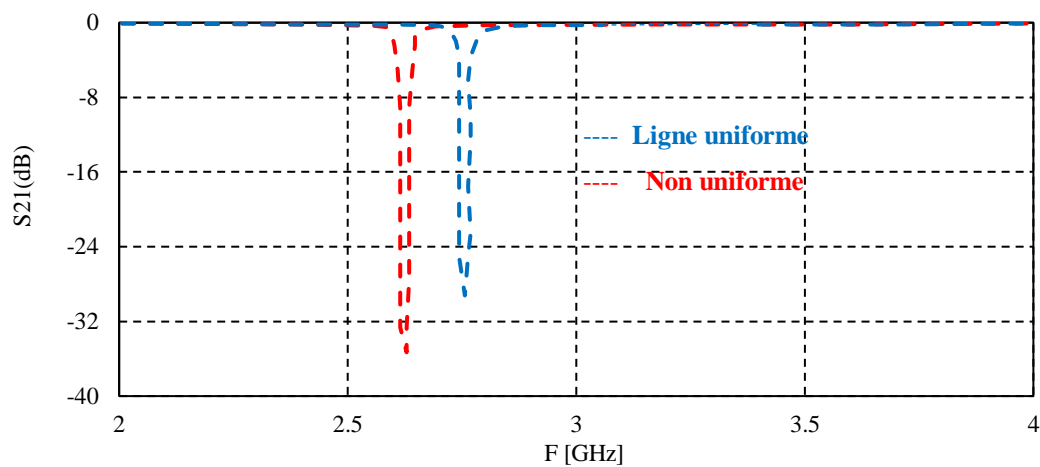


Figure III.17 Comparaison des résultats coefficient de transmission S_{21} en dB en fonction de fréquence

La figure III.17 montre une fréquence de résonance plus faible avec une version non uniforme de ligne microruban. Pour cette version la fréquence de résonance est à 2,6265GHz avec un niveau de transmission à l'ordre de -35 dB.

Tableau III.8 Comparaison entre différentes formes de ligne microruban

	Ligne uniforme	Ligne non uniforme
$f_r(\text{GHz})$	2,7559	2,6265
$S_{21\text{dB}}$	-29,1088	-35,3333

e) Etudes couplage entre SRR et la ligne microruban non uniforme

Les études paramétriques préliminaires conduisent au choix des valeurs pour une version presque finalisée de notre capteur (Figure III.18). La longueur de l'anneau externe est $L=3\text{mm}$, la largeur de la coupure des anneaux est de $0,2\text{mm}$, l'espacement entre l'SRR et le microruban est de $0,2\text{mm}$ et l'espacement entre les anneaux est de $e=0,2\text{mm}$. Le substrat FR4 ($\epsilon_r=4,5$ et $\tan \delta=0,022$) sera utilisé dans la simulation.

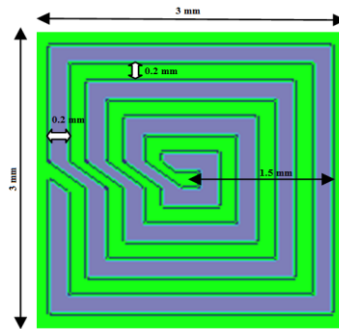


Figure III.18. Configuration d'une unité de cellule du SRR spirale

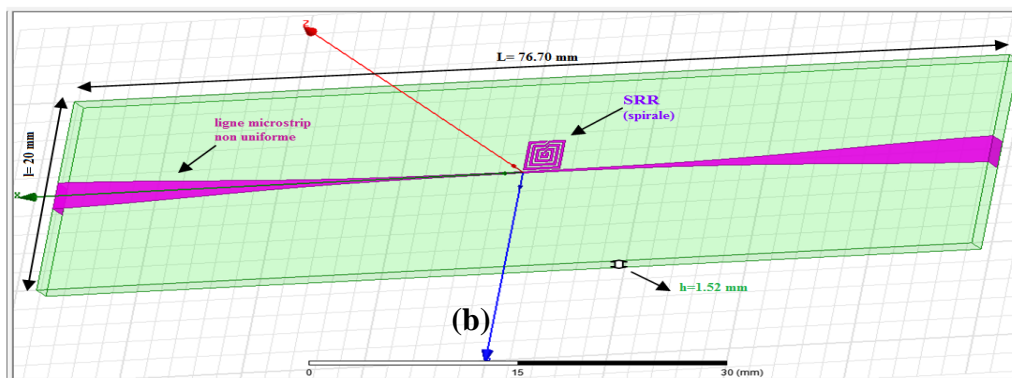


Figure III.19. Représentation et dimensions de la structure proposée

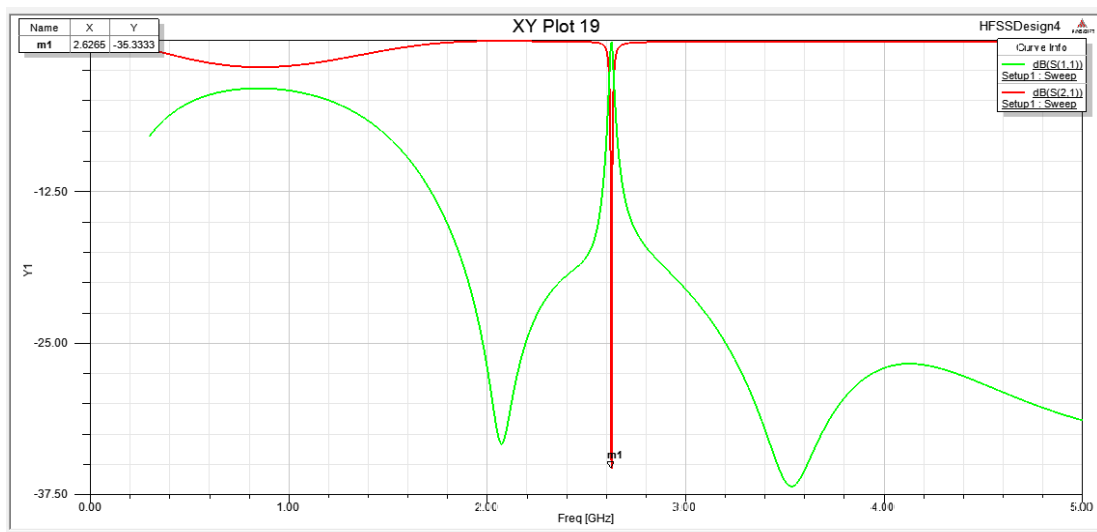


Figure III. 20 Coefficients de transmission S_{21} et réflexion S_{11}

III.2.3.3 Caractérisation du capteur SRR multi spirale. Mesure de sensibilité

Afin de procéder à l'étude expérimentale, nous avons étudié à l'aide de la simulation numérique la sensibilité de notre capteur. La simulation a été réalisée en déposant une goutte de mélanges eau-éthanol en contact direct avec le résonateur (figure III.21). Un mélange de 50 μ l a été utilisé. Des décalages de fréquence de résonance sont données dans la Figure III.22.

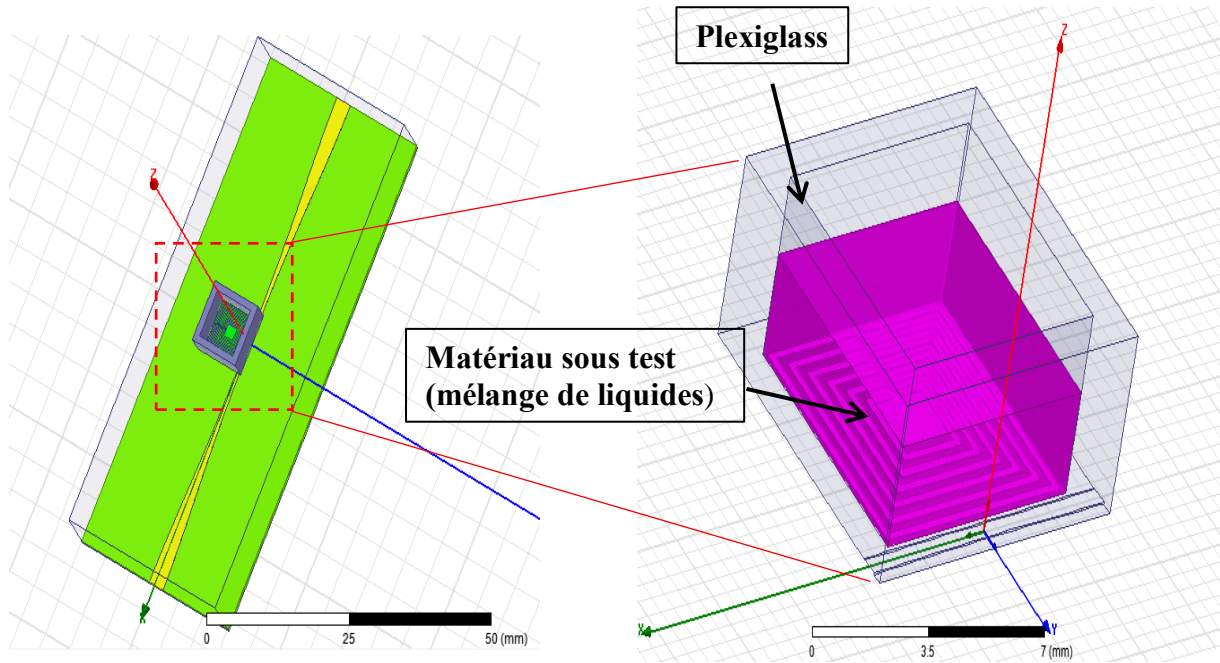


Figure III.21 Modélisation de notre Capteur sous HFSS Ansoft.

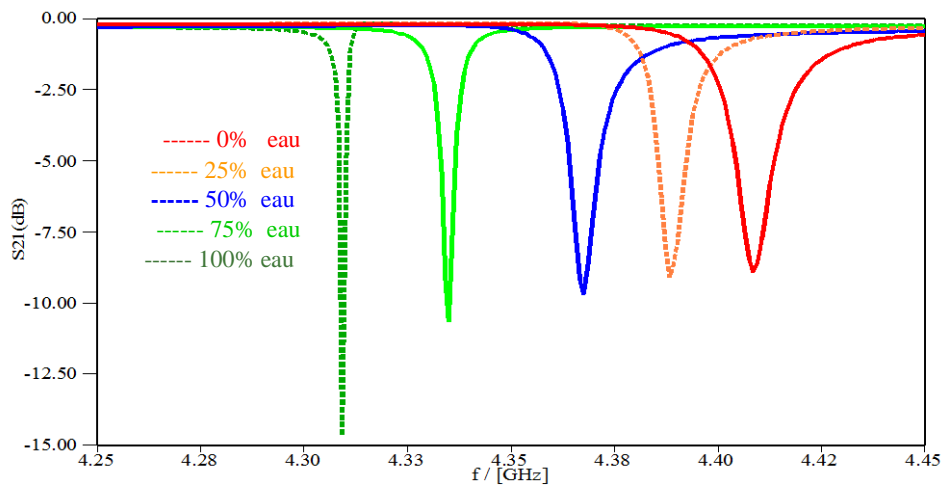


Figure III.22 Résultats de simulation de notre Capteur (HFSS Ansoft).

Tableau III.9. Décalage de fréquence et coefficient de transmission

Cas testés	Eau	75%Eau	50% Eau	25% Eau	Ethanol
Fréquence(Ghz)	4,314	4,338	4,365	4,386	4,407
S21(dB)	-14,5	-10,5	-9,8	-9,2	-8,8

Le Tableau III.9 résumé les résultats de simulation du coefficient de transmission pour des différentes fractions de mélange de liquides eau-éthanol présenté dans la figure III.22.

Le paramètre de la sensibilité sera détaillé dans le chapitre suivant et il est calculé via la formule suivante :

$$S = \frac{|f_{r0} - f_{r1}|}{f_{r0}} * \frac{1}{\Delta\epsilon_r} * 100\%$$

La valeur de la sensibilité $S=0,12$ signifie que le capteur est très sensible pour les liquides utilisés dans la simulation. C'est un avantage pour l'étape suivante dans l'étude expérimentale des capteurs d'alcool ou de solutions aqueuses.

Avec $\Delta\epsilon_r = \epsilon_{r1} - \epsilon_{r0}$

Dans notre cas f_{r0} et f_{r1} présente les fréquences de résonances de l'eau et de l'éthanol respectivement. ϵ_{r1} , ϵ_{r0} présente la permittivité relative de l'eau et de l'éthanol. Les valeurs de f_{r0} et f_{r1} , ϵ_{r1} et ϵ_{r0} dépendent des mesures donc elles peuvent prendre des valeurs d'air, de l'eau, de liquides, solutions aqueuses, espèces biologiques...etc.

III.3 Conception des capteurs à base des SRR. Optimisation

Notre travail de conception s'appuie sur l'étude précédente, notamment les résonateurs type SRR multi spirales qui constitue le point de départ.

Dans un premier temps on cherche à optimiser des structures en fonction des propriétés du substrat, la permittivité relative, les tangentes de pertes, ainsi que les dimensions des motifs conducteurs qui peuvent être limitées par les moyens de réalisations du laboratoire. Nous faisons des changements aussi au niveau de forme du résonateur pour voir l'effet du nombre de résonateurs, les dimensions sur les caractéristiques des capteurs spécialement sur la sensibilité et la dimension électrique.

A partir de ces travaux deux structures seront réalisées avec des paramètres différentes et notamment la largeur de piste conductrice. Le premier capteur est réalisé à l'échelle de 300 μm avec deux résonateurs multispirales et le deuxième est réalisé à l'échelle de 150 μm avec un seul résonateur multispiral.

III.3.1 Structure à 2 résonateurs multispirales

III.3.1.1 Conception et fabrication

La conception a été déjà faite dans le chapitre précédent par contre les dimensions ont été modifiées afin de respecter les limites de technologie de réalisation (300 μ m largeur minimale de piste) et aussi d'obtenir les meilleures performances pour ce capteur (basse fréquences, haute sensibilité, miniaturisation, linéarité, coût faible). Les propriétés physiques et géométriques de notre structure sont :

- Le matériau utilisé pour le substrat est le FR4 ($\epsilon_r=4,5$ $\mu=1$, $\text{tg}\delta=0,022$) avec une épaisseur de 1,6mm.
- Dans le but de modéliser le décalage de fréquence pour cette structure résonante on distingue des divers cas.
- La longueur totale de résonateur est $L=20\text{mm}$, la distance entre la ligne de transmission et le résonateur $S_f=0,4\text{mm}$, la largeur des piste conductrices et isolante sont $c=d=0,3\text{mm}$.
- La largeur de la partie étroite de la ligne microruban est de 0,47mm.

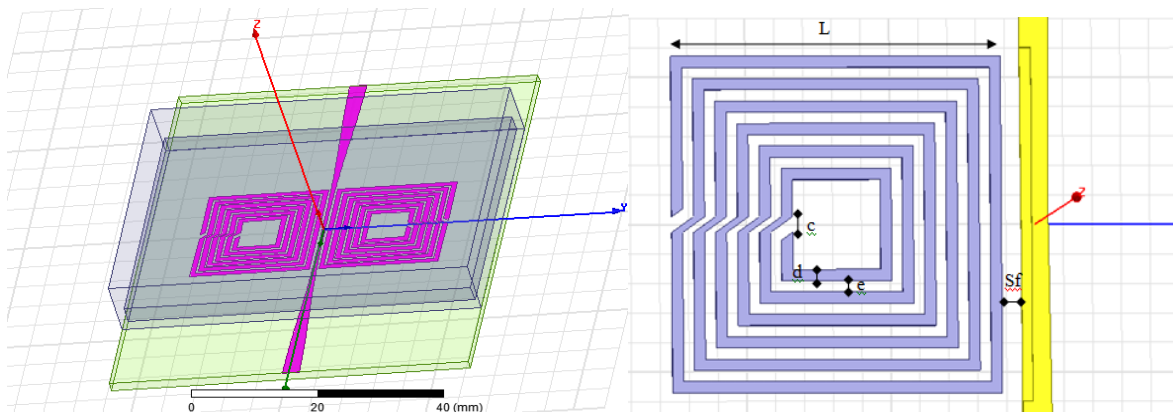
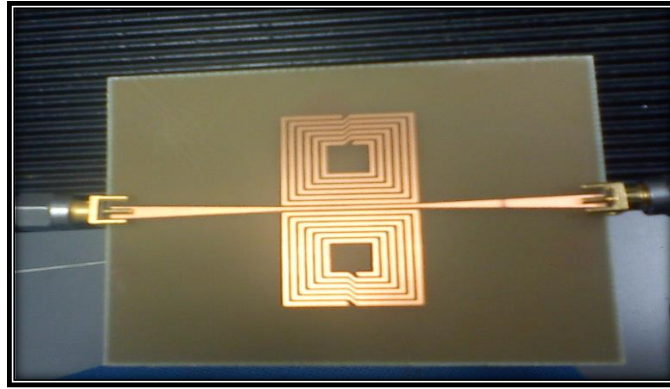
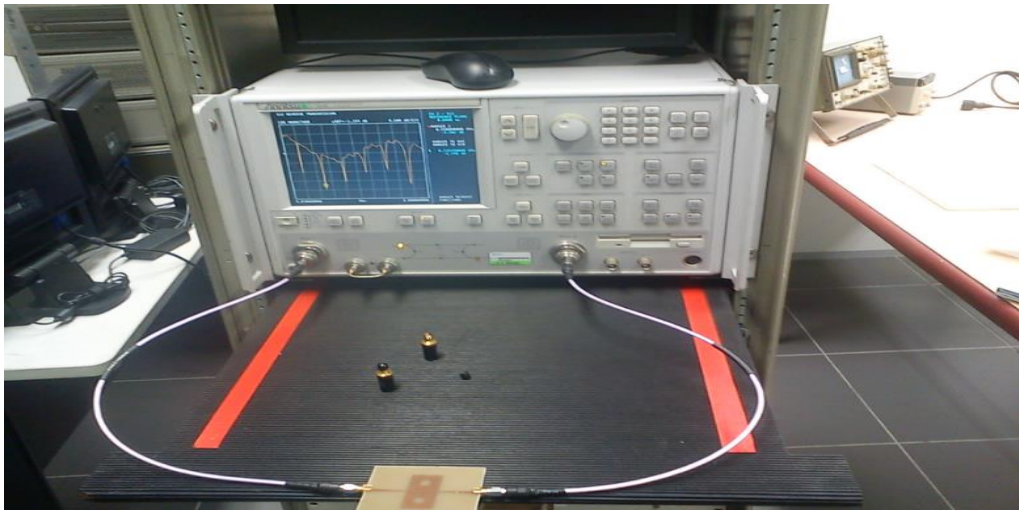


Figure III.23. (a) Design de la structure à réaliser (b) dimensions résonateur

La structure a été fabriquée au sein du laboratoire LAPALCE-ENSEEIH à Toulouse. La procédure de fabrication est basée sur la technologie standard de gravure chimique. La figure III.24 présente la structure réalisée et le banc de mesure établie pour réaliser les mesures sur la structure dans le cas du vide ou après avec les liquides et des solutions aqueuses. Comme montré dans la figure II.24, la structure est alimentée à l'aide des câbles coaxiaux.



(a)



(b)

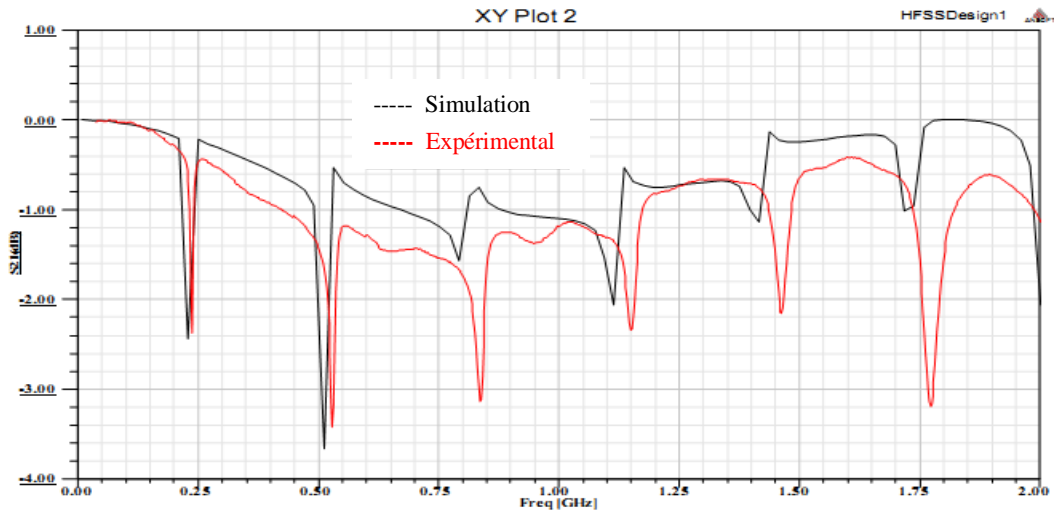
Figure III. 24. (a) Photo du capteur réalisé (b) Manip de mesure (structure, analyseur de réseau)

II.3.1.2 Résultats et discussions :

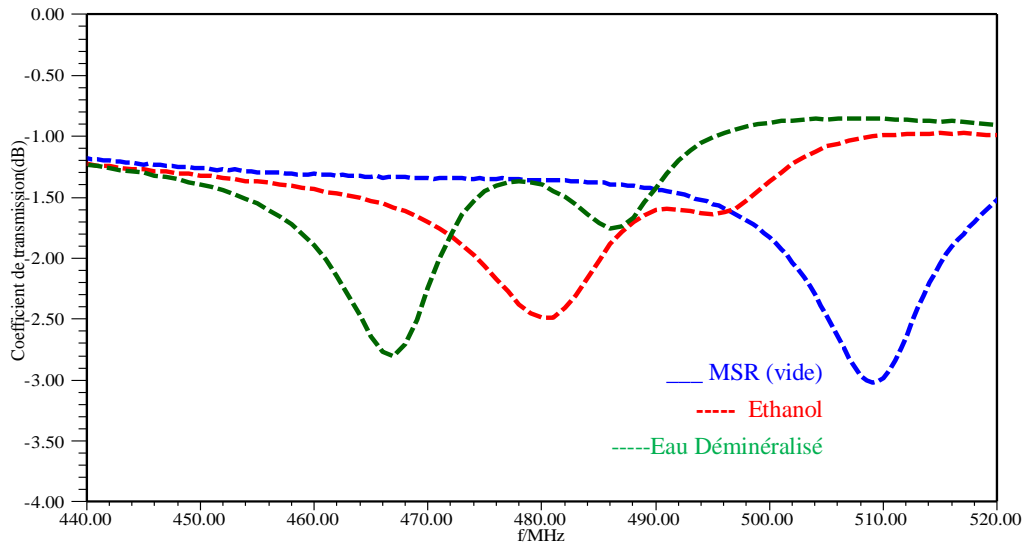
a) Mesures avant le dépôt de liquides (cas du vide)

La fréquence de résonance et les paramètres de réflexion et de transmission ont été mesurés par un analyseur de réseau vectoriel Anritsu 37369C. La figure III.25(a) compare le coefficient de transmission simulé et mesuré du montage expérimental avec un échantillon dans le vide.

Un bon accord autour de la région de résonance permet une bonne estimation de la fréquence de résonance et du facteur de qualité à partir des résultats de mesure.



(a)



(b)

Figure III.25.(a) Simulation et mesures de la transmission dans le cas du vide (b) mesures de transmission de l'eau, de l'éthanol et du vide.

b) Caractérisation de liquides

Le calcul de la permittivité relative complexe de l'eau et de l'éthanol dépend des relations de Cole-Cole présenté dans le deuxième chapitre (équations 2.13, 2.14 et 2.15).

Dans le cas de l'éthanol :

Modèle initiale : $\epsilon_r(\infty)=4,7776$; $\epsilon_r(0)=25$;

$$\epsilon_{ethanol}=4,77762+20,2224/(1+8,99348e^{-19*f_r^2}) \tag{3.3}$$

$$\sigma = 0,00139547+(1,0669e^{-18* f_r^2})/(1+8,99348e^{-19* f_r^2}) \text{ avec } \tau = 1,59e^{-10}s \tag{3.4}$$

$$\tan \delta_d=2,063e^{-8*f_r}/(20,63+4,53*(1+1e^{-18* f_r^2})) \tag{3.5}$$

Pour l'eau:

Modèle initiale: Avec $\epsilon_r(\infty) = 3,04$; $\epsilon_r(0) = 78,4$; $\tau = 8,21e^{-12}s$

$$\epsilon_{\text{eau}} = 3,04 + 75,36 / (1 + 2,66e^{-21} * f_r^2) \quad (3.6)$$

$$\tan \delta_d = 3,887e^{-9} * f_r / (75,36 + 3,04 * (1 + 2,66e^{-21} * f_r^2)) \quad (3.7)$$

Tableau III.10. Décalage de résonance après le dépôt de l'eau et de l'éthanol pure.

Cas testés	vide	Ethanol	Eau
Fréquence(GHz)	509	481	467
ϵ'	1	20,36	78,35

Les liquides (eau, éthanol) ont été introduits dans un récipient qui englobe les 2 résonateurs spirales. Ces derniers incluent l'éthanol et l'eau déminéralisé à 25°C dans la gamme de fréquences proche de 500 MHz, qui ont respectivement ($\epsilon' = 20,36$, $\epsilon'' = 7,89$) et ($\epsilon' = 78,35$, $\epsilon'' = 1,87$) comme permittivités complexes [39]. L'augmentation de la permittivité relative du matériau sous test (MST) conduit à une permittivité effective plus élevée du résonateur multispiral (multispiral resonator: MSR). En conséquence, la fréquence de résonance, initialement à 509 MHz dans le boîtier vide, est descendue à 467 MHz pour le boîtier à eau déminéralisé et à 481 GHz pour le boîtier à l'éthanol. Ces résultats sont présentés dans la figure III.25(b)

Expérimentation avec un mélange eau-éthanol :

Pour ces mesures, la fraction volumique de l'eau a été modifiée de 0% à 100% avec un pas variable. La fréquence de résonance et le pic d'atténuation du capteur sont enregistrés à chaque étape. La figure III.26 montre le coefficient de transmission S_{21} mesuré pour différentes concentrations de mélange eau-éthanol. Comme on le voit, la fréquence de résonance est passée de $f_{01} = 467$ MHz à $f_{02} = 481$ MHz pour le changement de concentration d'éthanol de 0% à 100%, indiquant un décalage de 14 MHz pour un changement de permittivité relative de 58.

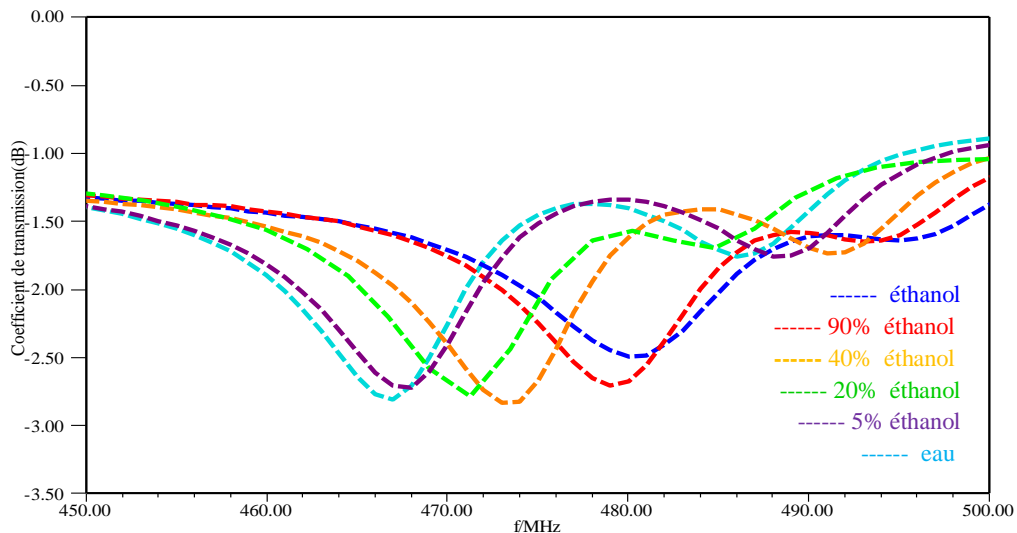


Figure III.26 Mesures de coefficient de transmission d'échantillons de mélange de l'eau-éthanol pour le calibrage du capteur. La fraction volumique de l'eau est changée de 0% à 100% avec un pas variable.

c) Caractérisation de solutions aqueuses

Le glucose, le fructose et le saccharose, connus sous le nom d'alcools de sucre, sont importants dans le processus de fermentation en tandem avec la capacité de modifier les propriétés physiques et chimiques du système de nourriture hôte. Ces sucres sont également des édulcorants courants dans boissons alcoolisées et du miel afin d'augmenter la teneur totale en sucre [40]. Les propriétés diélectriques ont été utilisées pour caractériser la qualité des aliments telles que la teneur en sucre dans le yaourt [41], le sucre et la solution d'éthanol [42], le contenant du sucre et de l'eau dans le miel [43] et les propriétés thermiques des solutions en sucres [44].

Notre objectif pour cette série de mesures avec les solutions aqueuses est d'identifier la capacité du capteur à détecter les différents types de sucres connus (saccharose, glucose et fructose) dans des solutions de faible concentration de liquides mélangés.

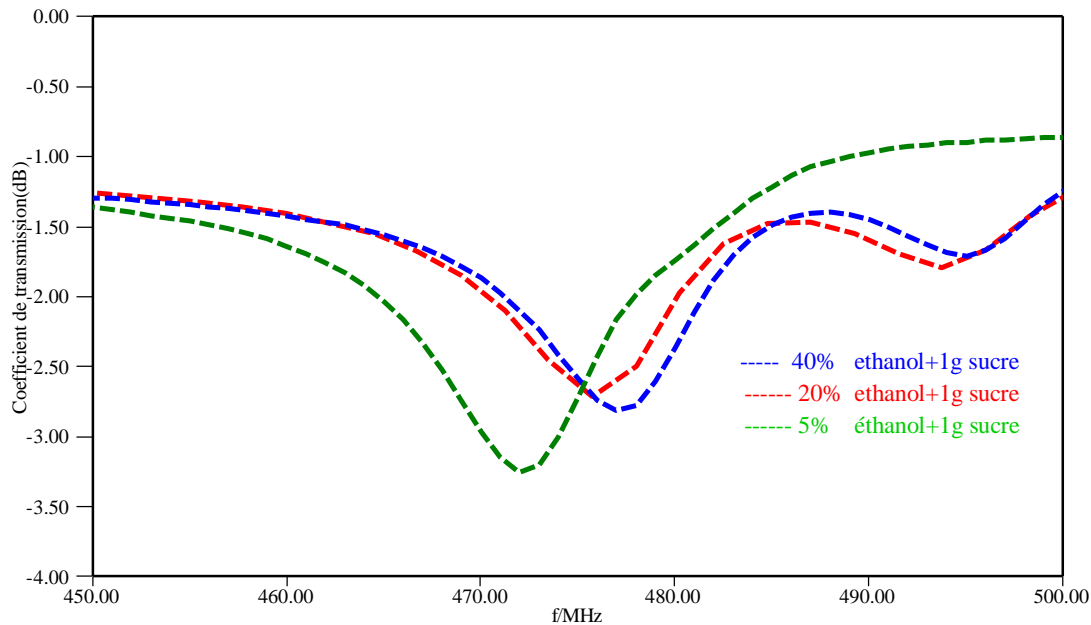


Figure III.27 : Mesures de coefficient de transmission d'échantillons de mélange de l'eau-éthanol pour des fractions volumiques 5%,20%,40% de l'éthanol avec la présence de sucre ajouté.

Tableau III.11 Décalage de fréquence après l'ajout du sucre aux mélanges de liquides

Cas testés	5%Ethanol	20%Ethanol	5%Ethanol +1g sucre	40% Ethanol	20%Ethanol +1g sucre	40%Ethanol +1g sucre
Fréq (GHz)	468	471,25	472	473	475.8	477

L'analyse porte sur le sucre ajouté dans les mélanges à faibles concentrations a été étudiée pour observer ses effets dans les solutions. L'influence du sucre de table (saccharose) sur les propriétés diélectriques de 40%, 20% et 5% d'éthanol est présentée dans la figure III. 27 et le tableau III.11. L'ajout d'un gramme de saccharose a modifié le constant diélectrique des mélanges eau-éthanol (sans sucre). On voit un décalage de fréquence de 4MHz de moyen pour les trois cas où les fréquences de résonances augmentent après l'ajout du sucre ce qui prouve la diminution de la permittivité effective du mélange. Sachant que la permittivité relative du saccharose est égale à 3.

Tableau III.12. Effet de quantité de sucre ajouté dans un mélange de liquide de faible concentration

Cas testés	5%Ethanol	5%Ethanol +1g sucre	5%Ethanol +3g sucre	5%Ethanol +10 g sucre
Fréq (GHz)	468	472	475	482

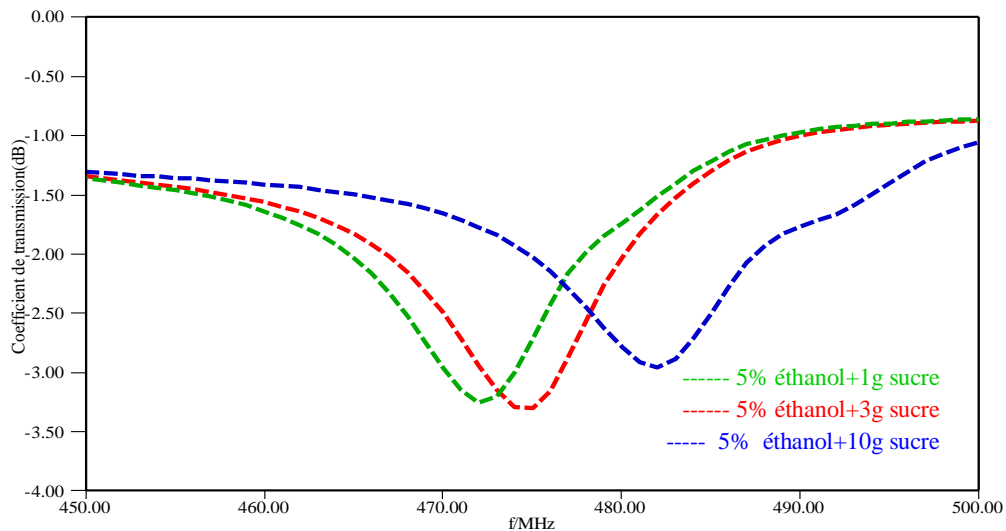


Figure III. 28. Mesures de coefficient de transmission d'échantillons de mélange de l'eau-éthanol pour une fraction volumique 5% de l'éthanol avec des quantités différentes de saccharose ajouté.

La deuxième série de mesures a été orienté sur l'effet du poids du sucre dans un mélange de liquide de faible concentration. Le tableau III.12 ainsi que la figure III.28 montrent une augmentation de fréquence de résonance pour chaque augmentation de quantité de sucre dans le mélange de liquide. On observe une augmentation dans le décalage de fréquence avec 4MHz, 7 MHz et 14MHz pour des quantités de 1g, 3g et 10g de sucre. Donc on déduit une relation proportionnelle entre la quantité de sucre et la fréquence de résonance. La présence de plus de molécule de saccharose dans une solution alcoolique donne non seulement la saveur sucrée, mais montre moins de capacité à stocker et à perdre de l'énergie dans les matériaux.

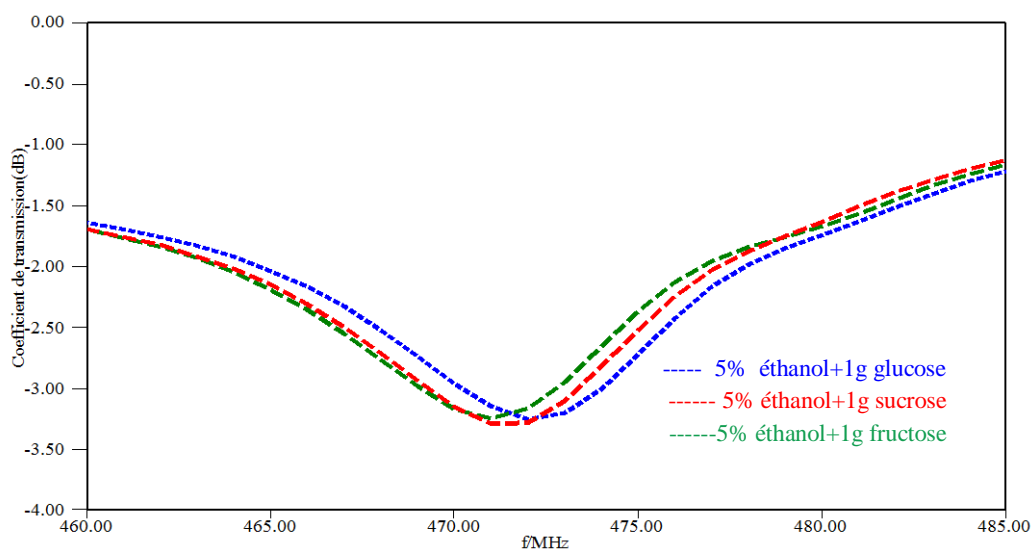


Figure III.29 : Mesures de coefficient de transmission d'échantillons de mélange de l'eau-éthanol en ajoutant des types de sucre différents.

Tableau III.13. Effet de changement de type de sucre dans un mélange de faible concentration

Cas testés	5%Ethanol	5%Ethanol +1g fructose	5%Ethanol +1g sucre	5%Ethanol +1g glucose
Fréq (GHz)	468	471	471,5	472

L'objectif de la dernière mesure est de voir l'effet de changement du type du sucre dans un mélange de liquide de faible concentration. Le tableau III.13 ainsi que la figure III.29 montrent une faible différence dans la fréquence de résonance pour chaque type de sucre rajouté dans le mélange de liquide et cela montre les sucres ont presque la même permittivité relative.

La courbe de l'ajout de glucose a la plus grande valeur de fréquence de résonance que le saccharose et le fructose. Dans le travail expérimental, la dissolution a été un peu difficile vu la proportion entre le sucre et le volume de mélange d'éthanol (1 gramme de sucre dissolu dans 4 ml de mélange d'éthanol). Le fructose a montré plus de solubilité que les autres vu sa masse volumique élevée. Et plus qu'on a de volume de mélange moins qu'on aura fréquence de résonance et les résultats prouvent que le fructose a la fréquence de résonance la plus faible.

Théoriquement, le facteur de solubilité est inversement à la facilité de cristallisation dans le sucre. Le glucose était le plus lent à se dissoudre complètement dans la solution ; cependant, il a subi le processus de cristallisation plus facilement que d'autres.

Dans l'ensemble, selon tous les résultats de ce travail, la faible séparation graphique pour ses types de sucre est dû pour trois raisons principales: la faible fréquence de résonance car il faut au moins une fréquence de résonance entre 5-20 GHz pour voir un vrai différence entre les sucres, la durée de prise pour la dissolution de sucre dans un liquide prend car il faut un temps considérable pour dissoudre les sucres. On rajoute aussi la faible différence entre les masses volumiques de chaque type : glucose 1,544 g/mL, fructose 1,69 g/mL, sucrose 1,59 g/mL.

III.3.2 Structure optimisée avec un seul MSR

III.3.2.1 Conception et fabrication

Comme était mentionné dans le chapitre précédent, la ligne de transmission couplée avec un métamatériau électrique est proposé afin d'obtenir un capteur miniature et compatible avec la technologie lab-on-chip (Figure II.19).

Après avoir réalisé l'étape de la conception et tester les performances de la première structure à 2 résonateurs, on a décidé d'optimiser notre capteur par rapport au type de substrat, dimensions et forme de résonateur pour enfin obtenir une haute sensibilité, une bonne linéarité et aussi plus de miniaturisation.

La structure résonante est gravée du côté de la ligne de transmission, le couplage est essentiellement de type magnétique et toute la structure couple est modélisé par le circuit équivalent Figure III.30, où L_s , C_s , and R_s sont respectivement l'inductance, la capacitance, et la résistance pour la partie sensible, incluant le résonateur et matériau diélectrique entouré pour être caractérisé. L'impédance d'entrée peut être déduite du circuit équivalent en utilisant l'analyse du circuit comme [45]:

$$Z_s = \frac{\omega^2 M^2}{R_s + j\omega L_s + \frac{1}{j\omega C_s}} \quad (3.8)$$

$$Z_{in} = R_0 + j\omega L_0 + \frac{\omega^2 M^2}{R_s + j\omega L_s + \frac{1}{j\omega C_s}} \quad (3.9)$$

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_s C_s}} \quad (3.10)$$

Où ω est la fréquence angulaire, et M est le coefficient de couplage magnétique entre la ligne de transmission et la partie sensible.

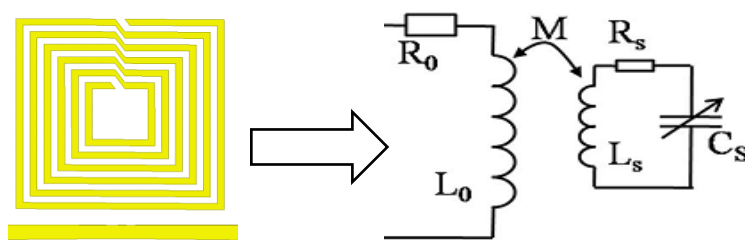


Figure III.30. Schéma de la structure et son circuit équivalent

Le capteur conçu a été réalisé avec le substrat de Rogers RO5880, d'épaisseur de 0,78mm, de permittivité relative de 2,2 et d'une tangente de perte de 0,0009. L'épaisseur de métallisation de cuivre est de 35 μ m. De plus, la ligne micro-ruban est modélisé avec une largeur variable de entre 0,47mm (section de haute impédance) et 2,8mm (section de 50 Ω). L'impédance d'entrée pour cette ligne de transmission est 50 Ω . Le résonateur multi spirale est composé de 6 tours

(spires) où les petits résonateurs à anneaux fendus sont imbriqués en continu pour augmenter la capacitance (Figure III.31).

Les dimensions de la cellule unitaire MSR comme indiqué dans la Figure III.31.(c) sont : $a=b=c=0,22\text{mm}$. La dimension totale du résonateur est $l=6.6\text{mm}$ et la distance entre la ligne de transmission est l' MSR est $s=0,3\text{mm}$.

Le nombre de tours est totalement impliqué dans la fréquence de résonance et la dimension électrique du capteur. [35] montre que l'augmentation dans le nombre de spires donne des effets capacitifs supplémentaires et donc réduit la fréquence de résonance la dimension électrique.

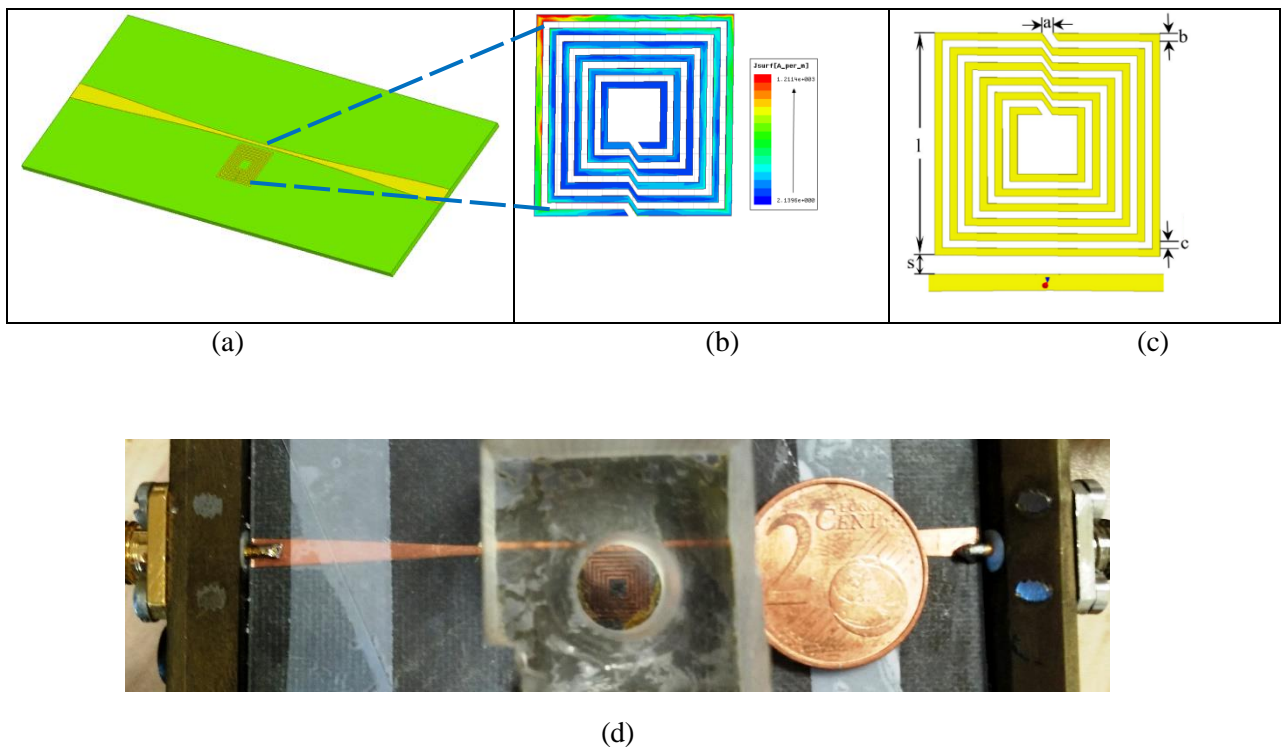


Figure III.31. (a) Structure PCB (b) La distribution de courant de surface de la MSR à la fréquence de résonance (c) Paramètres du design (d) Photo du capteur réalisé of sur la manip de test.

Une simulation numérique a été prise pour la structure sensible de la Figure III.31(a) avec le courant de surface à la fréquence de résonance comme indiqué sur la Figure III.31(b). La densité de courant élevée produite par la ligne étroite améliore le couplage magnétique entre la ligne de transmission et le résonateur. En effet, une forte densité de courant peut être trouvée dans le premier anneau du résonateur spiral le plus proche de la ligne étroite à haute impédance. La ligne de transmission non uniforme est utilisée pour adapter la partie haute impédance à l'impédance environnante de $50\ \Omega$ sur une large plage de fréquences [7,46].

Pour la mesure du mélange eau-éthanol, un trou circulaire est percé dans un bloc de plexiglas collé sur une feuille de plastique très fine et placé au-dessus du MSR. La variation de C_s et R_s dans le modèle équivalent de la Figure III.30 en fonction du mélange de liquides binaires induira le décalage de fréquence de résonance et le changement de pic d'atténuation à la résonance. L'extraction de la permittivité relative complexe peut être mise en œuvre par des techniques de modélisation inverse.

III.3.2.2 Résultats et discussions

a. Mesures avant le dépôt de liquides (cas du vide)

Avant le processus chimique, la fréquence de résonance et les pics d'atténuation ont été mesurées par un analyseur de réseau vectoriel Anritsu 37369C. La Figure III.32 (a) compare le coefficient de transmission simulé et mesuré du montage expérimental avec un échantillon dans le vide.

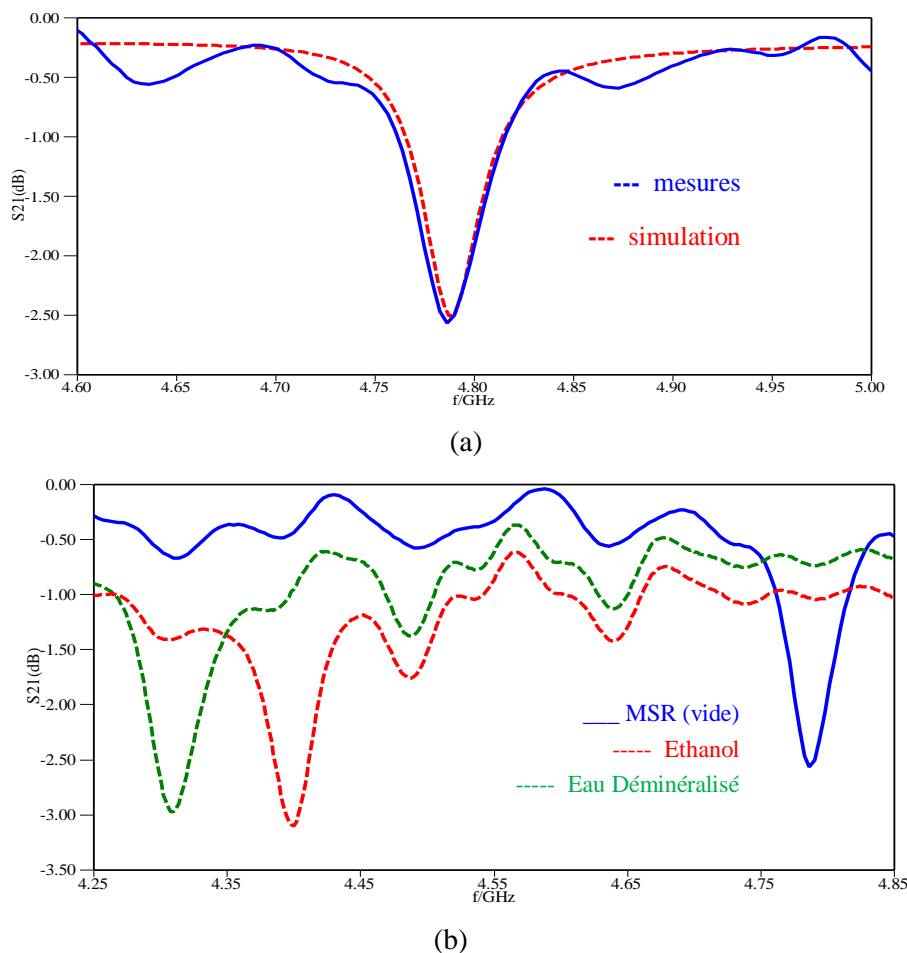


Figure III.32.(a) Simulation et mesures de coefficient de transmission dans le cas du vide (b) coefficient de transmission de l'eau et l'éthanol

Le bon accord autour de la région de résonance permet une bonne estimation de la fréquence de résonance et du facteur de qualité à partir des résultats de mesure. La différence

autour de cette plage de fréquences est due au manque d'outils d'étalonnage appropriés. Ce dernier n'était pas disponible lors de la mesure.

b. Caractérisation de liquides

Les liquides (eau, éthanol) ont été introduits dans le trou circulaire au-dessus de MSR en utilisant une seringue de 4 ml. Ces derniers incluent l'éthanol et l'eau déminéralisé à 25°C dans la gamme de fréquences proche de 4,3 GHz, qui ont respectivement ($\epsilon' = 5,77$, $\epsilon'' = 4,37$) et ($\epsilon' = 75$, $\epsilon'' = 16$) comme permittivités complexes. L'augmentation de la permittivité relative du matériau testé (MST) conduit à une permittivité effective plus élevée du MSR. En conséquence, la fréquence de résonance, initialement à 4,78 GHz dans le boîtier vide, est descendue à 4,31 GHz pour le boîtier à eau déminéralisé et à 4,40 GHz pour le boîtier à l'éthanol.

Expérimentation avec un mélange eau-éthanol :

Pour ces mesures, la fraction volumique de l'eau a été modifiée de 0% à 100% avec un pas de 25%. La fréquence de résonance et le pic d'atténuation du capteur sont enregistrés à chaque étape. La Figure III.33 montre le coefficient de transmission S_{21} mesuré pour différentes concentrations de mélange eau-éthanol. Comme on le voit, la fréquence de résonance est passée de $f_{01} = 4,31$ GHz à $f_{02} = 4,40$ GHz pour le changement de concentration d'éthanol de 0% à 100%, indiquant un décalage de 90 MHz pour un changement de permittivité relative de 69.

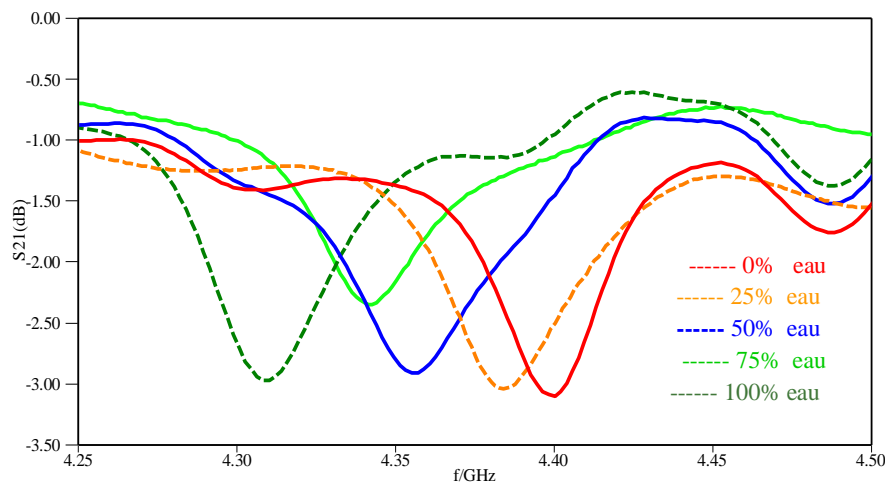
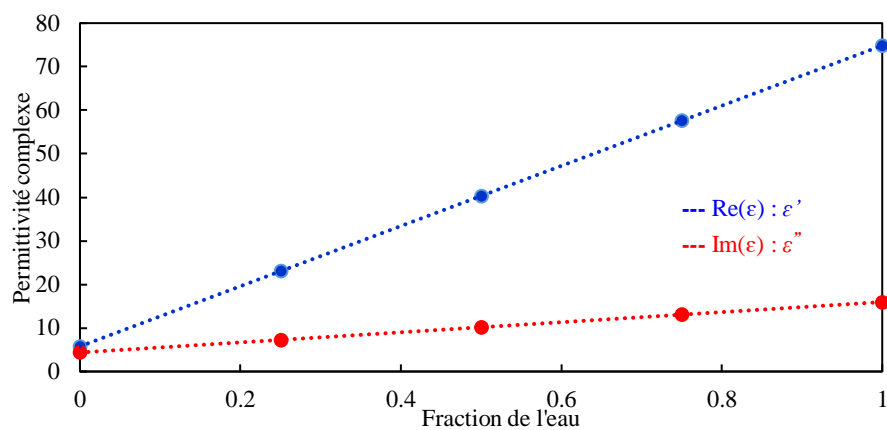
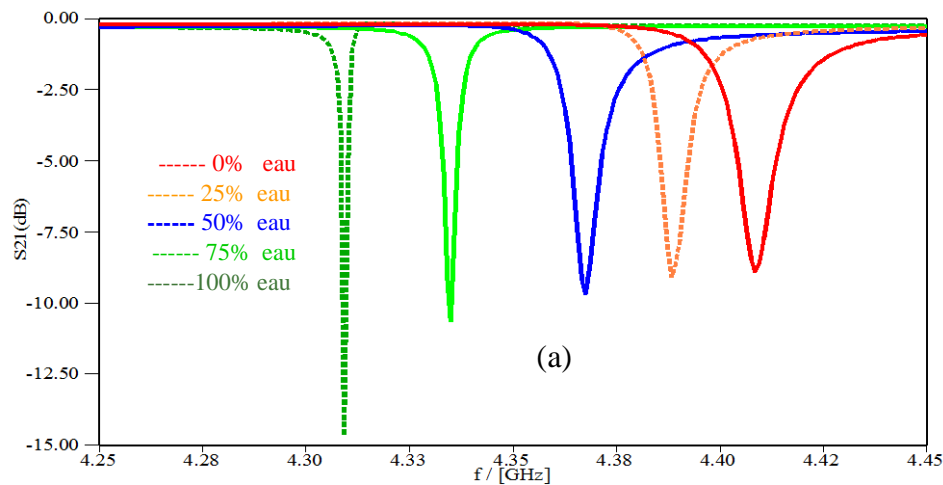


Figure III.33. Mesures de coefficient de transmission d'échantillons de mélange de l'eau-éthanol pour le calibrage du capteur. La fraction volumique de l'eau est changée de 0% à 100% avec un pas de 25%.

Dans notre cas, il n'y avait pas de contact direct entre les liquides du mélange et le résonateur en raison de la fine couche de plastique (Figure III-31(d)) qui augmente la durée de conservation du capteur. La simulation a été réalisée sans couche de plastique afin que les mélanges eau-éthanol soient en contact direct avec le résonateur. Dans ce cas, seul un mélange de 50 μ l est

utilisé et des décalages de fréquence de résonance comparables sont obtenus comme indiqué sur la Figure III.34(a).



(b)

Figure III.34. (a) Simulation de coefficient de transmission de mélange eau-éthanol pour des différentes fractions de volume. La fraction volumique de l'eau est changée de 0% à 100% avec un pas de 25%. (b) Permittivité complexe de mélange eau-éthanol en fonction de fraction volumique de l'eau.

La permittivité complexe diminue avec la concentration de la fraction d'eau dans les mélanges eau-éthanol, et elle est probablement due à une augmentation du temps de relaxation des molécules de solvant comme le montre la Figure III.34(b).

c) Analyses du capteur

Selon le tableau III.14, la sensibilité extraite de notre capteur est de 0,04% et la dimension électrique est de $\lambda_0/8$. Nous pouvons en conclure que notre capteur est suffisamment compact pour être considéré comme un capteur compact puisque sa taille électrique est bien inférieure à la valeur limite de $\lambda_0/4$.

Pour un changement fractionnaire F inférieur à 10%, le capteur est effectivement suffisant pour indiquer les objets [47]. À ce niveau, nos résultats présentent la valeur la plus faible, ce qui confirme une détectivité élevée.

Tableau III.14. Comparaison entre les caractéristiques du capteur

Référence	Topologie	f_0 (GHz)	u	$F(\%)$	S
[28]	SRR loop	2	$\lambda_0/14$	4,45	0,08
[20]	CSRR	2,1	$\lambda_0/9$	20,5	0,27
[23]	Cavité Rectangulaire	1,91	$\lambda_0/1$	7,8	0,14
[37]	CSRR	4,15	$\lambda_0/4$	13,4	0,20
[38]	CSRR-ouvert	0.9	$\lambda_0/13$	13.3	0,26
Structure 1	2MSR	0,51	$\lambda_0/21$	5,6	0,08
Structure 2	MSR	4,78	$\lambda_0/8$	2,2	0,04

Par définition, la sensibilité est une quantité absolue, représente la plus petite quantité absolue de changement qui peut être détectée par une mesure. Ce qui signifie que notre capteur présente la sensibilité la plus élevée avec une quantité de changement de 0,04.

Pour des raisons de la modélisation inverse, la permittivité relative du mélange ε_m est exprimée en fonction de ε_1 et ε_2 relatifs aux solvants 1 et 2 par la loi de mélange suivante [48, 49]:

$$\varepsilon_m = \phi_1 \varepsilon_1 + \phi_2 \varepsilon_2 \quad (3.11)$$

Où ϕ_1 et ϕ_2 sont les fractions volumiques (poids ou moles) des solvants 1 et 2 dans le mélange, avec $\phi_1 + \phi_2 = 1$. Lorsque le solvant 1 est pris comme référence, la fraction volumique du solvant 2 sera déterminée à partir de la permittivité relative du mélange par:

$$X_v = \frac{\varepsilon_m - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \quad (3.12)$$

Sur la Figure III.35(a) on peut voir une variation linéaire de la permittivité relative du mélange en fonction de X_v . La courbe Figure III.35(b) représente la courbe d'ajustement (fitting) de la permittivité relative du mélange ε_m en fonction de la fréquence de résonance f_r . Cette courbe montre une bonne linéarité en utilisant l'équation linéaire simple suivante pour le processus d'ajustement:

$$\varepsilon_m (f_r) = -772,99 f_r + 3407,6 \quad (3.13)$$

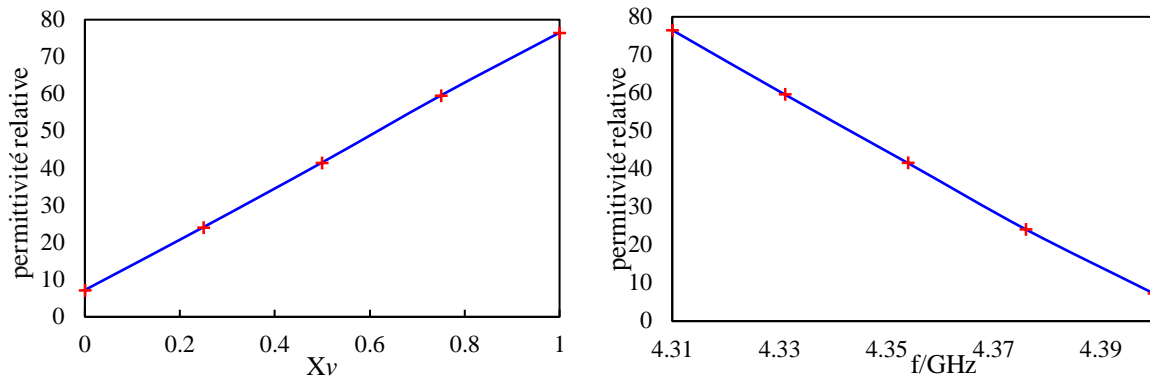


Figure III.35. (a) Permittivité relative du mélange eau-éthanol autour de 4.3 GHz en fonction de fraction de volume de l'eau (b) Permittivité relative du mélange eau-éthanol en fonction de fréquence de résonance.

En utilisant la fréquence de résonance f_r en GHz. Cette formule simple peut être utilisée pour l'approximation de la permittivité relative d'un mélange mesurée par ce capteur. Le capteur proposé vérifie une sensibilité élevée raisonnable, une taille compacte et une bonne linéarité.

Un certain nombre de facteurs doivent être étudiés pour compléter le présent travail. Tout d'abord, la formule (10) a été obtenue à partir des mesures effectuées dans des conditions de température et de pression atmosphérique données; l'influence de ces deux facteurs sur le fonctionnement du capteur reste à déterminer dans les travaux futurs. La sensibilité du capteur par rapport au récipient de mélange liquide a été étudiée par simulation numérique, montrant une variation de 5% de la fréquence de résonance avec une différence de $\pm 0,1$ mm sur l'épaisseur du récipient.

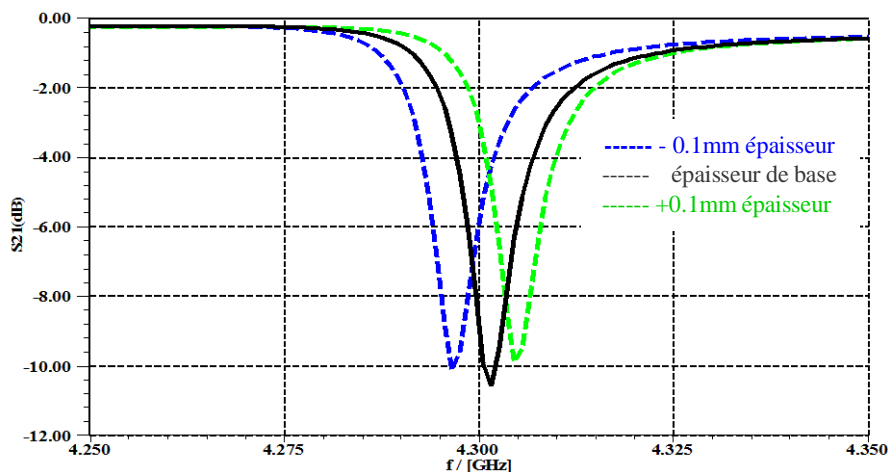


Figure III.36. Coefficient de transmission de l'eau déminéralisé pour un changement d'épaisseur de plexiglass

L'un des enjeux essentiels pour la technologie des capteurs est la miniaturisation et elle est présentée par le rapport de la superficie de détection de la structure résonante et le carré de longueur d'onde résonante en espace libre :

$$C_{\min} = \sqrt{S_d/\lambda_0^2} = \sqrt{S_d}/\lambda_0 \quad (3.14)$$

Où C_{\min} est le coefficient de miniaturisation, S_d est la surface de détection

Ce qui fait que la superficie s'écrit :

$$S_d = C_{\min}^2 \lambda_0^2 = (C_{\min} \lambda_0) * (C_{\min} \lambda_0) \quad (3.15)$$

Donc on veut décrire la superficie de détection en fonction de la longueur d'onde en espace libre.

Tableau III.15. Comparaison entre les caractéristiques du capteur

Référence	Topologie	f_0 (GHz)	λ_0 (mm)	S_d (mm ²)	C_{\min}
[28]	SRR loop	2	150	52.5	$0,048 \lambda_0$
[20]	CSRR	2.1	142,85	121	$0,077 \lambda_0$
[37]	CSRR	4.15	72.28	135,6	$0,16 \lambda_0$
[38]	CSRR-ouvert	0,9	333,33	300	$0,0577 \lambda_0$
Structure 1	2MSR	0,51	588,23	400	$0,034 \lambda_0$
Structure 2	MSR	4,78	62,76	43,56	$0,105 \lambda_0$

Le tableau III.15 montre que nos deux structures proposées présentent soit la surface de détection le plus petit ou le coefficient de miniaturisation. Nous rajoutons que les capteurs que nous avons proposés présentent une forte sensibilité près de zone la ligne de transmission. Cette zone peut avoir une superficie entre $1,4\text{mm}^2$ et 6mm^2 pour les deux structures résonantes.

III.4 Conclusion

Nous avons abordé dans ce troisième chapitre la question de conception et l'optimisation de capteurs à métamatériaux dont la première application visée est la détection de substances chimiques dans des mélanges de solutions aqueuses. Une introduction aux capteurs a été effectuée, sur leur principe, leurs domaines d'applications et aussi leur types dans la gamme microondes et optique. L'implication des métamatériaux et plus spécifiquement les résonateurs SRRs dans le domaine des capteurs étaient évidents car elles présentent des avantages pour un certain nombre d'applications. Des études par simulation électromagnétique et par l'expérimentation sur des prototypes réalisés au laboratoire ont permis la vérification des avantages tels que la taille miniaturisée, son coût de réalisation faible et le grand nombre de choix de formes.

Les paramètres importants qui ont guidé l'optimisation des capteurs conçus dans le cadre de cette thèse sont : la haute sensibilité, le petit décalage de fréquence, la dimension électrique faible et la linéarité du milieu effectif du capteur entre la fréquence de résonance et la permittivité relative.

La conception de notre capteur finale a été initiée par le choix de la technique de caractérisation entre une cavité résonante et un résonateur planaire. Nous avons présenté quelques travaux basés sur la caractérisation de liquide par cavité résonante, après la présentation des exemples de capteur à base de résonateurs plans. L'étude comparative a montré que des capteurs à résonateur SRR ont une meilleure sensibilité et dimension électrique plus petite.

Nous avons montré par simulation sous le logiciel HFSS que les structures spirales offrent une fréquence de résonance moins élevée et une atténuation plus profonde que le reste des structures SRRs proposés. Une étude paramétrique a été réalisée sur la structure multispirale afin de tester l'effet de l'orientation du résonateur par rapport à la ligne de transmission, l'espacement entre l'SRR et la ligne microruban, la taille d'ouverture des anneaux du résonateur et enfin le choix du type de ligne de transmission. L'utilisation d'un résonateur spirale couplé à une ligne microruban non uniforme crée une haute impédance dans la partie centrale et renforce le couplage magnétique entre le résonateur et la ligne. Cela contribue à améliorer la sensibilité du capteur proposé.

Afin de procéder à l'étude expérimentale, la sensibilité de notre capteur a été évaluée à l'aide de l'outil de simulation électromagnétique. Cette étude a montré que le capteur conçu présente une sensibilité très élevée ce qui signifie qu'il est très sensible pour les liquides utilisés dans le cadre de ce présent travail.

L'optimisation a comme objectif d'obtenir le meilleur compromis entre les caractéristiques importantes du capteur qui sera réalisé. Nous avons fait varier les paramètres du substrat diélectrique, la forme de résonateur ainsi que le nombre de résonateurs.

L'étude expérimentale a prouvé que nos capteurs réalisés présentent des décalages de fréquence très faibles, une dimension électrique et une miniaturisation significativement petite, une haute sensibilité et une bonne linéarité du milieu effectif du capteur entre la fréquence de résonance et la permittivité relative. Les structures proposées ont montré une capacité de détection des mélanges de liquides eau-éthanol et aussi des solutions aqueuses. Ces solutions aqueuses représentées sous forme de sucres connues tels que le saccharose, le glucose et le fructose ajouté dans des mélanges de faible concentration d'éthanol peut donner une perspective pour une future réalisation de capteur agroalimentaire ou biomédicale.

Bibliographie du chapitre 3

- [1] Christian BISSIERES, “Les capteurs”, Cours Physique appliquée, école nationale d’ingénieurs des travaux agricoles de Clermont-Ferrand, 2008.
- [2] M. P. Vargas, “Planar Metamaterial Based Microwave sensor Arrays for biomedical Analysis and Treatment”, Springer theses, ISBN: 978-3-319-06041-5, 2014.
- [3] M. Huang and J. Yang, “Microwave Sensor Using Metamaterials”.: InTech, ISBN: 978-953-307-275-3, pp. 13–36, Vienna, Austria,2011.
- [4] Passaro. Vittorio M.N, Dell’Olio. Francesco, Casamassima. Biagio, De Leonardis. Francesco, “Guided-Wave Optical Biosensors” Sensors, vol. 7, no. 4, pp. 508-536, 2007.
- [5] Yacouba Sanogo. “Conception et fabrication de capteurs et de leur technique d’interrogation pour des applications dans les domaines de la santé et de l’environnement, thèse de doctorat de l’École normale supérieure de Cachan, 2012.
- [6] H.-J. Lee, H.-S. Lee, K.-H. Yoo, and J.-G. Yook, “On the possibility of biosensors based on split ring resonators,” Proc of EuMC. 38th Eur. Microw. Conf, pp. 1222– 1225, 2008.
- [7] H.-J. Lee et al, “A planar split-ring resonator-based microwave biosensor for label-free detection of biomolecules,” Sens. Actuators B, Chem., vol. 169, pp. 26–31, Jul. 2012.
- [8] W. Withayachumnankul, K. Jaruwongrungrsee, C. Fumeaux, and D. Abbott, “Metamaterial-inspired multichannel thin-film sensor,” IEEE Sensors J., vol. 12, no. 5, pp. 1455–1458, 2012.
- [9] N.Y. Kim, R. Dhakal, K.K. Adhikari, E.S. Kim, C. Wang, “A reusable robust radio frequency biosensor using microwave resonator by integrated passive device technology for quantitative detection of glucose level,” Biosensors and Bioelectronics, vol. 67, pp. 687–693, 2015.
- [10] Q-Y. Ren, L-F. Wang, J-Q. Huang, C. Zhang, and Q-A. Huang, “Simultaneous remote sensing of temperature and humidity by LC-Type passive wireless sensors,” J. microelectromechanical. Syst, vol. 24, no. 4, pp. 1117-1123, 2015.
- [11] E. Sardini, M. Serpelloni, “Wireless measurement electronics for passive temperature sensor”, IEEE Trans. on instrumentation and measurement, vol. 61, no. 9, pp. 2354-2361, 2012.
- [12] A. Lonappan, V. Thomas, and G. Binda, “Non-destructive measurement of human blood at microwave frequencies,” J. Electromagn. Waves Appl., vol. 21, no. 8, pp. 1131-1139, 2007.
- [13] G. Masilamany, P.-Y. Joubert, S. Serfaty, B. Roucaries, P. Griesmar, “Wireless implementation of high sensitivity radiofrequency probes for the dielectric characterization of biological tissues,” IEEE International Symposium on MeMeA, Lisboa, Portugal, 2014.
- [14] A. Bababjanyan, H.Melikyan, S. Kim, J. Kim, K. Lee, B.Friedman, “Real-Time

noninvasive measurement of glucose concentration using a microwave biosensor,” *Journal of sensors*, Vol 2010, article ID 452163,2010.

[15] K. K. Adhikari, Z. Chuluunbaatar, C. Wang, Y.H. Jo, S. S. Kim, N.Y. Kim, “Rapid and sensitive detection of glucose based on radio frequency resonator fabricated using integrated passive device technology,” *IMWS-Bio*, London, UK, 2014.

[16] U. Schwerthoeffer, R. Weigel, and D. Kissinger, “Microwave sensor for precise permittivity characterization of liquids used for aqueous glucose detection in medical applications,” *GeMiC 2014*, Aachen, Germany, 2014.

[17] G. Galindo-Romera, F. Javier Herraiz-Martínez, M. Gil, J. J. Martínez-Martínez and D. Segovia-Vargas, "Submersible Printed Split-Ring Resonator-Based Sensor for Thin-Film Detection and Permittivity Characterization," in *IEEE Sensors Journal*, vol. 16, no. 10, pp. 3587-3596, May15, 2016

[18] S. Seewattanapon, T. Wattakeekamthorn, T. Somwong and P. Akkaraekthalin, “A microstrip folded resonator sensor for measurement of dielectric constant”, *Proc of ECTI-CON*, Krabi, Thailand, 2008.

[19] F. Jafari, K. Khalid, Y. J. Hassan, A. zulkifly, N .S .Md. Salim, “Variation of microwave dielectric properties in the glucose biosensor system,” *International journal of food properties*, vol. 18, no. 7, pp. 1428-1433, 2013.

[20] A. Ebrahimi, W. Withayachumnankul, S. Al-Sarawi and D. Abbott, "High-Sensitivity Metamaterial-Inspired Sensor for Microfluidic Dielectric Characterization," in *IEEE Sensors Journal*, vol. 14, no. 5, pp. 1345-1351, May 2014.

[21] A. A. Helmy, K. Entesari, “A 1–8-GHz Miniaturized spectroscopy system for permittivity detection and mixture characterization of organic chemicals,” *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, Vol. 60, no. 12, December 2012.

[22] A. K. Verma, Nasimuddin , A. S. Omar, “Microstrip resonator sensors for determination of complex permittivity of materials in sheet, liquid and paste forms,” *IEE Proc.-Microw. Antennas Propag*, vol. 152, no. 1, February 2005.

[23] G. Gennarelli, S. Romeo, M. Scarfi, F. Soldovieri, “A microwave resonant sensor for concentration measurements of liquid solutions”, *IEEE Sensors J.*, vol. 13, no. 5, pp. 1857–1864, May 2013.

[24] H.-J. Lee et al., “DNA Sensing based on single element planar double split-ring resonator,” *Sens. Actuators B, Chem.*, vol. 169, pp. 26–31, Boston , USA , 2009.

[25] M. Zhadobov, R. Augustine, R. Sauleau, S. Alekseev, A. Di Paola, C. Le Quément, Y.

Soubere Mahamoud et Y. Le Dréan “Complex permittivity of representative biological

solutions in the 2 – 67 GHz range” *Bioelectromagnetics*, vol. 33, no. 4, pp. 346-355, 2012

[26] M. Zhadobov, N. Chahat, R. Sauleau, C. Le Quément et Y. Le Dréan "Millimeter-wave interactions with the human body : state of knowledge and recent advances" *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, vol. 3, no. 2, pp. 237-247, mars 2011.

[27] M. Zhadobov, R. Sauleau, R. Augustine, C. Le Quément, Y. Le Dréan et D. Thouroude "Near-field dosimetry for in-vitro exposure of human cells at 60 GHz" *Bioelectromagnetics*, vol. 33, no. 1, pp.55-64, 2012.

[28] W. Withayachumnankul, K. Jaruwongrungrsee, A. Tuantranont, C. Fumeaux, and D. Abbott, “Metamaterial-based microfluidic sensor for dielectric characterization,” *Sens. Actuators A, Phys.*, vol. 189, pp. 233–237, Jan. 2013.

[29] I. M. Rusni, A. Ismail, A. R. H. Alhawari, M. N. Hamidon, and N. A. Yusof, “An aligned-gap and centered-gap rectangular multiple split ring resonator for dielectric sensing applications,” *Sensors*, vol. 14, no. 7, pp. 13134–13148, Jan. 2014.

[30] X. He, L. Qiu, Y. Wang, Z.-X. Geng, J. Wang, and T.-L. Gui, “A compact thin-film sensor based on nested split-ring-resonator (SRR) metamaterials for microwave applications,” *J. Infr., Millim., Terahertz Waves*, vol. 32, no. 7, pp. 902–913, Jul. 2011.

[31] Hongfu Guo, Lu Yao, Fen Huang, A cylindrical cavity sensor for liquid water content measurement, *Sensors and Actuators A: Physical*, Vol. 238, Pages 133-139, 2016.

[32] K. Saeed, M. F. Shafique, M. B. Byrne, I. C. Hunter, “Planar microwave sensors for complex permittivity characterization of materials and their applications”, *Applied Measurement Systems*, INTECH, ISBN 978-953-51-0103-1, 2012.

[33] Chong Hyun Lee , Yoon-Sang Jeong and Hina Ashraf," Cylindrical Cavity Sensor for Distinction of Various Driveability Index Gasoline with Temperature Robustnes", *Sensors*, vol 19, no. 26:4626, 2019.

[34] Merabet, Boualem. Cours “ Capteurs et Mesures en Télécoms”, Université de Mascara, 2018.

[35] E. Ekmekci and G. Turhan-Sayan, “Reducing the electrical size of magnetic metamaterial resonators by geometrical modifications: a comparative study for single-sided and double-sided multiple SRR, spiral and U-spiral resonators,” 2008 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, San Diego, CA, pp. 1-4, 2008.

[36] Sander Stuijk, “Sensors and Actuators : Introduction to sensors”, University of Technology of Eindhoven, Netherlands, 2013.

- [37] A. Salim and S. Lim, "Complementary split-ring resonator-loaded microfluidic ethanol chemical sensor," *Sensors*, vol. 16, no. 11, pp. 1–13, 2016.
- [38] P. Vélez, K. Grenier, J. Mata-Contreras, D. Dubuc and F. Martín, "Highly-Sensitive Microwave Sensors Based on Open Complementary Split Ring Resonators (OCSRRs) for Dielectric Characterization and Solute Concentration Measurement in Liquids," in *IEEE Access*, vol. 6, pp. 48324-48338, 2018.
- [39] J.-Z. Bao, M. L. Swicord, and C. C. Davis, "Microwave dielectric characterization of binary mixtures of water, methanol, and ethanol," *J. Chem. Phys.*, vol. 104, no. 12, pp. 4441–4450, 1996.
- [40] B. D. Roebuck & S. A. Goldblith, "Dielectric properties of carbohydrate-water-mixtures at microwave frequencies", *Journal of Food Science*, vol. 37, no. 2, pp. 199-204, 1972.
- [41] X. Bohigas, R. Amigo & J. Tejada, "Characterisation of sugar content in yoghurt by means of microwave spectroscopy", *Food Research International*, vol. 41, no. 1, pp. 104-109, 2008.
- [42] R. Olmi, V. V. Meriakri, A. Ignesti, S. Priori & C. Riminesi, "Dielectric spectroscopy of sugar and ethanol solutions in water for monitoring alcoholic fermentation processes", *Journal of Microwave Power Electromagnetic Energy*, vol. 41, no. 3, pp. 37-49, 2007.
- [43] W. Guo, X. Zhu, Y. Liu & H. Zhuang, "Sugar and water contents of honey with dielectric property sensing", *Journal of Food Engineering*, vol. 97, no. 2, pp. 275– 281, 2010.
- [44] H. Jansson, R. Bergman & J. Swenson, "Dynamics of sugar solutions as studied by dielectric spectroscopy", *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 351, pp. 2858–2863, 2005.
- [45] C. Zhang, L.-F. Wang, J.-Q. Huang, and Q.-A. Huang, "An LC-type passive wireless humidity sensor system with portable telemetry unit," *J. Microelectromech. Syst*, vol. 24, no. 3, pp. 575–581, Jun 2015.
- [46] D. M. Pozar, "Microwave Engineering," 3th Ed: Wiley, ISBN 978-0471448785 , pp. 143–149, New York, USA, 2005.
- [47] M. P. Vargas, "Planar Metamaterial Based Microwave sensor Arrays for biomedical Analysis and Treatment", Springer theses, ISBN 978-3-319-35985-4, 2014.
- [48] A. Jouyban, S. Soltanpour, H-K. Chan, "A simple relationship between dielectric constant of mixed solvents with solvent composition and temperature", *International Journal of Pharmaceutics*, vol. 269, no. 2, pp. 353–360, 2004.
- [49] R. J. Sengwa, S. Sankhla, A. Soni, B. Ram, "Dielectric Characterization of Dry and Water-Saturated Sandstones", *Proc Indian Natn Sci Acad.* Vol. 73, no. 3, pp. 147-155, 2007.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse est la conception des capteurs chimiques compacts, de bonne sensibilité, facile à réaliser et intégrable dans des circuits intégrés. Pour répondre à ces exigences des matériaux artificiels dans la catégorie des métamatériaux ont été proposés par plusieurs équipes de recherche à travers le monde. Pour cette raison l'étude des matériaux, leur caractérisation, leur utilisation dans la réalisation des capteurs diélectriques a fait l'objet de la première partie de cette thèse ; la deuxième partie a été consacrée à la conception des capteurs diélectriques liquide, et à leur réalisation et leur caractérisation en présence des mélanges aqueuses avec des substances chimiques.

Le rappel de l'historique de la propagation des ondes électromagnétiques dans les structures périodiques a débouché sur la présentation des matériaux artificiels et des métamatériaux. Des discussions sur matériaux main gauche, milieu chiral, des structures à cristaux photonique ont permis de dégager une vue globale sur cette thématique très vaste de métamatériaux. Cette vue élargie a rendu une lecture plus aisée quand nous nous sommes focalisés sur l'exploitation de la double négativité dans l'étude des structures périodique.

Cette étude a été réalisée en s'appuyant sur la notion des propriétés électromagnétiques effectives telles que la permittivité relative effective et la perméabilité relative effective. Des structures périodiques candidates pour la production de la double négativité ont été analysées avec l'outil de simulation électromagnétique HFSS, dont les réponses sur des cellules unitaires avec des conditions aux limites de type périodique ont été introduites dans des codes développées sous Matlab qui est basée sur la méthode NRW et ses approches dérivées. De ces analyses des phénomènes de double négativité ont pu être observés chez plusieurs structures candidates. Préalablement un état de l'art a été donné sur différentes méthodes de description et de caractérisation des structures périodiques à métamatériaux.

Deux des structures étudiées ont été choisies pour initier le travail de conception des capteurs chimiques dans des gammes de fréquences microondes ; il s'agit des structures résonantes en forme de boucle fendue (SRR), et des variantes multi spirale, en technologie microruban. Des études paramétriques en fonction de substrat, de forme, de nombre de structures, des dimensions géométriques ainsi que des orientations ont permis de dégager des choix faisant le compromis entre la sensibilité, la compacité, la linéarité dans la partie utile de la fonction de transfert et un certain degré de richesse d'informations pour un possible fonctionnement sur plusieurs bandes. Deux prototypes ont été réalisés au laboratoire LAPLACE. Une première validation en absence des matériaux sous test (MST) a été effectuée en comparant avec succès des résultats de simulation sous HFSS et des mesures réalisées à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriel. Des tests ont été ensuite réalisés sur des mélanges de différents liquides : eau-éthanol, eau-méthanol, avec différentes proportions dans des mélanges ; des résultats ont été très concluants avec ces produits dont les permittivités complexes déduites sont en assez bon accord avec la loi de mélange utilisée. Des nouvelles solutions aqueuses représentées sous forme de sucres

Conclusion générale et perspectives

connues tels que le saccharose, le glucose et le fructose dilué dans de faible concentration d'éthanol ont fait l'objet des mesures par nos capteurs. Des différences ont été observées dans des réponses expérimentales avec ou sans la présence de sucre, même de quantité très faible, rendant la détection des substances chimiques réalisable. Cela ouvre de très belle perspective pour la réalisation des études d'identification et quantification dans l'objectif d'un développement des capteurs agroalimentaires ou biomédicales.

Parmi les sujets susceptibles d'être étudiés à la suite de cette thèse on peut citer :

- L'élaboration d'une base de données à l'aide des deux structures développées et réalisées durant cette thèse selon de probables scénarios dans les secteurs agroalimentaire, biochimiques, biomédicales, sécuritaires, etc., nécessitant l'identification et la quantification de la présence des substances spécifiques dans des solutions aqueuses ;
- L'extension aux échantillons de diélectriques solides pour la caractérisation de leurs propriétés électromagnétiques en bandes microondes ;
- Le développement des appareils de mesure autonome autour du dispositif déjà réalisé, en y associant des circuits électroniques de générations et des traitements des signaux, ainsi que l'interface homme-machine ;
- La recherche d'autres structures candidates à la réalisation des capteurs chimique et diélectrique en exploitant des progrès sur des nouveaux matériaux innovants tel Graphene et nano particules.

Annexe I: Microantenne à base de graphene

Modèle Electronique du Graphene

Dans ce travail nous utilisons le modèle linéaire de graphène est décrit dans la formule de [1,2,3]. Dans un modèle de signal linéaire ou petit, la feuille de graphène est modélisée comme semblablement à un métal infiniment mince avec une conductivité superficielle de surface de tenseur 2D : $\sigma_{total} = \sigma_{intra} + \sigma_{inter}$,

Où σ_{intra} et σ_{inter} sont respectivement les conductivités intra bande and inter bande.

À cause de l'effet de blocage de Pauli, la conductivité inter bande peut être négligé pour les basses fréquences TéraHertz, et la conductivité totale de graphene est influencé par la conductivité de l'intra bande [3]. La conductivité superficielle de graphene est calculé à l'aide de la formule de Kubo[1]. Pour les simulations numériques, le graphene est représenté comme une couche de matériau de type Drude. La conductivité intrabande contribution est donnée par [1],

$$\sigma_{intra}(\omega) = \frac{2e^2 k_B T_i}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})} \ln 2 \cosh \left[\frac{\mu_c}{2k_B T} \right] \quad (A.1)$$

La conductivité interbande est donnée par [39],

$$\sigma_{inter}(\omega) = \frac{e^2}{4\hbar} \left[H\left(\frac{\omega}{2}\right) + i \frac{4\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{H(\varepsilon) - H\left(\frac{\omega}{2}\right)}{\omega^2 - 4\varepsilon^2} d\varepsilon \right] \quad (A.2)$$

$H(\varepsilon)$ est défini par,

$$H(\varepsilon) = \frac{\sinh \left[\frac{\hbar \varepsilon}{k_B T} \right]}{\cosh \left[\frac{\mu_c}{k_B T} \right] + \cosh \left[\frac{\hbar \varepsilon}{k_B T} \right]} \quad (A.3)$$

Où, e est la charge électronique, k_B est la constante de Boltzmann, T est la température, \hbar est la constante réduite de Plank, μ_c est le potentiel chimique et τ est le temps de relaxation.

Annexe I: Microantenne à base de graphène

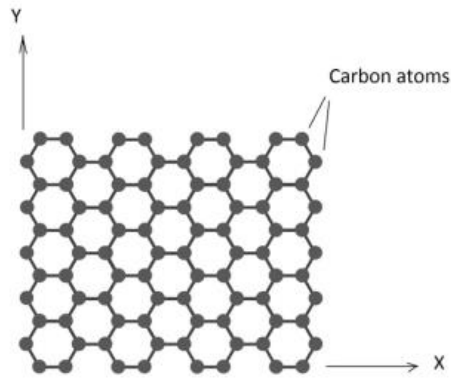


Figure A.1. Représentation de surface de Graphene

Construction du modèle achirale

a) Conception et design

Notre structure choisie est constituée du matériau Graphène d'indices ($\xi=3$ et $\nu=1$). Ce dernier est implanté sur une couche SiO₂, caractérisée par les indices ($\xi=3.9$ et $\nu=1$), qui est également déposé sur une couche du matériau PEC (Perfect Electric Conductor) comme plan de masse [4].

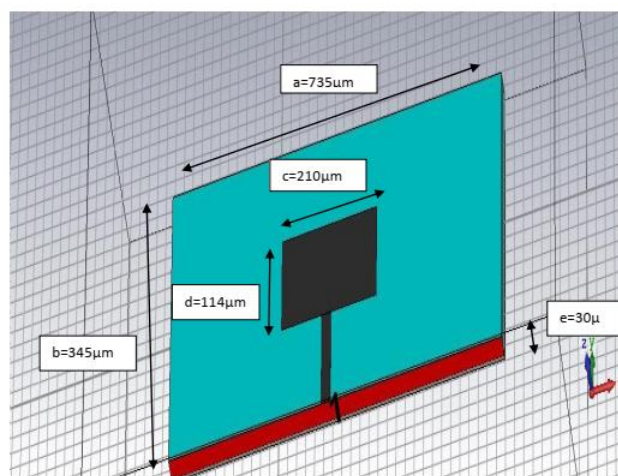


Figure A.2 modèle de l'antenne achirale [4].

Annexe I: Microantenne à base de graphene

b) Résultats et commentaires :

Le coefficient de réflexion S11 de la structure achirale:

Le coefficient de réflexion de l'antenne achirale adoptée, en premier lieu, est présenté par la figure A.3. Où la réponse en fréquence à -10 dB peut couvrir deux petites bandes passante plus ou moins.

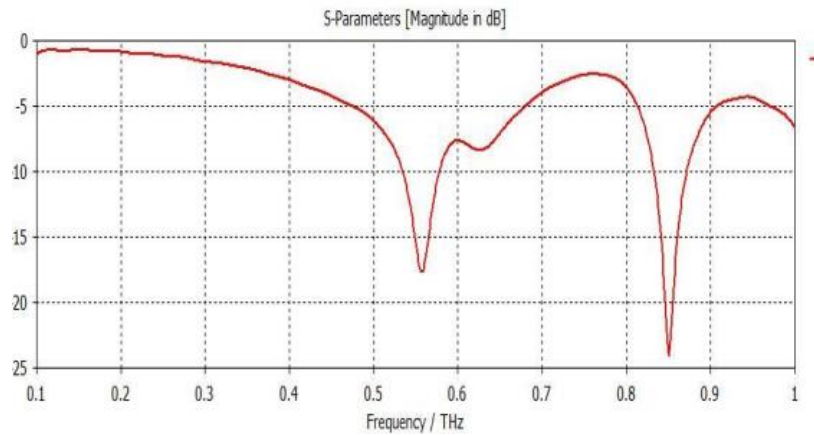
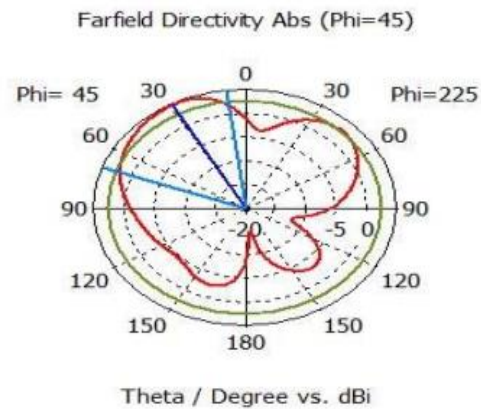


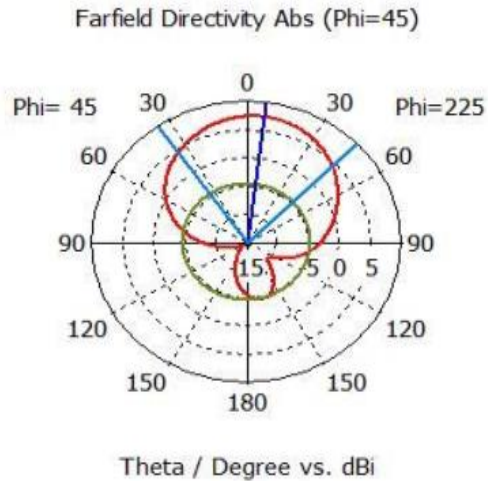
Figure A.3. Paramètre S11 de l'antenne achirale

Diagrammes de rayonnement de l'antenne achirale



(a)

Annexe I: Microantenne à base de graphène



(b)

Figure A.4.(a) Diagramme de rayonnement pour $f=1$ THz (b) Diagramme de rayonnement pour $f=0.5$ THz

Construction du model antenne chirale :

a) Conception et design

Pour modéliser sous l'environnement du logiciel CST STUDIO SUITE 2017, nous avons choisi le domaine de l'approche électromagnétique. Où nous avons inclus des éléments chiraux, sous formes de cavités, sur l'antenne précédente achirale de forme rectangulaire implantée sur Graphène. Modification afin d'obtenir une structure modifiée Figure (A.5) ci-dessous représentant une micro antenne optique chirale.

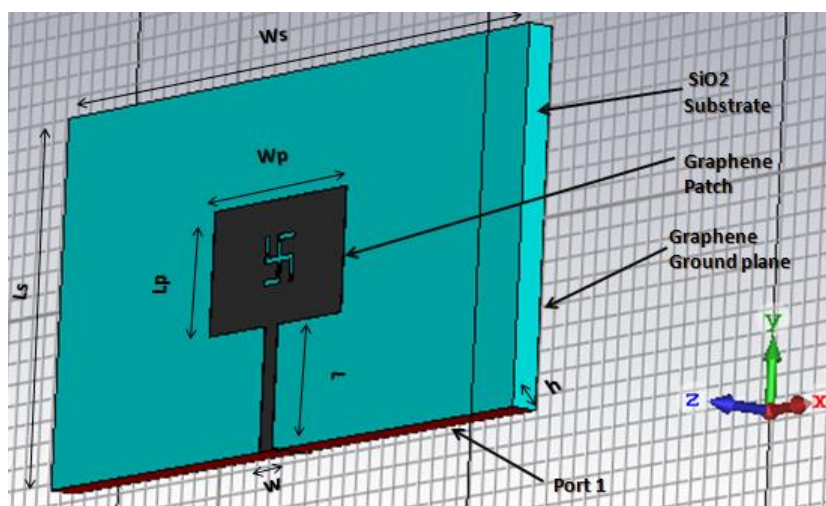


Figure A.5 Graphène à base d'antenne patch chirale.

Annexe I: Microantenne à base de graphene

Tableau A.1 Dimensions de l'antenne patch

Paramètres	Dimensions (μm)
longueur du Patch (L_p)	210
largeur du Patch (W_p)	114
longueur du Substrat (L_s)	735
largeur du Substrat (W_s)	345
hauteur du Substrat (h)	30
longueur de la ligne de transmission (L)	350
largeur de la LT(W)	20

b) Résultats et discussions :

- Le coefficient de réflexion S_{11} de la structure chirale:

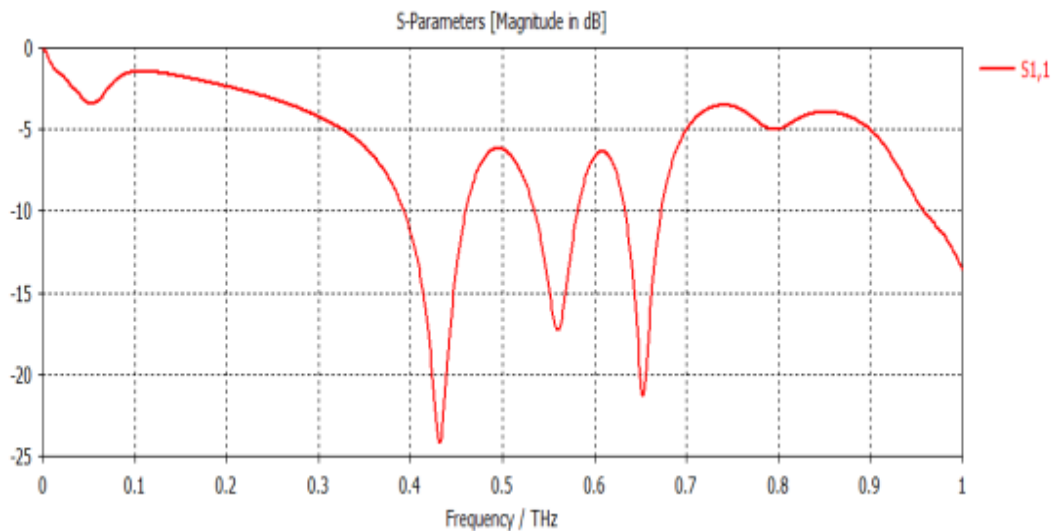


Figure A.6. Paramètre S_{11} de l'antenne chirale

On constate clairement que la courbe du coefficient de réflexion S_{11} de la microantenne chirale présente trois bandes passantes intéressantes qui varient de 0.4 à 0.46 THz, de 0.53 à 0.58 THz et de 0.63 à 0.67 THz. Donc obtention de trois bandes fréquentielles distinctives en dessous de la valeur -10 dB. Cependant de très bonnes exploitables qui peuvent servir à une transmission conséquente de l'information.

- Diagrammes de rayonnement de l'antenne achirale:

Annexe I: Microantenne à base de graphene

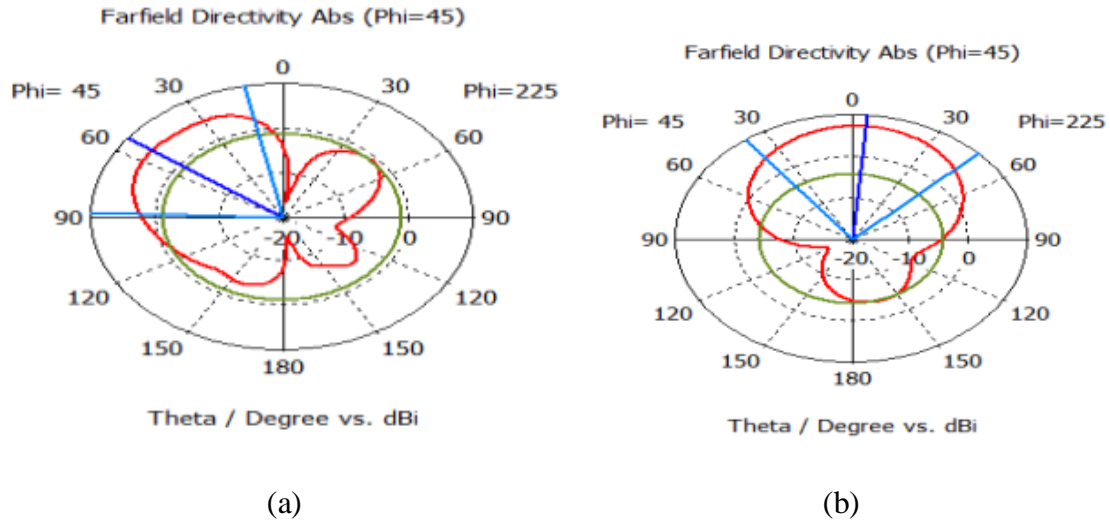


Figure A.7.(a). Diagramme de rayonnement pour $f=1$ THz. (b) : Diagramme de rayonnement pour $f=0.5$ THz

Comparaison entre antenne chirale et achirale :

La simulation de coefficient de réflexion S_{11} des deux antennes chirale et achirale sont regroupés dans Figure A.8. Pour l'antenne achirale l'atténuation est bien au dessous de -10 dB à 0.58 THz. La deuxième bande proche de 0.85 THz présente aussi un bon moyen de comparaison pour que l'antenne achirale peut fonctionner en dual-bande.

Pour l'antenne chirale, on a trois bandes passantes intéressantes qui varient de 0.4 à 0.46 THz , 0.53 à 0.58 THz et de 0.63 à 0.67 THz avec des coefficients de réflexions correspondants sont -33.7 dB, - 17.72 dB et 18.59dB respectivement.

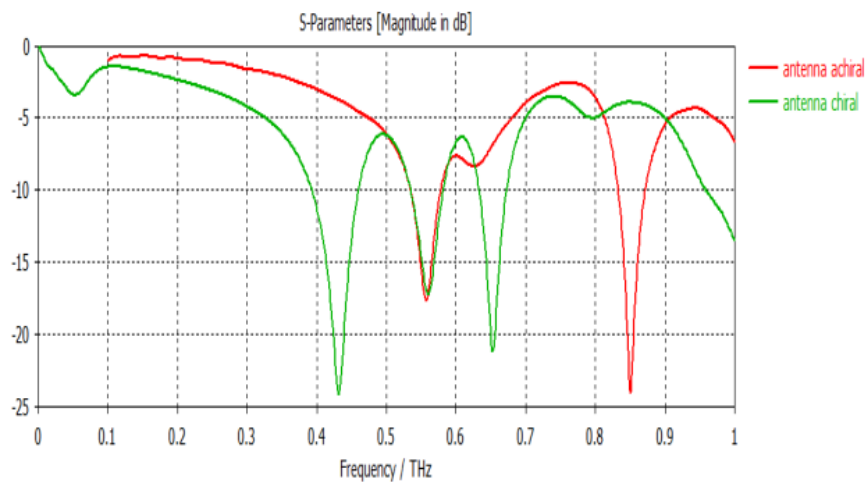


Figure A.8 Les paramètres S_{11} d'antennes achirale et chirale

Annexe I: Microantenne à base de graphene

Cependant l'antenne achirale prise de la littérature présente de caractéristiques moindre par rapport à la notre où la combinaison des effets de la chiralité et du matériau graphène a donné de très bons résultats où diverses applications peuvent être envisagées dans le futur. Ce résultat intéressant peut faire l'objet d'une communication.

Diagramme de rayonnement	Antenne achirale	Antenne chirale
$f=0.5\text{THz}$	<p style="text-align: center;">Farfield Directivity Abs (Phi=45)</p> <p style="text-align: center;">Theta / Degree vs. dBi</p>	<p style="text-align: center;">Farfield Directivity Abs (Phi=45)</p> <p style="text-align: center;">Theta / Degree vs. dBi</p>
	Directive	Directive
	Lobe principale étalé	Lobe principale plus étalé
	Présences de parasites	Aucuns parasites
$f=1\text{THz}$	<p style="text-align: center;">Farfield Directivity Abs (Phi=45)</p> <p style="text-align: center;">Theta / Degree vs. dBi</p>	<p style="text-align: center;">Farfield Directivity Abs (Phi=45)</p> <p style="text-align: center;">Theta / Degree vs. dBi</p>
	Antenne moins directive	Antenne directive
	étalement intéressantes	Antenne moins étalé
	Présence de parasites	Aucuns parasites

Annexe I: Microantenne à base de graphene

Les caractéristiques de rayonnement ont été calculées pour les antennes achirales et chirales. Seul le diagramme de rayonnement plan-E de l'antenne chirale sera donné ici (Figure A.9(a), (b), (c)). On peut observer la différence de largeur de faisceau pour chaque fréquence de résonance, ainsi que pour la direction de rayonnement.

Dans le tableau A.2, la comparaison des antennes achirales et chirales illustre la différence entre les deux antennes. On peut noter que l'antenne chirale ajoutant la chiralité au matériau graphène est plus intéressante que l'antenne achirale pour les applications multi bandes. Ce type de configuration est donc intéressant à explorer dans le futur pour d'autres applications multi bandes.

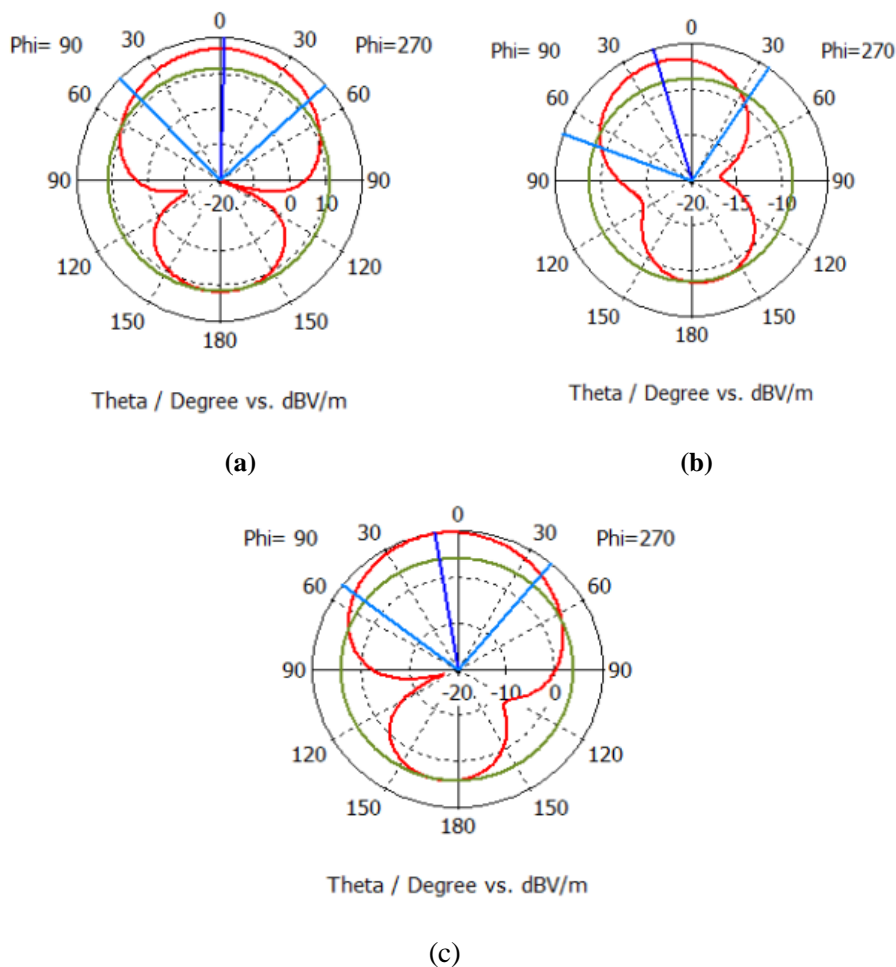


Figure A.9 Diagramme de rayonnement de l'antenne patch chirale en tri-bande (a) pour 0.46 THz, (b) pour 0.58 THz and (c) pour 0.66 THz

Annexe I: Microantenne à base de graphene

Tableau A.2. Comparaison entre l'antenne achirale et chirale

Antenne	Fréquences de résonances (THz)	Nombre de bandes de fréquences
Patch achirale	0.58 / 0.85	Dual-bande
Patch chirale	0.46/0.58/0.66	Tri-band

La figure A.10 présente le rapport d'onde stationnaire (VSWR; voltage standing wave ratio) pour l'antenne chirale. L'adéquation d'impédance est observée pour les trois fréquences de résonances dans la bande en basse THz.

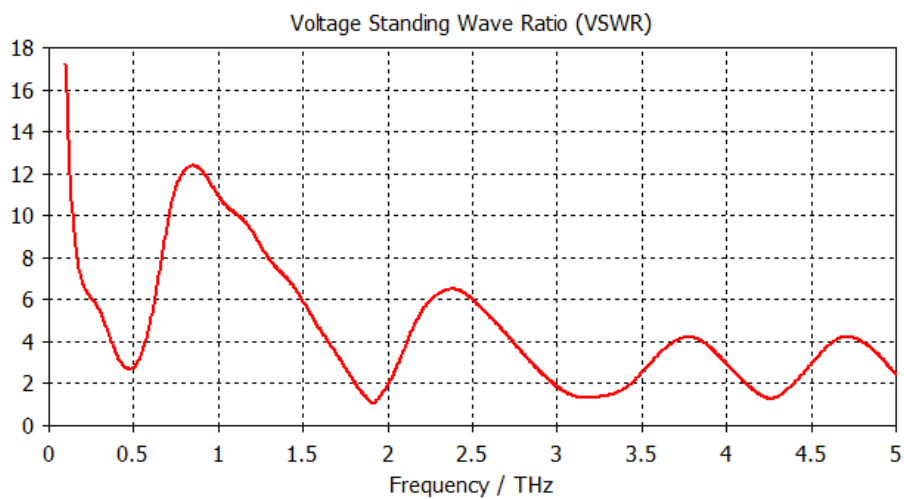


Figure A.10 Rapport d'onde stationnaire pour une substrat d'épaisseur de 30 μ m.

Annexe I: Microantenne à base de graphene

Bibliographie de l'annexe I

- [1] Caroline Melan, "Chiralité hélicoïdale (supra)moléculaire dans les tetrathiafulvalènes," Thèse de doctorat de l'Université d'Angers, 2015.
- [2] M. Boutria, R. Oussaid, D. Van Labeke et F.I. Baida, "Chiralité artificielle ajustable avec des métas matériaux à transmission extraordinaire," Les journées du Laboratoire Instrumentation JLINS'2012, USTHB, Alger, 2012.
- [3] R. Pralus, P. Charlier, " Graphene fabrication et propriétés," Projet tuteuré par J.Persello, Laboratoire du LPMC, Université de Nice Sophia Antipolis, 2015.
- [4] J. N. George and M. G. Madhan, "Analysis of single band and dual band graphene based patch antenna for terahertz region," *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 94, pp. 126-131, 2017.

Résumé

Ce présent travail a comme objectif l'étude des structures périodiques à métamatériaux et nanomatériaux. La première partie est consacrée à la caractérisation des structures périodiques à métamatériaux. Des discussions ont été engagées sur les différentes classes des métamatériaux et leurs applications correspondantes. Un rappel sur les matériaux et leurs différentes classes a été proposé en premier, puis sur des réalisations concrètes des structures métamatériaux avec des perméabilités ou permittivités négatives. Les méthodes les plus réponsus pour la procédure d'extraction des paramètres effectifs ont été présentées, passant de la procédure classique Nicolson-Ross-Weir aux approches dérivées de la méthode NRW. Différentes structures résonantes ont fait l'objet d'analyse avec les approches présentées, s'appuyant sur des simulations électromagnétiques avec le logiciel HFSS. Dans la deuxième partie, une étude de capteur de liquides à base de métamatériaux a été réalisée. L'optimisation d'un capteur à base de métamatériaux pour la caractérisation et l'analyse de liquide et solutions aqueuses de faible concentration ou volume a été effectuée conduisant à un capteur formé d'un résonateur multispirale à anneaux fendus couplé à une ligne microruban non linéaire. Deux versions de capteurs ont été réalisées dont des résultats de mesure sur des mélanges de liquides et des solutions aqueuses en présence d'espèces chimiques de très faibles concentrations ont montré une haute sensibilité comparable voire supérieure aux performances publiées dernièrement. Ces structures présentent également des dimensions miniaturisées et un faible coût de fabrication.

Mots-clés : métamatériau, structure périodique, paramètres effectifs, SRR, résonateur multispirales, capteur, optimisation, caractérisation liquide

Abstract

Study and optimization of the characteristics of nanomaterial and metamaterial structures.

This present work aims to study periodic structures with metamaterials and nanomaterials. The first part is devoted to the characterization of periodic structures based metamaterial. Discussions have been initiated on the different classes of metamaterials and their corresponding applications. A reminder on materials and their different classes was proposed firstly, then on concrete realisations of metamaterial structures with negative permeabilities or permittivities. The most popular methods for the effective parameter extraction procedure were presented, moving from the classic Nicolson-Ross-Weir procedure to approaches derived from the NRW method. Different resonant structures were analyzed with the presented approaches, based on electromagnetic simulations with HFSS software. In the second part, a study of liquid sensor based on metamaterials was carried out. The optimization of a sensor based on metamaterials for the characterization and analysis of liquid and aqueous solutions of low concentration or volume was carried out leading to a sensor formed by a multispiral split-ring resonator coupled to a nonlinear micro-strip line. Two versions of sensors have been produced, the measurement results of which on mixtures of liquids and aqueous solutions in the presence of chemical species in very low concentrations have shown a high sensitivity comparable or even superior to the performances published recently. These structures also have miniaturized dimensions and a low manufacturing cost.

Keywords: metamaterial, periodic structure, effective parameters, SRR, multispiral resonator, sensor, optimization, liquid characterization

ملخص

يهدف عملنا إلى دراسة الهياكل الدورية بالمواد الخارقة والمواد النانوية.

الجزء الأول مخصص لتوصيف الهياكل الدورية إلى الهياكل المادية. نوضح أولاً الفئات المختلفة للمواد الخارقة والتطبيقات المقابلة لها. قمنا بتذكير المواد وفصولها المختلفة. ثم على مكونات المواد الخارقة ذات النفاذية السلبية أو التصاريح. نقدم الطرق الأكثر شيوعاً لإجراء استخراج العوامل الفعالة. سواء كانت طريقة Nicolson-Ross-Weir الكلاسيكية وغيرها من المقاربات المشتقة منها. ننهي هذه الدراسة من خلال اختبار الهياكل الرنانة المختلفة مع الطرق المقدمة.

في **الجزء الثاني** ، تم إجراء دراسة لمستشعر السائل بناءً على المواد الخارقة. تم إجراء تحسين وتطوير مستشعر قائم على الرنان متعدد الحبيبات لتوصيف وتحليل المحاليل السائلة والمائية ذات التركيز أو الحجم المنخفض. المستشعر المقترح هو نتيجة اقتران مرنان متعدد الحلقات متعدد الحلقات وخط نقل غير خطي وله حساسية عالية وأبعاد مصغرة وتكلفة منخفضة.

الكلمات الرئيسية: المواد الخارقة ، هيكل دوري ، عوامل فعالة ، SRR ، مرنان متعدد الحلقات ، جهاز استشعار ، تحسين ، توصيف السائل

Liste des publications

Articles publiés :

- ✓ **Z. Hafdi**, J. Tao, A. Chaabi, “Microstrip coupled high sensitivity sensor for water ethanol mixture characterization”, Journal Frequenz, Octobre 2020. <https://doi.org/10.1515/freq-2019-0226>
- ✓ **Z. Hafdi**, A. Chaabi, J. TAO , “Design of tri-band chiral graphene based terahertz patch antenna”, Journal of Physics: Conference Series, Septembre 2020. doi:10.1088/1742-6596/1592/1/012005

Conférences:

- ✓ **Z. Hafdi**, S. Zemouli, O. barkat, A. Chaabi, “Using global approaches to extract effective parameters of metamaterials ’, ICTA'14, Bejaia, Algérie, 2014.
- ✓ O. barkat, **Z.Hafdi**, “Characteristics of Metamaterial Transmission Lines by using Equivalent Circuit Model”, ICTA'14, Bejaia, Algérie, 2014.
- ✓ S. Zemouli, A. Chaabi, **Z. Hafdi**, “Sensor using metamaterial”, The 4th International Conference on Materials and Applications for Sensors and Transducers, Prague, Tchèque ,Sept 2013.