

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

Université Mentouri de Constantine
Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département d'Electronique

THESE

Présentée pour obtenir
LE DIPLOME DE DOCTORAT ES SCIENCE
SPECIALITE : ELECTRONIQUE

Par :
ZEBIRI Chemseddine

Intitulé :

EFFET DE L'ANISOTROPIE TENSORIELLE
SUR LES PARAMETRES DES STRUCTURES PLANAIRES
Contribution à une réalisation d'un résonateur micro-ondes.

Soutenu le 24 Mai 2011

Devant le jury :

M ^{me} F. HOBAR	Prof.,	Dépt. Electronique, U. Constantine	Présidente
M ^{me} F. BENABELAZIZ	Prof.,	Dépt. Electronique, U. Constantine	Rapporteur
M ^{me} T. BOUCHEMAT	Prof.,	Dépt. Electronique, U. Constantine	Examineur
M ^r A. MAAYOUF	Prof.,	Dépt. Electronique, U. Djelfa	Examineur
M ^r M. TITAOUIN	M.C.A.,	Dépt. Electronique, U. Batna	Examineur
M ^r N. BOUZIT	Prof.,	Dépt. Electronique, U. Sétif	Invité

Remerciements

Je voudrais exprimer ma plus sincère estime au Professeur **Fatiha BENABDELAZIZ**, pour ses encouragements constants, son soutien et ses conseils qui m'ont guidé tout au long de mon travail de recherche à l'Université Mentouri de Constantine, Département d'Electronique. L'inspiration, la finesse de ses jugements techniques et son immense expérience ont énormément contribué aux succès de ces recherches.

Je voudrais exprimer, par ce modeste travail, ma gratitude et ma considération à Madame le Professeur **Farida HOBAR**, de l'Université de Constantine d'avoir accepté de présider le Jury de cette Thèse.

Toute ma gratitude va à Madame Professeur **Touraya BOUCHEMAT**, de l'Université de Constantine, pour avoir accepté d'évaluer ce travail.

Que Monsieur **Abdelhalim MAAYOUF**, Professeur à l'Université de Djelfa, soit remercié pour sa présence dans le Jury.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur **Mohamed TITAOUINE**, Maître de Conférences à l'Université de Batna, qui a accepté de participer au Jury.

Je remercie très sincèrement Monsieur le Professeur **Nacerdine BOUZIT**, de l'Université Ferhat Abbas de Sétif, pour l'intérêt qu'il a manifesté pour ce travail et d'avoir accepté d'assister à la soutenance de cette Thèse en tant qu'invité.

J'exprime une grande reconnaissance à Monsieur le Professeur **Michel NEY**, pour m'avoir accueilli dans son Laboratoire au TELECOM BRETAGNE, Brest, France, pour effectuer des recherches et réaliser un type d'antenne. J'associe à mes remerciements Professeur **Patrice PAJUSCO** Chef du Département Microondes, au Technopôle de Brest Iroise et Dr. **A. ADEN** et Dr. **A. FARAHET** pour l'aide apportée par leurs discussions, leurs coopérations et leurs amitiés.

Je tiens à adresser mes chaleureux remerciements à Madame **Marie Christine BOTOREL** pour sa présence et ses aides à tout moment.

Monsieur **Mohamed LASHAB** Maître de conférences de l'Université de Skikda, a toujours été un ami constamment présent. Les discussions scientifiques que nous avons partagées et sa collaboration dans la recherche ont toujours été précieuses et d'un apport surtout intéressant. Qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

Je voudrais aussi remercier toutes les personnes qui ont contribué, sans souci d'intérêt, à mon développement personnel et professionnel. Je désire exprimer ma profonde gratitude à ma famille et mes amis pour leur amour et le soutien qu'ils n'ont jamais cessé de me fournir.

A mes très chers parents.

A ma femme.

A mes très chers frères : Mourad, Walid, Kamel et Chouaib,

A ma sœur et ainsi à mes belles-sœurs.

A mes chers amis Djamel, Khalil, Fouzi et Redoune.

A vous tous, Je dédie ce modeste travail

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	I
PARTIE I : INTRODUCTION	6
CHAPITRE I : LES RESONATEURS ET LEURS APPLICATIONS	7
I.1. Introduction :	8
I.2. Différentes applications de résonateurs planaires microrubans :	8
<i>I.2.1. Antennes planaires</i>	8
<i>I.2.1.a. Antenne d'intérieur</i>	9
<i>I.2.1.b. Réseau d'antennes planaires pour télécommunication sans fil</i>	9
<i>I.2.2. Oscillateurs planaires microbandes</i>	10
<i>I.2.3. Filtres planaires microbandes</i>	11
I.3. Structures multicouches :	12
I.4. Milieux complexes :	12
I.5. Référence :	12
CHAPITRE II : MODELISATION ET METHODES D'ANALYSE.....	I7
II.1. Introduction	18
II.2. Méthodes analytiques.....	18
II.3. Méthodes numériques (full-wave)	19
II.4. Conclusion.....	20
II.5. Référence :.....	21
PARTIE 2.....	22
LIGNE MICROBANDE IMPLANTEE SUR MILIEUX ANISOTROPES.....	22
CHAPITRE I : LIGNE MICROBANDE IMPLANTEE SUR FERRITE.....	23
<i>Résumé :</i>	23
I.1. Introduction :	24
I.2. Structures de transmission :	24
I.3. Dispersion de la ligne microruban :	25

I.4. Matériaux :	26
I.5. Microbande implantée sur ferrite :	27
<i>I.5.1. Historique :</i>	27
<i>I.5.2. Ferrite :</i>	28
I.6. Résultats :	30
I.7. Conclusion :	34
I.8. Référence	35
CHAPITRE II : LIGNE MICROBANDE IMPLANTEE SUR CHIRAL	39
<i>Résumé :</i>	39
II.1. Introduction :	40
II.2. Structures à onde lente	42
II.3. Théorie :	42
<i>II.3.1 Généralité :</i>	42
<i>II.3.2 Equations différentielles :</i>	44
II.4. Résultats :	44
II.5. Conclusion et perspectives :	47
II.6. Référence :	48
PARTIE 3.....	52
RESONATEUR PLANAIRE IMPLANTE SUR MILIEUX BI-ANISOTROPES.....	52
CHAPITRE I : FREQUENCE DE RESONANCE D'UNE PLAQUE RECTANGULAIRE IMPRIMEE SUR SUBSTRAT BI-ANISOTROPE	53
<i>Résumé :</i>	53
I.1. Introduction :	54
I.2. Théorie :	58
<i>I.2.1 Equations de Maxwell :</i>	58
<i>I.2.2 Matrices de transferts TM et TE correspondantes à la couche chiral :</i>	59

1.2.3	<i>Composantes longitudinales et transversales</i> :	60
1.2.4	<i>Évaluation du tenseur de Green</i> :	61
1.2.5	<i>Solution de l'équation intégrale</i> :	62
1.2.6	<i>Fréquence de Résonance et facteur de qualité</i>	63
1.2.6.a.	<i>Evaluation numérique des éléments de la matrice impédance</i> :	64
1.2.6.b.	<i>Choix des fonctions de base et convergence</i>	65
1.2.6.c.	<i>Effet du substrat anisotrope</i>	66
1.2.7	<i>Résultats</i> :	69
I.3.	Ondes de surface :	76
1.3.1.	<i>Cas isotrope</i> :.....	78
1.3.2.	<i>Cas du chiral</i> :	80
1.3.2.a.	<i>Formulation des équations caractéristiques (modales)</i> :	80
1.3.2.b.	<i>Fréquences de coupure des ondes de surface</i>	81
1.3.3.	<i>Résultats numériques et discussion</i>	86
1.3.4.	<i>Conclusions des interprétations</i> :	87
I.4.	Impédance d'entrée :.....	87
1.4.1.	<i>Introduction</i>	87
1.4.2.	<i>Théorie</i>	88
1.4.3.	<i>Conclusion</i> :.....	91
I.5.	Conclusion du chapitre I :	91
I.6.	Référence :.....	92
CHAPITRE II : RESONATEUR PIEGE ENTRE DEUX SUBSTRATS BI-ANISOTROPES		
.....		101
<i>Résumé</i> :		101
II.1.	Introduction	102
II.2.	Théorie :	103
II.3.	Résultats	105

<i>II.3.1. Validation des résultats</i>	105
<i>II.3.2. L'effet de l'anisotropie uniaxiale électrique</i>	107
<i>II.3.2.a. Fréquence de résonance réelle</i> :.....	107
<i>II.3.2.b. Fréquence de résonance imaginaire</i> :.....	109
<i>II.3.2.c. Bande passante</i> :.....	111
<i>II.3.3. Effet de l'anisotropie uniaxiale magnétique</i> :.....	113
<i>II.3.3.a. Fréquence de résonance réelle</i> :.....	113
<i>II.3.3.b. Fréquence de résonance imaginaire</i> :.....	113
<i>II.3.3.c. Bande passante</i> :.....	114
<i>II.3.4. L'effet de la chiralité du superstrat</i> :.....	115
<i>II.3.4.a. Fréquence de résonance réelle</i> :.....	115
<i>II.3.4.b. Fréquence de résonance imaginaire</i> :.....	116
<i>II.3.4.c. Bande passante</i> :.....	116
II.4. Conclusion :.....	121
II.5. Référence :.....	122
PARTIE III	125
CHAPITRE : REALISATION	126
I.1. Introduction	127
I.2. Théorie	128
<i>I.2.1. Évaluation du tenseur de Green</i>	128
<i>I.2.2. Perméabilité</i>	129
I.3. Résultat	131
<i>I.3.1. Fréquence de résonance réelle et imaginaire</i>	131
<i>I.3.2. Validation des résultats avec HFSS</i> :	132
<i>I.3.3. Validation des mesures avec HFSS</i> :.....	132
I.4. Conclusion :.....	134
I.5. Références	135

CONCLUSION GENERALE.....	136
Conclusion générale :	137
ANNEXES.....	140
Annexe A :	141
Annexe B :	145
Annexe C:	150
Annexe D:	152

Introduction générale

Introduction générale :

Ces dernières années, un intérêt important est orienté sur l'étude du comportement des matériaux complexes, par exemple : diélectriques anisotropes, ferrites magnétisés, matériaux chiraux, etc. sur la réalisation des MIC (Microwave integrated circuit) et des APC (Antenna printed circuit). Certains milieux anisotropes standards sont employés comme substrats pour résonateurs imprimés microondes [1]. *Pozar* a prouvé que l'anisotropie diélectrique d'un substrat devrait toujours être tenue en compte lors de la conception des résonateurs planaires microruban, sinon les structures risquent de fonctionner hors bande fréquentielle prévue [2].

Les ferrites magnétisés appartiennent à la classe des matériaux complexes qui se sont avérés avoir l'application potentielle comme substrats pour des MIC et des APC. Par exemple, les mesures ont confirmé que les fréquences de résonance des structures microruban imprimées sur des substrats ferrites peuvent être fixées selon un choix divers de fréquence, il suffisait d'ajuster le champ magnétique de polarisation [3]. Cependant les ferrites peuvent être employés pour réduire la surface des résonateurs microrubans [4], [5] et aussi pour réaliser les antennes circulairement polarisées par application d'une alimentation simple [6]. Récemment, la possibilité d'employer les matériaux chiraux a été mentionnée par *Lindel* [7] comme substrats pour la conception des MIC et des APC. Par contre *Pozar* [8] a souligné les inconvénients sérieux dus à l'emploi de ces matériaux comme substrats à cause des pertes dues à l'excitation des ondes de surface et à l'apparition importante des pôles. Alors que, *Toscano et al.* [9] ont récemment, prouvé que les substrats chiraux peuvent avantageusement être employés pour augmenter la directivité et la bande passante des antennes microruban. Ces deux derniers résultats indiquent que l'implantation des antennes microruban sur des substrats chiraux doit encore être étudiée plus en détail [10], ceci qui est le motif de l'objectif de notre recherche.

Cette thèse est l'étude de la modélisation et la réalisation des résonateurs implantés sur milieux anisotropes avec l'objectif d'optimiser ces structures selon leurs applications.

Notre travail est scindé en quatre parties, structurées comme suit :

La première partie est une introduction, présentant les différentes applications des structures planaires microruban, et les avantages quant à l'utilisation des structures anisotropes multicouches.

Une deuxième partie où l'on traite l'effet de l'anisotropie sur la propagation du mode dominant d'une ligne microruban blindée. Cette partie est sectionnée en deux chapitres, le premier concernant une ligne microruban imprimée sur un milieu doté d'une anisotropie magnétique, et le second, traite le cas de ligne, implantée sur milieu bi-anisotrope. Des résultats importants ont été obtenus et comparés avec ceux de la littérature, pour diverses applications.

La troisième partie concerne l'étude d'un résonateur microruban implanté sur un milieu bi-anisotrope. Elle est structurée en trois chapitres, dont chacun traite un cas de structure.

Dans le premier chapitre, nous exposons la modélisation des structures planaires monocouche implantées sur le chiral, traité grâce à un formalisme mathématique, basé sur la résolution d'une équation intégrale. La modélisation consiste à déterminer le tenseur de Green, afin d'avoir après, l'application de la méthode des moments via la procédure de Galerkin sur le système à résoudre. La résolution de ce dernier permet de déduire les solutions sous forme complexe de la fréquence de résonance de la structure étudiée. Ensuite, le facteur de qualité, l'impédance d'entrée et le paramètre S_{11} seront déterminés. Des résultats originaux ont fait l'objet d'une publication dans la revue IET (*Microwave Propagation and Antenna*).

Le second chapitre, traite l'effet d'un superstrat chiral, placé sur un résonateur planaire microruban. Il est considéré comme moyen de protection de la structure lors des

intempéries (la pluie, le brouillard, et la neige, le verglas...), la fréquence de résonance en ce cas est décalée. Par conséquent, un programme de calcul (sous fortran90) a été élaboré pour la détermination des fréquences de résonance de ces structures. Et des résultats ont été obtenus, afin de commenter les effets du superstrat utilisé. Ces derniers ont été combinés avec ceux, du substrat, traité dans le chapitre précédent. Des résultats intéressants ont été obtenus, et ont fait l'objet d'une publication, acceptée et publiée en Janvier 2011, dans la revue IET (*Microwave Propagation and Antenna*).

La dernière partie, est une simulation et réalisation d'une structure plane, implantée sur un diélectrique magnétique. Des mesures ont été menées et commentées.

Et d'une conclusion générale.

Référence :

[1] N. G. Alexopoulos, "Integrated-circuit structures on anisotropic substrates", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-33, No. 10, pp. 847-881. Oct. 1985.

[2] D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* Vol. AP-35, No. 6, pp. 613-621, Jun 1987.

[3] D. M. Pozar and V. Sanchez, "Magnetic tuning of a microstrip antenna on a ferrite substrate", *Electron. Lett.*, Vol. 24, No. 12, pp. 729-731, 1988.

[4] D. M. Pozar, "Radar cross-section of microstrip antenna on normally biased ferrite substrate", *Electron. Lett.*, Vol. 25, No. 16, pp. 1079-1080, 1989.

[5] H. Y. Yang, J. A. Castaneda, and N. G. Alexopoulos, "Multifunctional and low RCS nonreciprocal microstrip antennas", *Electromag.* Vol. 12, No. 1, pp. 17-31, 1992.

[6] D. M. Pozar, "Radiation and scattering characteristics of microstrip antennas on normally biased ferrite substrates", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 40, No. 9, pp. 1084-1092. Sept. 1992.

- [7] V. Lindell, A. H. Sihvola, S. A. Tretyakov, and A. J. Vitanen, “*Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-isotropic Media*”, Norwood, MA: Altech House, 1994.
- [8] D. M. Pozar, “Microstrip antennas and arrays on chiral substrates”, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 40, No. 10, pp. 1260-1263, Oct. 1992.
- [9] A. Toscano, and L. Vegni, “A new efficient moment method formulation for the design of microstrip antennas cover a chiral grounded slab”, *J. Electromagn. Waves Applicat.*, Vol. 11, No.5, pp. 567-592. 1997.
- [10] V. Losada, R. R. Boix, and M. Horno, “Full-Wave Analysis of Circular Microstrip Resonators in Multilayered Media Containing Uniaxial Anisotropic Dielectrics, Magnetized Ferrites, and Chiral Materials”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 48, No. 6, pp 1057-1064, June 2000.

Partie I : Introduction

Chapitre I : les résonateurs et leurs applications

I.1. Introduction :

Les résonateurs planaires microrubans présentés par la figure I.1 sous la forme la plus simple, peuvent être employés comme antennes [1] ou d'autres composants tels que : les oscillateurs, les filtres, utilisés dans les circuits intégrés à micro-ondes (MIC) [2]. Puisque la bande passante d'un tel résonateur autour de ses fréquences de résonance est très étroite [2]. Il est important de développer des algorithmes précis pour le calcul de ces fréquences de résonance et leurs bandes passantes appropriés.

I.2. Différentes applications de résonateurs planaires microrubans :

I.2.1. Antennes planaires

Depuis les années soixante dix, on constate un essor considérable des micro-antennes ou antennes plaques, favorisées par le progrès de la technologie micro électronique dans le domaine de la miniaturisation et de l'intégration électronique.

Dans les applications aéronautiques, aérospatiales et militaires, où le faible volume, le faible poids, le faible coût, les hautes performances et la facilité de mise en œuvre, sont les principales exigences, ce qui rend les antennes miniaturisées d'une nécessité importante.

Aujourd'hui, les antennes microrubans ont été proposées pour répondre aux exigences sus citées. La décennie passée a été témoin d'un usage rapide de ces antennes en communication et en système radar. Elles ont reçu beaucoup d'attention ces dernières années, et trouvent plusieurs applications dans une large gamme de fréquence. Elles allient à la fois petite taille, simplicité, facilité de fabrication et de mise en œuvre. En outre, elles s'adaptent facilement aux surfaces planes et non planes et présentent une grande robustesse lorsqu'elles sont montées sur des surfaces rigides. Elles sont également très performantes en termes de résonance, de polarisation, d'impédance d'entrée et de diagramme de rayonnement [3]-[6]. Les inconvénients majeurs des antennes microrubans résident dans

leur faible pureté de polarisation, une bande passante étroite qui est typiquement de l'ordre de quelques pourcents [7]-[12].

1.2.1.a. Antenne d'intérieur

Les antennes de réception classiques sont volumineuses et ne possèdent aucune flexibilité. Elles sont sensibles seulement à une polarisation à la fois. Par conséquent, elles présentent une réception minimale.

En outre ce type d'antennes ne peut pas être utilisé dans des configurations à entrées multiples (MI multi-input), applicables pour la diversité de l'espace et/ou de polarisation. Afin d'éviter ces problèmes, une multitude de variétés d'antennes (parmi lesquelles figurent le cas d'antennes planaires) pour réception d'intérieur de TV ont été développées, et éditées comme dans les références [13]-[16].

De ce fait dans [17], un réseau d'antennes planaires microrubans a été étudié.

Dans [13], l'auteur s'est intéressé sur la réalisation des antennes microrubans à base de EBG (*Electromagnetic Band Gap*), où l'antenne réalisée couvre une largeur de bande de plus de 60%. Elle résonne de 470 MHz à plus de 900 MHz.

1.2.1.b. Réseau d'antennes planaires pour télécommunication sans fil

En restant dans l'innovation, ou l'utilisation du réseau d'antennes cela fait l'objet de diverses recherches telles que : dans [18], où un nouvel type d'antenne microruban est présenté dans cet article. Elle est constituée seulement de deux couches en métal, ce qui sensiblement réduit son coût de fabrication en comparaison avec d'autres antennes. Les résultats présentés par [18] est une illustration d'antennes proposées, d'une largeur de bande suffisamment élevée, d'un isolement élevé entre les ports d'alimentation, un niveau bas de polarisation croisée, et d'une efficacité élevée de rayonnement.

Alors que dans [19], a été montré que le réseau d'éléments microrubans dans un plan diélectrique dirigé pour la réception de télévision par satellite (TNT) de bande C peut être

conçu en augmentant le nombre de ses pièces conductrices de 16 à 256. Alors qu'un réseau de 16 éléments peut fonctionner dans la même bande [19].

1.2.2. Oscillateurs planaires microbandes

Une antenne active présente dans sa constitution une circuiterie d'amplification : en réception pour adapter l'impédance (en BF par exemple), ou en émission afin d'améliorer son diagramme de rayonnement. Comme applications ce type d'antennes réseau à commande de phase sont utilisées pour les radars d'observation spatiale ou aéroportés, les radars de détection stratégiques, et sont parfois constituées d'un millier d'éléments actifs.

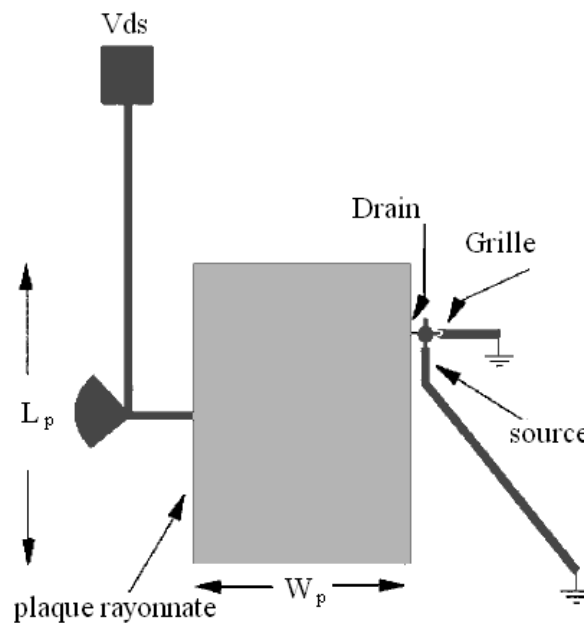


Figure I.1 : Oscillateur microruban.

Une classe importante d'antenne active intégrée est l'oscillateur à patch microbande. Où la conception d'oscillateur microbande était proposée la première fois et discutée par *Birkeland* et *Itoh* [20]. Le drain d'un transistor à effet de champ est relié à la pièce rayonnante au point d'alimentation indiqué dans figure I.1, et des lignes de transmission de court-circuit sont reliées à la grille et la source.

L'oscillateur peut ainsi avoir la rétroaction dans la source telle qu'une résistance négative possible à la connexion au niveau la grille [21]. La ligne de transmission liée à la

grille présente alors la réactance demandée pour obtenir l'oscillation à une fréquence particulière. Les détails de cette approche de conception sont décrits dans un certain nombre d'articles.

1.2.3. Filtrés planaires microbandes

Aux fréquences micro-ondes et millimétriques, les dimensions des circuits ne sont plus négligeables devant la longueur d'onde. Il n'est plus possible de réaliser les circuits avec des éléments localisés dont les paramètres ne varient pas avec la fréquence. Ainsi, dans cette gamme de fréquences, les circuits sont réalisés avec des éléments distribués dont le comportement dépend de la fréquence.

La réalisation des filtres micro-ondes fait appel à divers types de technologies, parmi lesquelles la technologie des structures planaires [22]-[24], qui se sont surtout développées au cours de ces dernières années, notamment avec l'avènement des circuits intégrés monolithiques micro-ondes (MMIC). Ces technologies sont moins onéreuses et plus compactes et s'approprient bien à une intégration en masse.

Il y a une grande différence entre les résonateurs filtres et les antennes quant aux caractéristiques : largeur de bande, facteur de qualité et des applications, ceux-ci sont définis ci-dessous :

Les filtres hyperfréquences sont employés couramment dans les radars, les satellites, et les systèmes de communication mobile. Ce sont généralement les dispositifs, passe-bandes, ou à bande passante sélective, avec des caractéristiques rigoureuses pour les pertes par insertion. Ils sont normalement construits en arrangeant les circuits résonnants couplés (résonateurs) pour réaliser une fonction de transfert fréquence-sélective spécifique [25].

Dans notre contribution, le milieu chiral permet selon les éléments constitutifs une augmentation de la largeur de bande comme avantage dans des antennes de microruban, et une diminution importante de la largeur de bande comme avantage dans les filtres [12].

I.3. Structures multicouches :

Les structures multicouches se sont avérées avoir une application comme des substrats MIC et des APC. Par exemple, au sujet des antennes microrubans : un superstrat placé sur une antenne planaire microruban peut être employé d'une part pour protéger cette antenne des intempéries [26]. Et d'autre part pour améliorer ses performances, notamment : sa bande passante peut être augmentée jusqu'à 70% en utilisant une configuration multicouche ou en superposant plusieurs éléments rayonnants séparés par du diélectrique ou de l'air.

I.4. Milieux complexes :

De nombreux résultats intéressants ont été obtenus pour le comportement des résonateurs microbandes de géométrie rectangulaire, implantés sur des diélectriques anisotropes [27]-[30]. Et pareillement pour la circulaire, implantée sur les diélectriques anisotropes, tels que les ferrites magnétisés [30]-[32], où l'élargissement de la bande passante du résonateur était le résultat le plus important. Cependant ces chercheurs n'ont pas considéré le phénomène de l'existence d'une région de fréquence de coupure parmi les fréquences de résonance des résonateurs microbandes implantées sur ferrite magnétisée, ce qui sera mis en évidence au chapitre I de la première partie, lors de l'étude de la ligne implantée sur ferrite.

I.5. Référence :

[1] J. R. James and P. S. Hall, "*Handbook of Microstrip Antennas*", Peter Peregrinus Ltd, London, UK, 1989.

[2] K. A. Michalski and D. Zheng, "Analysis of microstrip resonators of arbitrary shape", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-40, No. 1, pp. 112-119, Jan. 1992.

[3] Z. Nie, W. C. Chew, and Y. T. Lo, "Analysis of the annular-ring-loaded circular-disk microstrip antenna", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 38, No. 6, pp. 806-813, Jun 1990.

[4] E. H. Newman and P. Tulyathan, "Analysis of microstrip antennas using moment methods", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 29, No. 1, pp. 47-53, Jan 1981.

[5] B. Belentepe, "Modeling and design of electromagnetically coupled microstrip patch antennas and antenna arrays", *IEEE Antennas Propagat. Mag.*, Vol. 37, No. 1, pp. 31-39, Feb 1995.

[6] C. A. Balanis, "*Antenna theory*", A Wiley-Interscience Publication, New York, 1982.

[7] Y. T. Lo, D. Solomon, and W. F. Richards, "Theory and experiment on microstrip antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-27, No. 2, pp. 137-145, Mar 1979.

[8] K. R. Carver and J. W. Mink, "Microstrip antenna technology", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 29, No. 1, pp. 2-24, Jan 1981.

[9] A. K. Bhattacharjee, S. R. B. Chaudhuri, A. Mukherjee, D. R. Poddar, and S. K. Chowdhury, "Input impedance of rectangular microstrip antennas", *Proc. Inst. Elec. Eng.*, Vol. 135, No. 5, pp. 351-352, Oct 1988.

[10] A. K. Bhattacharjee, S. R. B. Chaudhuri, D. R. Poddar, and S. K. Chowdhury, "Equivalence of radiation properties of square and circular microstrip patch antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 38, pp. 1710-1711, Oct 1990.

[11] T. Itoh, "*Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures*", A Wiley-Interscience Publication, New York, Wiley, 1989.

[12] C. Zebiri, M. Lashab, F. Benabdelaziz, "Effect of anisotropic magneto-chirality on the characteristics of a microstrip resonator", *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, 2010, Vol. 4, No. 4, pp. 446-452, Apr 2010.

[13] M. Sanad and N. Hassan, "An Internal EBG Antenna for Indoor Reception of UHF Terrestrial Digital TV Broadcasting", *Mediterranean Microwave Symposium (MMS'2010)*, 25-27 August 2010.

[14] S. Kashihara and F. Kuroki, "J-Shaped Monopole Antenna Array As an Antenna for Terrestrial Digital Broadcasting at UHF Band", *IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, pp. 293-296, Boston, MA, June 2009.

[15] F. Kuroki and H. Ohta, "L-shaped monopole array for terrestrial broadcasting reception in the UHF band", *European Microwave Conference*, pp. 1070-1073, Munich, October 2007.

[16] F. Kuroki, H. Ohta, M. Yamaguchi and E. Suematsu, "Wall-Hanging Type of self-Complementary Spiral Patch Antenna for Indoor Reception of Digital Terrestrial Broadcasting", *IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, pp. 194-197, San Francisco, CA, June 2006.

[17] F. S. Scappuzzo, D. D. Harty, B. Janice, H. Steyskal, and S. N. Makarov, "A wideband dipole array for directed energy applications and digital TV reception", *33rd Annual Antenna Applications Symposium*, September 22-24, 2009

[18] E. A. Soliman, A. M. Affandi, K. H. Badr, "Novel microstrip antenna element and 2 by 2 array for satellite TV receivers", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 51, No. 2, pp. 458-463, Feb. 2009.

[19] U. L. Bombale, and S. Gupta, "Multi-polarization planar array for satellite TV reception", *Microwave, Antenna, Propagation and EMC Technologies for Wireless*

Communications, MAPE 2005. Vol. 1, No. 1, pp 273-276, *IEEE International Symposium*, 8-12 Aug. 2005.

[20] J. Birkeland, and T. Itoh, "Quasi-optical planar FET transceiver modules", *IEEE MTT-S Dig.*, Vol. 1, pp. 119-122, 1989.

[21].K.C. Gupta, P. S. Hall, "*Analysis and Design of Integrated Circuit Antenna Modules*", 2000, John Wiley & Sons, Inc.

[22] R Synder, "New application of evanescent mode waveguide to filters design", *IEEE Transactions on-MTT*, Vol.25, pp 1013-1023, Dec 1977.

[23] Q. Zhang and T. Itoh, "Computer-Aided design of evanescent mode waveguide filter with nontouching E-plane fins", *IEEE Transactions on-MTT*, Vol.36, No. 2, pp 404-412, Jan. 1988.

[24] J. Tao, "*Contribution à la caractérisation des discontinuités en microondes et application à la synthèse des filtres*", thèse de doctorat à Toulouse, 1988.

[25] G. Matthaei, L. Young, and E. M. T. Jones, "*Microwave Filters, Impedance Matching Networks, and Coupling Structures*". Norwood, MA: Artech House, 1980.

[26] A. Bhattacharayya and T. Tralman, "Effects of dielectric superstrate on patch antennas", *Electron. Lett.*, Vol. 24, No. 6, pp. 356-358, 1988.

[27] R. M. Nelson. D. A. Rogers, and A. G. D'Assunção, "Resonant frequency of a rectangular microstrip patch on several uniaxial substrates", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* Vol. AP-38, No. 7, pp. 973-981. July 1990.

[28] T. Q. Ho. B. Beker. Y. C. Shih, and Y. Chen, "Microstrip resonators on anisotropic substrates", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol. 40, No. 4, pp. 762-765. Apr. 1992.

[29] K. L. Wong, J. S. Row, C. W. Kuo, and K. C. Huang, "Resonance of a rectangular microstrip patch on a uniaxial substrate", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.41, No. 4, pp. 698-701. Apr. 1993.

[30] Z. Cai and J. Bomemann, "Rigorous analysis of radiation properties of lossy patch resonators on complex anisotropic media and lossy ground metallization", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* Vol. 42, No. 10, pp. 1443-1446. Oct. 1994.

[31] K. Araki, D. I. Kim, and Y. Naito, "A study on circular disk resonators on a ferrite substrate", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-30 , No. 2, pp. 147-154, Feb. 1982.

[32] H. How. T. M. Fang, and C. Vittoria, "Intrinsic modes of radiation in ferrite patch antennas", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 42, No. 6, pp. 988-994, June 1994.

Chapitre II : Modélisation et méthodes d'analyse

II.1. Introduction [1]

Deux types de méthodes permettent d'analyser les antennes imprimées. Les méthodes analytiques sont issues d'une approche physique du phénomène ou des hypothèses simplificatrices permettant d'obtenir des équations assez simples mais en contrepartie, on obtient des résultats approchés [2]. Ces méthodes sont généralement basées sur les courants magnétiques équivalents le long des bords du patch.

Les méthodes numériques (full wave) donnent des résultats plus précis au détriment de la perte de la signification du phénomène physique. Elles nécessitent l'utilisation d'algorithmes numériques puissants et un temps de calcul plus élevé que les méthodes analytiques. Elles sont généralement basées sur l'obtention des distributions de courants électriques sur le patch et sur le plan de masse.

Nous pouvons rajouter que lorsque les antennes à analyser possèdent des géométries simples, elles peuvent être facilement modélisées par des méthodes analytiques mais lorsque leur forme devient complexe et non intuitive, il faut alors utiliser des méthodes numériques [3].

II.2. Méthodes analytiques [1]

Deux méthodes analytiques permettent de décrire simplement le fonctionnement des structures imprimées résonatrices :

- le modèle de la ligne de transmission (valable surtout pour l'élément rectangulaire);
- le modèle de la cavité électromagnétique (valable pour tout élément résonant de géométrie quelconque simple).

Ces modèles permettent une étude simplifiée avec des formules directement utilisables et des résultats satisfaisants. Cette approche fut celle utilisée par les premiers chercheurs à s'intéresser aux résonateurs imprimés dans les années 1970 [4] [5].

Ces modèles ne sont pas tous équivalents. Certains permettent de décrire plus facilement le fonctionnement du résonateur (cas de l'antenne) en termes d'impédance (modèle ligne de transmission, [4]) ou bien plus facilement en termes de rayonnement (modèle de la cavité et des fentes rayonnantes, [5]).

Globalement, le modèle de la ligne de transmission est le plus simple mais aussi le moins précis; le modèle de la cavité, plus précis, permet également une bonne approche physique du fonctionnement.

II.3. Méthodes numériques (full-wave) [1]

Il existe principalement quatre familles de méthodes numériques pour analyser les antennes imprimées. Elles sont issues des méthodes utilisées en électromagnétisme :

- la méthode des moments (MoM) ;
- la méthode des éléments finis (FEM) ;
- la méthode des différences finies (FDTD) ;
- la méthode de la matrice des lignes de transmissions (TLM).

Ces méthodes permettent d'obtenir des résultats très précis au détriment du temps de calcul long car il s'agit de discrétiser le volume ou la surface à analyser mais aussi le temps selon la méthode utilisée, ce qui conduit à un très grand nombre d'inconnues. Les temps de calculs peuvent cependant être réduits si l'on possède une puissance de calcul conséquente de la machine.

Parmi ces méthodes, une des plus utilisées dans le domaine des antennes imprimées est la **méthode des moments** [6]. Il s'agit de résoudre les équations intégrales qui relient les

courants inconnus sur le patch à l'excitation à l'aide des fonctions de Green relatives à la structure à analyser [7]-[8]. Cette résolution s'effectue soit dans le domaine spectral en utilisant les modes propres des géométries des plaques conductrices choisies, soit dans le domaine spatial en discrétisant l'espace à l'aide de petits triangles, rectangles, polygones, de dimensions de l'ordre de $\lambda/10$ à $\lambda/20$. Une fois le courant obtenu, on peut facilement calculer l'impédance d'entrée du patch ainsi que les champs électriques et magnétiques [9]. La méthode peut être étendue à des structures multicouches.

Le principal avantage réside dans le fait que seulement les parties conductrices sont maillées. Un des principaux inconvénients originels réside dans le fait que, les substrats et les plans de masse des antennes imprimées sont considérés comme infinis, ce qui génère des approximations notamment sur les diagrammes de rayonnement. De plus, il est délicat de modéliser des structures 3D avec des courants verticaux. Cependant, aujourd'hui de plus en plus de logiciels intègrent cette possibilité ainsi que la prise en compte de substrats et plans de masse finis, ce qui augmente le temps de calcul et qui rend cette méthode utilisable pour l'analyse de structures 2,5D voire 3D sous certaines conditions [3] [7].

II.4. Conclusion

La méthode intégrale dans le domaine spectral, pour les lignes et les résonateurs microbandes multicouches, sera présentée dans les chapitres qui suivent ; Où le noyau de l'équation intégrale est représenté par le tenseur de Green associé à la structure traitée. La procédure de Galerkin est un cas particulier de la méthode des moments qui est un outil mathématique menant à la résolution numérique de l'équation intégrale du champ électrique en termes de courants. Cette dernière nous fournit les paramètres caractéristiques de ce type de structures.

II.5. Référence :

- [1] Georges Kossiavas, Robert Staraj, Cyril Luxey, Albert Papiernik, “Antennes imprimées - Bases et principes”, Référence E3310, 10 mai 2007
- [2] J. Ribero, J. Damiano, R. Staraj, “Analytical models for last analysis and synthesis of various printed antennas”, M. E. Bialkowski, The University of Queensland, Australia, pp. 23-39, 1997.
- [3] K. R. Carver, J. W. Mink, “Microstrip Antenna Technology”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 29, No. 1, pp. 2-24, Jan 1981.
- [4] A. G. Derneryd, “Linearly Polarized Microstrip Antennas”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 24, No. 6, pp. 846-851, Nov. 1976.
- [5] A. G. Derneryd, “Analysis of the Microstrip Disk Antenna Element”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 27, No. 5, pp. 660-664, Jul 1979.
- [6] R.F. Harrington, “*Field Computation by Moment Methods*”, Krieger Publishing Company, 1982.
- [7] E. H. Newman, P. Tulyathan, “Analysis of Microstrip Antennas using Moment Methods”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 29, No. 1, pp. 47-53, Janv. 1981.
- [8] T. Itoh, W. Menzel, “A Full-Wave Analysis Method for Open Microstrip Structures”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 29, No. 1, pp. 63-68, Janv. 1981.
- [9] M. D. Deshpande, M. C. Bailey, “Input Impedance of Microstrip Antennas”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 30, No. 4, p. 645-650, Juil. 1982.

Partie 2

Ligne microbande implantée sur milieux anisotropes

Chapitre I : Ligne microbande implantée sur ferrite

Résumé :

Avant de procéder à la modélisation des paramètres des structures résonatrices microbandes, implantées sur des milieux magnétiques (cas du ferrite) et bi-anisotropes (cas du Chiral), il est intéressant de définir au préalable les caractéristiques de la dispersion modale des modes dominants dans des lignes microrubans, implantées sur ces substrats. Ce chapitre est une partie de nos résultats obtenus et comparés avec ceux de la littérature. La méthode adoptée était celle du concept de la modélisation dans le domaine spectral selon la méthode des Moments procédure de Galerkin. Cette dernière nous a fourni des données numériques caractéristiques de la constante de propagation du mode fondamentale en fonction de la fréquence de travail.

I.1. Introduction :

De nos jours, il est devenu indispensable de pouvoir caractériser la propagation du champ électromagnétique dans un milieu complexe pour garantir la qualité des systèmes mais également pour faire face aux inquiétudes face à la multiplication des antennes de station de base. En matière de communication et d'information de la population, il est important de disposer d'outils permettant de quantifier les niveaux de champs électromagnétiques [1].

Par ailleurs, depuis l'apparition de ces nouvelles technologies de communication, la tendance est à l'accroissement de la complexité aussi bien au niveau structurel qu'au niveau environnemental [1].

D'un point de vue structurel, les antennes et certains composants hyperfréquences sont de plus en plus couramment multi-bandes, adaptatives ou encore intégrées. Et d'un point de vue environnemental, on ne peut plus se limiter à l'étude des caractéristiques, la variabilité du milieu de propagation qui doit impérativement être prise en compte [1].

I.2. Structures de transmission :

Beaucoup de lignes de transmission et de guides d'ondes ont été utilisés pour des fréquences micro-ondes et d'ondes millimétriques. Les plus utilisés généralement sont : le guide d'ondes rectangulaire, la ligne coaxiale, et la ligne microruban. La ligne coaxiale n'a aucune fréquence de coupure, peut être rendue flexible, et peut fonctionner à partir du court circuit aux fréquences suscitées. Le guide d'ondes rectangulaire a une fréquence de coupure et une basse perte par insertion, mais il est encombrant et exige l'usinage de précision [2].

La ligne microruban est la plus utilisée généralement dans les circuits intégrés à micro-ondes (MIC) et des circuits intégrés monolithiques à micro-ondes (MMIC). Elle a beaucoup d'avantages, incluant le coût bas, la petite taille, aucune fréquence de coupure, la

facilité de l'intégration active de dispositif, l'utilisation de la méthode photolithographie pour la production de circuit, la bonne reproductibilité, et facilité de production en série [2].

Le choix des lignes et des guides d'ondes de transmission dépend des applications et des gammes de fréquence d'opération.

La ligne microruban peut également être simplement modélisée comme filament du courant constant placé près du bord de la pièce conductrice, puisque la ligne microruban et la ligne coaxiale ont la distribution semblable de champ autour du point de l'alimentation. En outre, si le point de l'alimentation de la ligne coaxiale est proche du bord de la plaque conductrice, l'impédance d'entrée des résonateurs microrubans, qui sont alimentés par une ligne microruban et alimentés par une ligne coaxiale sont très semblables [3]-[5].

I.3. Dispersion de la ligne microruban :

Quand une onde radiofréquence (RF) se propage en bas d'une ligne microruban, tous les courants longitudinaux et transversaux sont excités. Ces courants causent des modes d'une section longitudinale électrique indépendante (LSE) et des modes d'une autre section longitudinale magnétiques (LSM), pour coupler, en produisant de ce fait une configuration en mode hybride [6].

La dispersion dans une ligne microruban peut être expliquée en examinant la constante diélectrique efficace, ϵ_{eff} . Dans la microruban la constante diélectrique efficace est une mesure des champs confinés dans la région sous la bande conductrice. Dans le cas des lignes très étroites ou très basses fréquences le champ est presque également partagé par l'air ($\epsilon_r=1$) et le substrat de sorte que, à cette extrémité on a :

$$\epsilon_{eff} = \frac{1}{2} (\epsilon_r + 1) \text{ quand } f \rightarrow 0.$$

où ϵ_r est la constante diélectrique relatif du substrat.

Pour des lignes très larges ou à une fréquence très élevée les champs sont confinés au substrat diélectrique, et donc à cette extrémité, on a :

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_r \text{ quand } f \rightarrow \infty.$$

L'exactitude du calcul de dispersion dépend de l'exactitude de la mesure de la fréquence et de toute la longueur du résonateur. Jusqu'en 1969, des mesures de fréquence ont été faites en utilisant les résonateurs linéaires [7].

I.4. Matériaux :

Le paramètre le plus sensible dans l'évaluation des performances d'antenne, filtre, oscillateur etc..., est la constante diélectrique du matériel de substrat. La constante de propagation d'une onde électromagnétique se propageant dans le substrat du microruban doit exactement être aussi bien connue [8].

Les petites variations de la constante diélectrique du substrat ou des changements dimensionnels dus aux fluctuations de la température peuvent avoir comme conséquence le déplacement de fréquence. Par conséquent les substrats utilisés dans la conception des dispositifs microruban doivent être d'une qualité en termes de stabilité dans leurs propriétés mécaniques et électriques [8].

Dans [8] l'auteur a essayé de concevoir des composants rayonnants en employant des paramètres d'un substrat très commun, connu sous le nom «Duroid 5880» pour des antennes dans des applications de WCDMA (Wide-band Code Division Multiple Access) qui devront avoir une largeur de bande essentiellement grande, ceci nous mène à dire que le milieu doit être bien sélectionné pour des dispositifs ayant des applications bien déterminées.

Par conséquent, il est important de prévoir le comportement électromagnétique d'un milieu bi-anisotrope; en plus des études fondamentales contenues dans [9]-[10], la relation de dispersion de tels médias a été étudiée [11], les structures à couches bi-anisotropes

stratifiées ont été prises en considération dans [12]. Le comportement non-réciproque des classes particulières de tels matériaux a été également étudié [13]-[16].

I.5. Microbande implantée sur ferrite :

I.5.1. Historique :

Dès les années trente des recherches systématiques sur les ferrites ont été menées. Ces milieux présentent des compositions chimiques diverses, conduisant à des propriétés magnétiques variées. La faible conductivité des substances ferrimagnétiques permet une pénétration d'une onde haute fréquence dans le matériau. La possibilité de contrôler la propagation de l'onde dans un tel milieu par l'application d'un champ magnétique, a permis la réalisation de plusieurs dispositifs hyperfréquences indispensables à la réalisation de fonctions de traitement du signal. Selon la fonction visée, des dispositifs sont réciproques (filtre, déphaseur pour antennes à balayage, etc.) ou non réciproques (circulateur, isolateur, etc.). Ces derniers constituent la catégorie principale des circuits hyperfréquences à ferrites. Ils exploitent le fait que l'onde électromagnétique se propage différemment selon son sens de propagation dans la matière ferrimagnétique aimantée [17].

Une revue plus générale des dispositifs hyperfréquences passifs existants peut être trouvée dans les références [17]-[21]

Les ferrites sont également employés en tant qu'absorbants, pour la réalisation de lignes à retard et dans deux catégories principales de dispositifs hyperfréquences passifs réciproques : les filtres accordables en fréquence et les circuits accordables en phase, ou déphaseurs. Ces deux derniers types de dispositifs remplacent souvent les éléments localisés actifs (comme exemple les diodes PIN qui ne supportent pas des niveaux de puissance élevés) [18].

Les ferrites sont employés dans divers domaines et plus particulièrement en électromagnétisme, pour leurs deux propriétés importantes : la perméabilité magnétique

élevée ainsi que la valeur importante de la résistance électrique. Cette dernière propriété diffère de manière significative de celles de certains métaux, tels que le fer, qui certes possède des propriétés ferromagnétiques semblables à la ferrite, mais il est d'une conduction plus élevée [22].

Par ailleurs les propriétés d'anisotropie des ferrites magnétisés sont aussi employés dans la conception des dispositifs micro-ondes [23].

La ligne microbande que nous considérons, est présentée par la figure I.1. Cette structure a un support magnétisé selon l'axe des y . La modélisation et la problématique ont été détaillées dans [24].

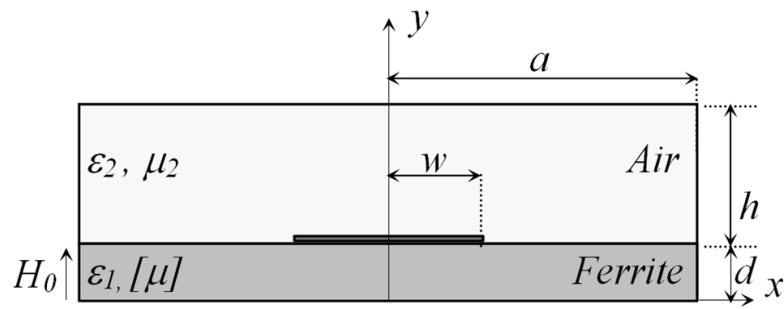


Figure I.1 : Structure microruban dans un boîtier métallique (cas du ferrite).

I.5.2. Ferrite :

Cependant nous considérons le tenseur de perméabilité du ferrite $\overline{\overline{\mu}}_i$, selon l'axe des Oy [23]-[25], (annexe A).

$$\overline{\overline{\mu}}_i = \begin{bmatrix} \mu & 0 & j\kappa \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ -j\kappa & 0 & \mu \end{bmatrix} \quad (\text{I.1})$$

Avec :

$$\mu = 1 + \frac{(\omega_0 + j\omega\alpha)\omega_m}{(\omega_0 + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (\text{I-2})$$

$$\kappa = \frac{-\omega\omega_m}{(\omega_0 + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (\text{I-3})$$

Où:

- α est le coefficient d'amortissement.
- ω la pulsation de l'onde hyperfréquence,
- $\omega_0 = \gamma H_i$.
- Et $\omega_m = \gamma M_s$.

Dans le modèle de Polder, le coefficient d'amortissement α est nul. μ et κ sont donc purement réels:

$$\mu = 1 + \frac{\omega_0\omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (\text{I-4})$$

$$\kappa = \frac{-\omega\omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (\text{I-5})$$

Les expressions de l'élément diagonal (μ) et de l'élément non diagonal (κ) du tenseur de perméabilité précédent ont été établies par *Polder* en fonction de la fréquence (f) du signal propagé, de la fréquence de résonance gyromagnétique (f_i) et de la fréquence (f_m) qui est proportionnelle à l'aimantation de la saturation du milieu M_s ($f_m = \gamma_g \cdot 4\pi M_s$) [25]. Dans les relations de (μ , κ) de Polder, la présence d'un terme extra-diagonal ($\pm j\kappa$) dans la matrice de perméabilité de second rang ci-avant est due à une quadrature de phase entre le champ magnétique selon la direction de propagation du signal dans le milieu oz et celui suivant la direction ox du repère cartésien.

Cette quadrature de phase est liée au temps mis par le moment magnétique (M) autour de la direction d'application du champ magnétique. Les éléments ($+j\kappa$) et ($-j\kappa$) représentent, respectivement, la non colinéarité entre les perméabilités du matériau selon les axes ox et oz du repère cartésien puis selon les axes oz et ox de ce même repère. Ils

traduisent l'anisotropie induite du milieu, sous l'action du champ magnétique extérieure, et sont responsables du comportement non réciproque de la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau ferrite. Ce comportement est notamment à la base du fonctionnement des isolateurs à résonance ferrites [23] [26].

Après élaboration du programme en fortran F90, traitant la constante de propagation de la ligne suscitée, ses allures et tracées sont obtenues en fonction de la fréquence de travail.

I.6. Résultats :

Pour mieux désigner le comportement du ferrite, nous avons considéré trois valeurs différentes de magnétisation externe H_0 et de la saturation magnétique M_s . Ensuite une comparaison a été faite entre la constante de propagation calculée dans le cas d'une microbande avec diélectrique, et celles dans le cas d'une microbande avec ferrite, le cas isotrope est évalué par *Mirshekar* dans [27].

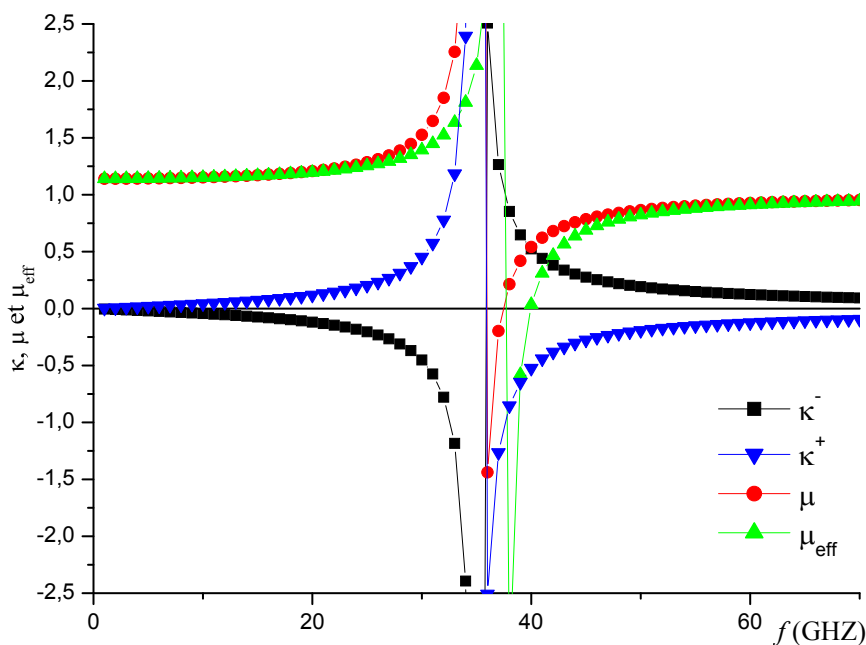


Figure I.2 : Variation des éléments du tenseur de perméabilité du ferrite.

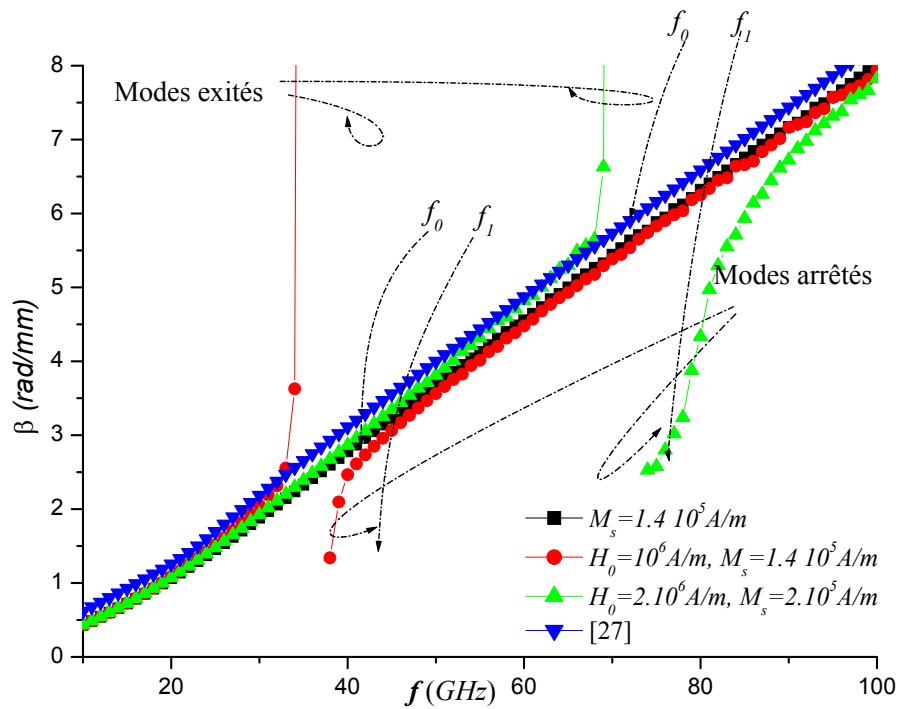


Figure I.3 : Constante de propagation avec une magnétisation selon l'axe des y .
 ($M_s=1.4 \cdot 10^5 \text{ A/m}$, $w=0.635\text{mm}$, $a=6.350\text{mm}$, $h=12.7\text{mm}$, $d=1.27\text{mm}$, $\epsilon_r=16$).

D'après les figures précédentes, les propriétés du ferrite font apparaître trois zones dans la constante de propagation de la microbande, qui déterminent la valeur effective ou relative de la perméabilité. Le spectre des modes est distingué dans ces trois gammes de fréquence sous citées. Elles sont simplement identifiées (figure I.3) par le signe de la perméabilité effective et relative μ_{eff} , μ_r .

$$\mu_r < 0 \text{ pour } f = f_0.$$

$$\mu_r = 0, \quad \mu_{eff} \text{ faible pour } f = f_1 = f_0 + f_m$$

Ces zones sont :

1. $0 < f < f_0$: La perméabilité effective tend vers des valeurs grandes en se rapprochant à la fréquence de résonance du ferrite, et c'est la cause de la magnétisation externe H_0 . Pour ce cas c'est une région où un nombre infini des modes sont excités.

2. $f_0 < f < f_1$: Dans cette deuxième région les modes sont complètement arrêtés ($\mu_{eff} < 0$), mais seulement un mode complexe non-réciproque, dominant est possible.

3. $f_1 < f$: Cette région est considérée comme une région quasi-isotrope, avec des effets très faibles du ferrite. Ce dernier se comporte presque comme un matériel diélectrique [28]-[29].

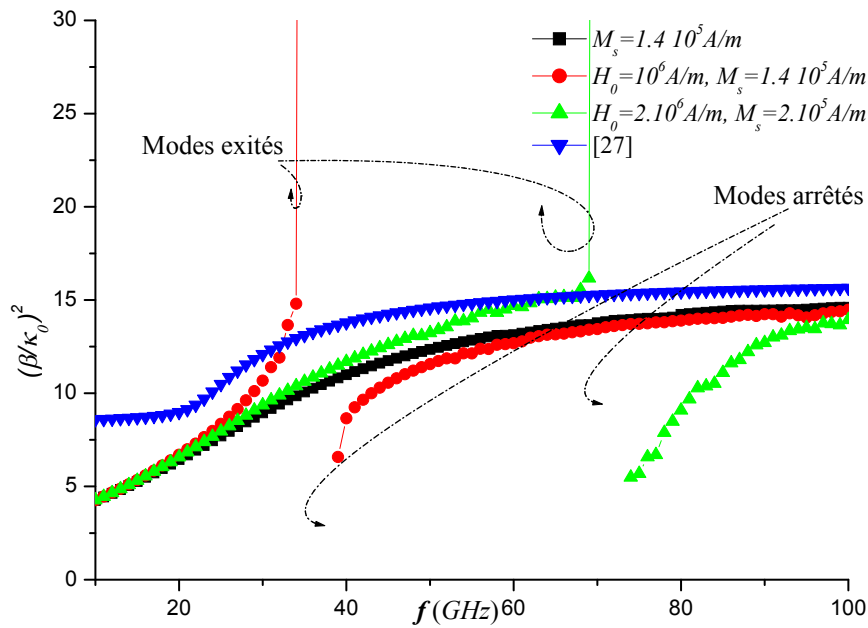


Figure I.4 : La variation du rapport $(\beta/k_0)^2$ pour une magnétisation selon l'axe des y.

➤ Dans le cas du champ important magnétique appliqué ou d'une fréquence plus élevée, le ferrite se comporte comme un diélectrique avec des pertes relativement faibles $\tan \delta \approx 0.001$ et une permittivité relative entre 9 et 16 [23] [30].

➤ A des fréquences suffisamment élevées on a μ_{eff} qui tend vers μ , ce qui mène à μ_{eff} inférieure à l'unité.

➤ La définition de la perméabilité effective μ_{eff} pour une micro ruban par analogie est semblable à celle de la permittivité effective, et dans [23] on trouve une formule empirique

semblable à celle du diélectrique, présentée par une courbe limitée par un max qui est l'unité comme valeur limite à ne pas dépasser.

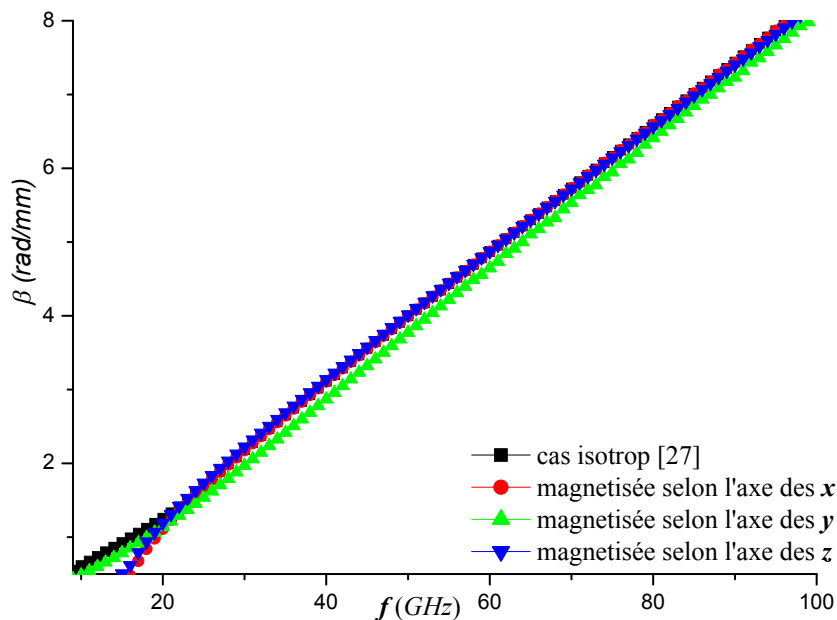


Figure 1.5 : Constante de propagation avec ferrite magnétisé selon différent sens de magnétisation externe.

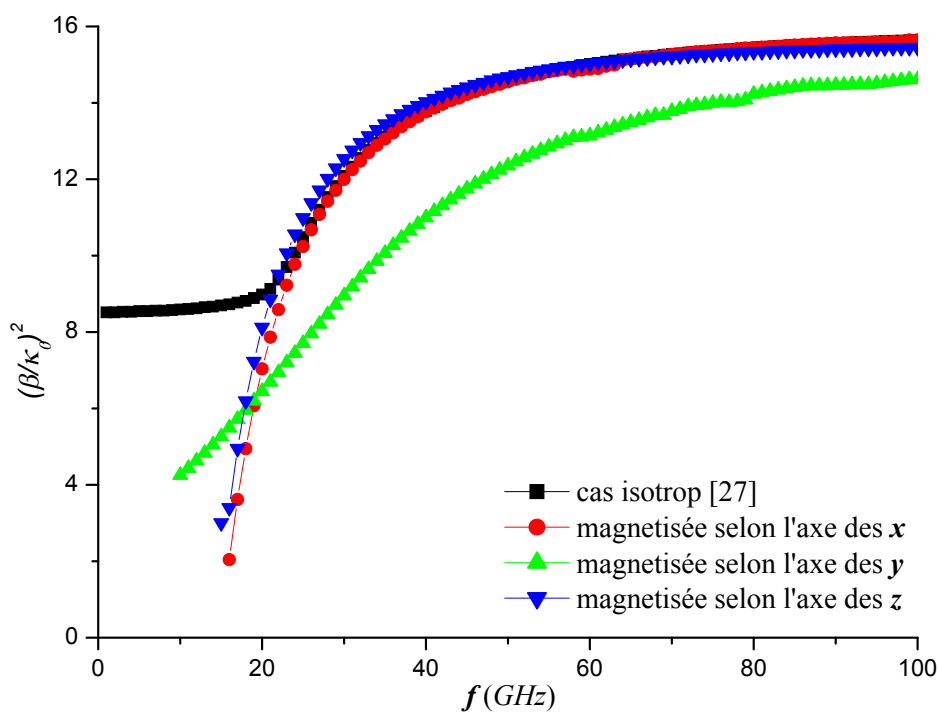


Figure 1.6 : La variation du rapport $(\beta/\kappa_0)^2$ pour ferrite magnétisé selon différent sens de magnétisation externe. ($H_0=0$, $M_s=1.4 \cdot 10^5$ A/m, $w=0.635$ mm, $a=6.350$ mm, $h=12.7$ mm, $d=1.27$ mm, $\epsilon_r=16$).

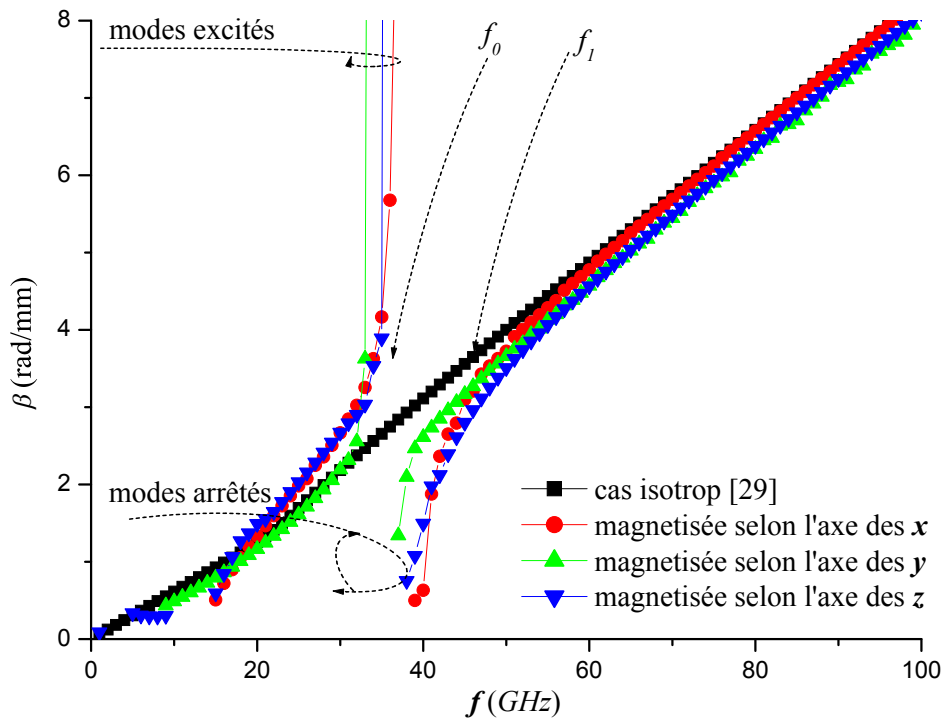


Figure I.7 : Constante de propagation avec ferrite magnétisé.

I.7. Conclusion :

Tenant compte des commentaires sus cités on déduit que:

L'introduction du ferrite peut améliorer les caractéristiques de la microbande, car ce dernier ne diffère pas du diélectrique mais présente surtout de faibles pertes, une constante de permittivité atteignant 16 et une perméabilité au voisinage de 20000 ce qui élargie la plage de fréquence de travail du microruban. Ce matériau est doté d'une anisotropie dont la variation dépend uniquement et simplement d'un changement de la magnétisation et de ses propriétés [30] [31].

Les dispositifs tels que les isolateurs, circulateurs, antennes a polarisation circulaire sont largement utilisés du à leur non-réciprocité, définie dans la plage quasi-diélectrique du ferrite. Où le sens de la magnétisation n'influe pas sur la direction de propagation de l'onde. Les propriétés du circuit dans ce cas dépendent du sens d'insertion du dispositif micro-onde. Si ce dernier est fixe, c'est le sens de propagation de l'onde, et donc son

vecteur d'onde, qui déterminera le comportement de l'ensemble. C'est cette propriété qui est la plus utilisée dans les dispositifs non réciproques usuels [23] [30].

Quant aux dispositifs réciproques tels que les filtres et les déphaseurs pour antennes à balayage le sens de polarisation est indispensable, dans la région de la résonance gyromagnétique. Ce mécanisme confère au matériau son aptitude à répondre différemment à l'onde électromagnétique suivant sa polarisation.

I.8. Référence

[1] E. Conil, "*Propagation électromagnétique en milieu complexe du champ proche au champ lointain*", THÈSE de doctorat de l'INPG, Spécialité : Optique et Radiofréquences, en Nov. 2005.

[2] K. Chang, L. H. Hsieh, "*Structures Microwave Ring Circuits and Related Structures*", 2nd Edition, 2004, John Wiley & Sons, Inc.

[3] E. H. Newman, and J.H. Tehan, "Analysis of microstrip array and feed network", *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, Vol. 33, No. 4, pp. 397-403, Apr. 1985.

[4] Z. Sipus, J. Bartolic, and B. Stipetic, "An approach to microstrip patch elements and array design", *Proc. of COST ESA Workshop on Active Antennas, Noordwijk, The Netherlands, 1992*, pp. 1-8.

[5] Z. Sipus, J. Bartolic, and B. Stipetic, "Input impedance of rectangular patch antenna fed by microstrip line", *Electro. Lett.*, Vol. 28, No. 20, pp. 1886-1888, Sep. 1992.

[6] P. Daly, "Hybrid-mode analysis of microstrip by finite-element methods", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol. MTT-19, No. 1, pp.19-25, January 1971.

[7] T. S. Martin, "*A Study of the Microstrip Ring Resonator and Its Applications*", M.S. thesis, Texas A&M University, College Station, Dec. 1987.

[8] V. Azman, “*Conformal Antenna Arrays for 3G Cellular Base Stations*”, M.S. thesis, The School of Information Technology and Electrical Engineering, University of Queensland, Brisbane, Australia, 2002.

[9] J. A. Kong, “*Electromagnetic Wave Theory*”, New York, Wiley-Interscience, 2nd Edition, 1990.

[10] T. H. O’Dell, “*The Electrodynamics of Magnetolectric Media*”. New York North-Holland, 1970.

[11] R. D. Graglia, P. L. E. Uslenghi, and R. E. Zich, “Dispersion relation for bianisotropic materials and its symmetry properties”, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 39, No. 1, pp. 83-90, Jan. 1991.

[12] R. D. Graglia, P. L. E. Uslenghi, and R. E. Zich, “Reflection and transmission for planar structures of bianisotropic media”, *Electromagn.*, Vol. 11, pp. 193-208, 1991.

[13] P. L. E. Uslenghi, “Theory of certain bianisotropic waveguides”, in *Proc. URSI Int. Symp. Electromagn. Theory*, Sydney, Australia, Aug. 1992.

[14] H.-Y. Yang and P. L. E. Uslenghi, “Planar bianisotropic waveguides”, *Radio Sci.*, Vol. 28, No. 5, pp. 919-927, 1993.

[15] J. D. Ali, “*Theory of parallel-plate waveguides partially filled with magnetolectric materials*”, Doctoral dissertation, Univ. Illinois, Chicago, 1994.

[16] P. L. E. Uslenghi, “TE-TM decoupling for guided propagation in bianisotropic media”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 45, No. 2, pp 284-286, Feb. 1997.

[17] S. Mallegol, “*Caractérisation et application de matériaux composites nanostructures a la réalisation de dispositifs hyperfréquences non réciproques*”, Thèse De Doctorat En Electronique, Déc. 2003

[18] M. Pardavi-Orvath, "Microwave applications of soft ferrites", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 215-216, No. 1, pp. 171-183, 2000.

[19] L. R. Whicker, and D. M Bolle, "Annotated Literature Survey of Microwave Ferrite Control Components and Materials for 1968-1974", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, Vol. 23, No. 11, pp. 908-918, Nov. 1975.

[20] R. F. Soohoo, "Microwave Ferrite Materials and Devices", *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-4, No. 2, pp. 118-133, June 1968.

[21] E. Schloemann, "Advance in ferrite microwave materials and devices", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 209, pp. 15-20, 2000.

[22] S. Mallécol, "Theoretical and Experimental Determination of the Permeability Tensor Components of Magnetized Ferrites at Microwave Frequencies". *IEEE Trans. On magnetics*, Vol. 24, No. 4, July 2003.

[23] L. Thourel, *Dispositif à ferrites pour micro-ondes*, 1976, Masson.

[24] C. Zebiri, F. Benabdelaziz, et F. Djahli, "Les caractéristiques dispersives d'une microbande avec ferrite magnétisé suivant les axes transverses", 3rd International Conf., Technologies of Information and Telecommunications March 27-31, 2005, TUNISIA.

[25] D. Polder, "On the theory of ferromagnetic resonance", *Philosophical magazine*, Vol. 40, No. 4, pp. 99-115, Jan. 1949.

[26] E. Schlomann, "On the Theory of the Ferrite Resonance Isolator", *IRE Trans. Microwave Theory Tech*, pp. 199-206, March 1960.

[27] D. S. Mirshekar, "*Spectral domain method for microwaves integrated circuits*", 1990, John Wiley & Sons Inc.

[28] A. Soydan Akyol and L. Edward Davis, "The Ferrite dielectric interface and its applications", 31st European Microwave Conference, London, 25-27 Sept.2001. Proc. Vol. 1, pp 229-232

[29] S. G. Diamantis, G. A. Kyriacou, A. A. Mavrides and J. N. Sahalos, "Investigation of Eigen Backward and Leaky Waves Modes of an Axially Magnetized Lossy Cylindrical Ferrite Substrate", *XXXIIth, General assembly of the international union of radio science, Maastricht, Netherlands, No. 1270, pp. 17-24, Maastricht, Aug. 2002.*

[30] T.C. Edwards, "*Conception des circuits micro ondes*", Ed. MASSON, Paris, 1984.

[31] R. A. Pucel, D. J. Masse, C. P. Hartwig "Losses in microstrip", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 16, No. 6, pp.342-350, June 1968.

Chapitre II : Ligne microbande implantée sur chiral

Résumé :

En ce chapitre une analyse des caractéristiques de dispersion du mode fondamental d'une ligne de transmission planaire implantée sur une forme plus complexe du chiral. La constante de dispersion est calculée après la détermination des zéros de l'équation intégrale résultante de l'application de la méthode de Galerkin dans le domaine spectral. Les résultats numériques ont prouvé que la nature chiral du substrat ajoute fondamentalement un paramètre additionnel pour commander les caractéristiques de propagation des lignes analysées et, rend généralement les lignes plus dispersives dans une région à basses fréquences et moins dispersives pour les plus hautes fréquences.

II.1. Introduction :

Les lignes de transmission classiques peuvent être utilisées dans la conception des circuits actifs micro-ondes notamment dans les amplificateurs ou encore les oscillateurs. Ces circuits sont toutefois confrontés à un problème majeur de réponse linéaire. Cela a orienté les chercheurs à essayer de trouver d'autres techniques et lignes dans le but de minimiser le bruit induit par les signaux parasites en sortie d'un dispositif passif ou actif.

La ligne microruban associée à des substrats tels que le quartz, le Duroïd ou encore l'alumine montre une atténuation linéique dominée par les pertes métalliques provenant du ruban. Sur ce type de technologie, la permittivité effective varie de manière importante avec la fréquence, ce qui est équivalent à une forte dispersion. Ce point est un des principaux inconvénients des lignes microrubans aux fréquences millimétriques.

Le concept de la chiralité, a été un sujet d'intérêt pour une série de domaines, tels que la chimie, la physique de particules, le système optique et les mathématiques [1].

Les investigations originales sur l'effet de la chiralité sur la polarisation légère, connu sous le nom d'activité optique, remonté au 19^{ème} siècle. *Arago* a découvert que le plan de la polarisation de la lumière linéairement polarisée traversant un cristal de quartz a été tourné par le cristal quand la direction de la propagation était le long de son axe optique.

Ces dernières années, la possibilité de fabriquer des matériaux réciproques bi-isotropes (généralement connus sous le nom de milieux chiraux) pour les micro-ondes a suscité un grand intérêt théorique et technologique. Ces composites chiraux peuvent être produits en incluant des microstructures dans un milieu diélectrique à faible perte [1]. Les propriétés électromagnétiques spécifiques des matériaux chiraux, qui impliquent un couplage entre les relations constitutives, maintiennent la conception des dispositifs micro-ondes d'après les milieux isotropes [1]. Ainsi, on propose le cours de ce travail, de nombreuses applications utilisant des milieux chiraux.

Le paramètre de chiralité peut fournir une nouvelle liberté à la commande ou l'ajustement du comportement guidé des ondes dans une ligne chiro-strip. La structure utilisant un milieu chiral comme substrat d'une ligne microruban était d'abord examinée par *Kluskens* et *Newman* en 1991 [2], et la méthode quasi-statique d'image a été appliquée à la géométrie chiral bi-isotrope d'un microruban par *Koivisto* et *Sten* en 1995 [3].

La propagation d'onde électromagnétique en structures guide d'onde remplies du chiral, connues sous le nom de guides d'ondes chiraux, ont été cités dans la littérature [4]-[6]. Une nouvelle classification des matériaux chiraux artificiels appropriés aux guides d'ondes à micro-ondes en technologie planaire a été proposée dans [7].

L'effet des milieux bi-anisotropes sur la propagation dans un guide ou dans l'antenne a également réveillé l'intérêt de beaucoup de chercheurs. Ainsi, beaucoup de travail sur la propagation électromagnétique dans des guides d'ondes remplis de matériaux bi-isotropie/chiraux a été rapporté dans la littérature (par exemple, [7]-[13]). L'utilisation des milieux chiraux dans des antennes de microruban également a été considérée dans [12]-[17]; spécifiquement, est proposé dans la possibilité de réduire les pertes dues au rayonnement des ondes de surface dans une antenne microruban implantée sur un substrat chiral [12], bien que cette matière ait été discutée dans [13]. Les caractéristiques de propagation des lignes de transmission anisotropes ont également provoqué quelques travaux intéressants. Les caractéristiques de dispersion du mode fondamental d'un microruban sur un substrat chiral sont obtenues dans [3].

Avant d'appliquer la méthode de Galerkin dans le domaine spectral, la fonction de Green dyadique spectrale (SDGF), de la même structure représentée dans le chapitre précédent, doit être obtenue. En détaille, la SDGF est calculée dans [17] pour le cas du chiral ayant les propriétés données dans la partie suivante.

Deux applications majeurs du chiral, ont été citées dans la littérature, l'une de ces applications est pour :

- Les structures microruban à propagation retardée (SWSs) (microstrip slow wave structures) implantées sur substrat chiral, bi-anisotrope ont été examinées par *Nefedov* en 1997, où il a été démontré pour la première fois que la présence d'une chiralité peut élargir la bande passante du SWSs, avec un certain décalage de celle-ci relativement à la gamme de fréquence [18].
- Alors que dans le document [19], a montré que l'existence de la chiralité mène à une apparition de deux zones en fonction des fréquences, pour les basses fréquences les modes sont plus dispersifs, alors pour des fréquences plus élevées les modes des structure étudiées (lignes microruban, ligne à fente, et CPW) deviennent retardés.

II.2. Structures à onde lente

En général, la taille des filtres micro-ondes est proportionnelle à la longueur d'onde définie à la fréquence de travail. Comme la longueur d'onde est proportionnelle à la vitesse de propagation v_p , la réduction de v_p obtenue par des lignes à onde lente aboutit à des filtres plus compacts. L'introduction des lignes à onde lente permet non seulement de miniaturiser le filtre mais également parfois de rejeter les lobes secondaires vers les hautes fréquences. Les structures à onde lente les plus répandues sont les résonateurs à saut d'impédance (SIR) et les lignes chargées capacitivement [20].

II.3. Théorie :

II.3.1 Généralité :

L'équation d'onde pour le milieu chiral isotrope possède alors une structure plus complexe que celle du milieu isotrope, ce qui en fait la différence fondamentale.

En électromagnétisme la chiralité est un paramètre supplémentaire pour la conception des matériaux. Cependant les matériaux chiraux sont supposés avoir des propriétés absorbantes particulières [21].

Les équations de Maxwell ne contiennent pas en elles mêmes la propriété de chiralité mais seulement les propriétés d'induction électrique D et magnétique B relativement au champ H et E. La chiralité doit être considérée comme une propriété externe aux champs et propre au matériau.

Les milieux chiraux isotropes sont des milieux bi-isotropes réciproques. Un milieu est réciproque s'il vérifie certaines conditions et où les relations constitutives (cas d'un matériau bi-isotrope) s'expriment par [22] :

$$\vec{D} = \bar{\bar{\epsilon}}\vec{E} + \bar{\bar{\eta}}\vec{H} \quad (II.1)$$

$$\vec{B} = \bar{\bar{\mu}}\vec{H} + \bar{\bar{\xi}}\vec{E} \quad (II.2)$$

Des matériaux chiraux concurrents montrent l'effet des chiralités aux hyper fréquences ont été fabriqués dans beaucoup d'études [23]-[25], en plus des articles sus cités.

Dans cette partie les milieux chiraux ont une non homogénéité, qui peut être caractérisée par un ensemble de relations constitutives [22], où les tenseurs de la perméabilité, de la permittivité et les tenseurs magnétoélectriques sont donnés respectivement :

$$\bar{\bar{\mu}} = \begin{bmatrix} \mu_t & 0 & 0 \\ 0 & \mu_t & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \quad (II.3.a)$$

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \epsilon_t & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_t & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} \quad (II.3.b)$$

$$\overline{\overline{\xi}} = j \begin{bmatrix} 0 & \xi_{xy} & \xi_{xz} \\ -\xi_{xy} & 0 & \xi_{yz} \\ -\xi_{xz} & -\xi_{yz} & 0 \end{bmatrix} \quad (II.3.c)$$

$$\overline{\overline{\eta}} = \overline{\overline{\xi}} \quad (II.3.d)$$

II.3.2 Equations différentielles :

On évaluant les deux premières équations de Maxwell, on aboutit aux équations différentielles du premier ordre, d'après ces équations on tire une équation différentielle générale, mise sous la forme suivante [17] :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \gamma_1^2 \psi = 0 \quad (II.4)$$

$$\gamma_1^2 = \beta^2 + \alpha_n^2 - \beta_0^2 (\epsilon_r \mu_r - (\xi_{xy}^2 + \xi_{yz}^2 + \xi_{xz}^2)) \quad (II.5)$$

Les composantes longitudinales et transversales des champs électrique et magnétique peuvent être déduites dans les différentes régions, après la prise en considération des conditions au niveau du conducteur et ceux imposées par la structure, nous déduisons les constantes inconnues des composantes en fonction des densités de courant du ruban conducteur. Ce qui nous permet d'avoir le tenseur G exprimant la formule finale des composants du champ électromagnétique en fonction des composantes tangentielles du courant, cette formule est donnée dans [17].

II.4. Résultats :

Pour mieux désigner le comportement Du milieu chiral sur la même structure traitée dans le chapitre Précédent, on a pris plusieurs valeurs différentes des éléments électromagnétiques. Ensuite une comparaison a été faite entre la constante de propagation calculée dans le cas d'une microbande avec diélectrique, et celles dans le cas d'une microbande avec chiral.

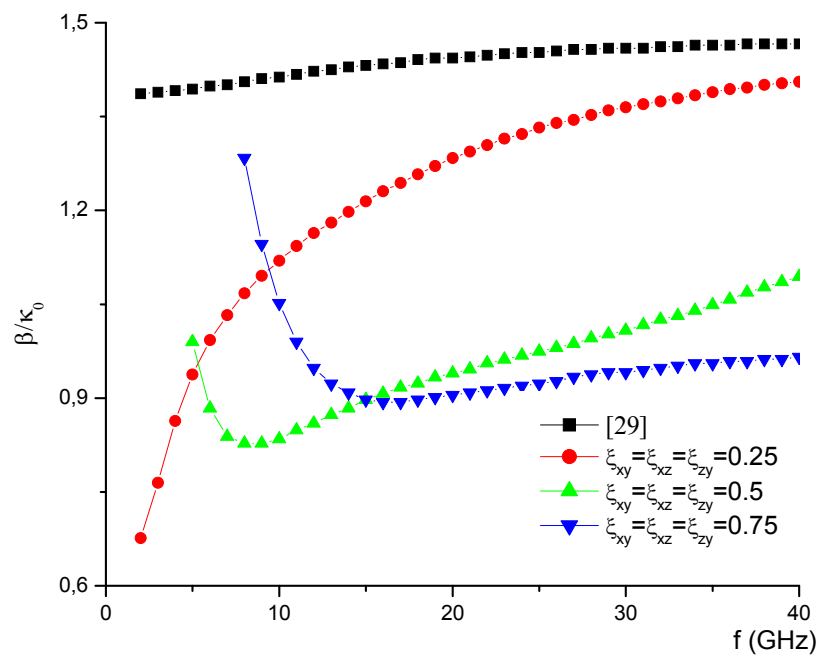


Figure II. 1: Constante de propagation normalisée, d'une microbande implantée sur substrat isotrope et chiral. ($w=0.635\text{mm}$, $a=6.350\text{mm}$, $h=12.7\text{mm}$, $d=1.27\text{mm}$, $\epsilon_r=2.2$).

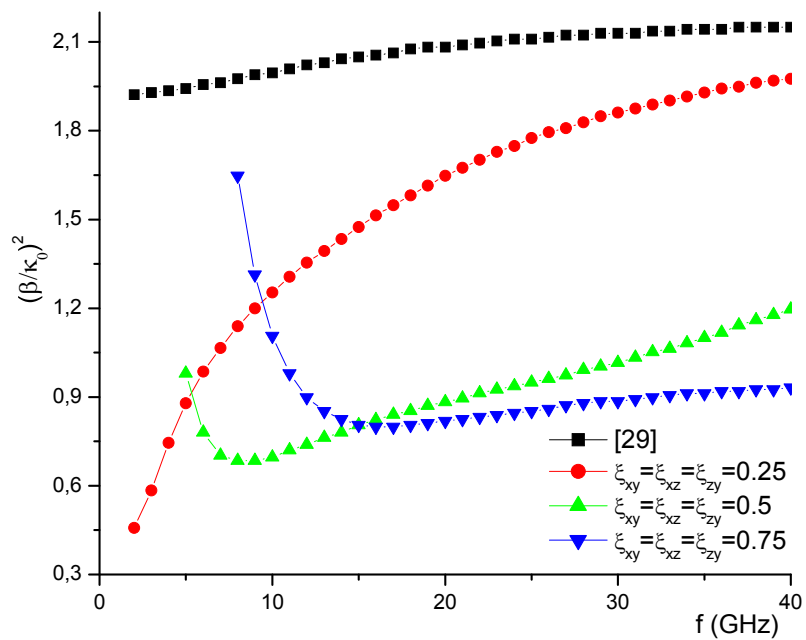


Figure II. 2: Permittivité effective d'une microbande implantée sur substrat isotrope et chiral. ($w=0.635\text{mm}$, $a=6.350\text{mm}$, $h=12.7\text{mm}$, $d=1.27\text{mm}$, $\epsilon_r=2.2$).

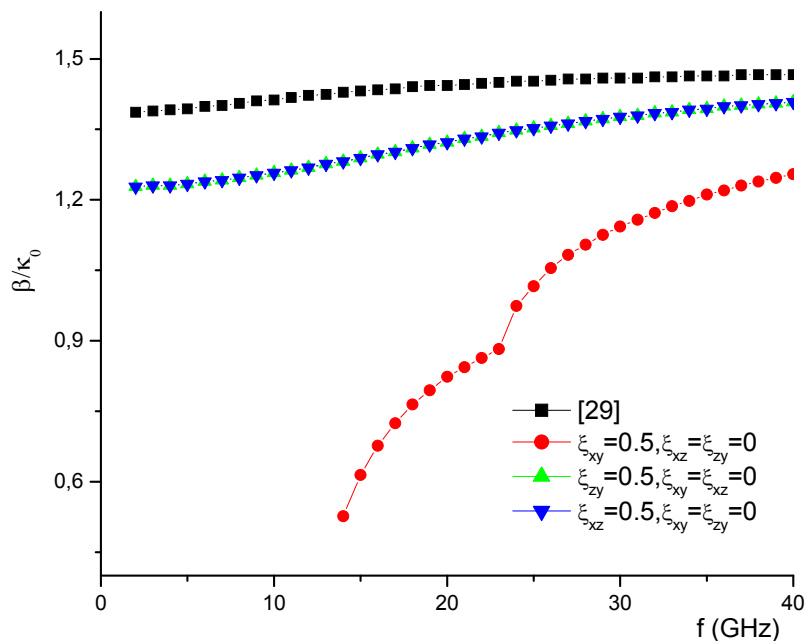


Figure II. 3: Effet des différents éléments magnéto-électriques sur la constante de propagation, d'une microbande implantée sur substrat isotrope et chiral.

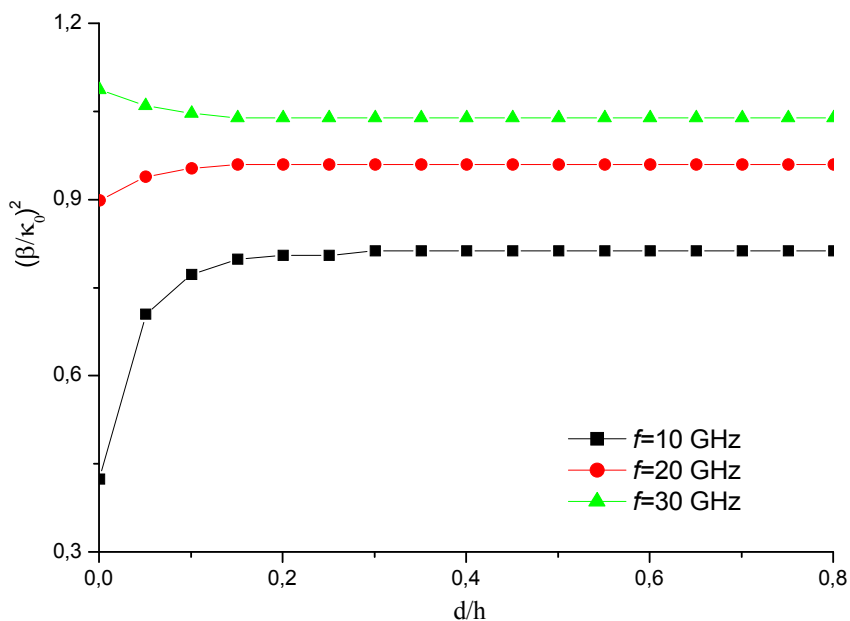


Figure II. 4 : Effet de la largeur de la couche du milieu anisotrope sur le rapport $(\beta/\kappa_0)^2$.

La Propriété du chiral fait en sorte que la constante de propagation du mode fondamentale de la microbande, qui détermine la valeur effective ou relative de la permittivité est en relation inverse avec les éléments magnétoélectrique (fig. II. 1-2), ceci est approprié pour des fréquences élevées, est inversement pour les basses fréquences.

En faisant varier le paramètre de chiralité ξ du deuxième milieu, on note que les constantes de propagation évaluées superposent respectivement pour des valeurs ξ_{xz} et ξ_{yz} non nulles, et se rapprochent au cas isotrope, par contre l'élément ξ_{xy} exerce une forte influence en retardant le mode fondamentale de cette structure (Fig. II. 3).

Dans le cas d'une augmentation de la couche du substrat chiral, et pour des différentes valeurs des fréquences, nous remarquons qu'en le rapport d/h dépasse la valeur 0.2, la constante de propagation se converge vers des valeurs d'arrêt (Fig. II. 4).

II.5. Conclusion et perspectives :

Tenant compte des commentaires sus cités on déduit :

L'introduction de la chiral a retardé le mode fondamentale de la microbande, et a noté que ce dernier ne diffère pas du diélectrique en cas de faibles valeurs des éléments magnétoélectrique, mais présent surtout la propriété de chiralité.

Ceci est avantageux, pour les structures microruban à propagation retardée (SWSs), ayant comme objectifs l'élargissement de la bande passante de ce type de lignes, ou bien rendre la structure plus ou moins dispersive. Ces lignes qui possèdent la propriété de propagation d'une onde lente, assure une meilleure compacité [20] [26]-[28].

Cette partie est une présentation d'une méthode systématique pour obtenir les caractéristiques de dispersion des lignes de transmission chirales planaires. La méthode utilisée ici peut aisément tenir compte de n'importe quel comportement dispersif du substrat chiral en ce qui concerne la fréquence et, ainsi, l'application de la méthode peut

fournir une vue générale des caractéristiques principales de l'effet de la chiralité sur les courbes de dispersion des modes fondamentaux dans les lignes de transmission chirales planaires. Cette étude est appropriée dans la discussion d'autres applications technologiques possibles de ce type de lignes.

L'exécution numérique de la méthode a été effectuée en résolvant l'équation intégrale correspondante suivre la méthode de Galerkin dans le domaine spectral.

Notre travail s'articule essentiellement autour de la propagation du mode fondamentale dans les milieux chiraux, ou ce milieu avait une influence directe sur le comportement du mode fondamental, en retardant ce dernier (pour les fréquences élevées). Où le choix entre ces milieux, et sur tout basé sur l'application en fréquence et les pertes créées par ces milieux.

Il reste en perspective à caractériser les propriétés du chiral plus complexe relativement aux pertes, pour choisir le milieu adéquat lorsqu'il s'agit d'une application spécifique.

II.6. Référence :

[1] H. Cory, "Chiral devices an overview of canonical problems", *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, Vol. 9, No. 5-6, pp. 805-829, 1995.

[2] M. S. Kluskens and E. H. Newman, "A microstrip line on a chiral substrate", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 39, No. 11, pp. 1889-1891, 1991.

[3] P. K. Koivisto and J. C.-E. Sten, "Quasi-static image method applied to bi-isotropic microstrip geometry", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 43, No. 1, pp. 169-175, 1995.

[4] C. Eftimiu and L. A. W. Pearson, "Guided electromagnetic waves in chiral media", *Radio Sci.*, Vol. 24, No. 3, pp. 351-359, 1989.

- [5] P. Pelet and N. Engheta, "The theory of chirowaveguides", *IEEE Trans. Antenn. Propagat.*, Vol. 38, No. 1, pp. 90-98, 1990.
- [6] S. F. Mahmoud, "On mode bifurcation in chirowaveguides with perfect electric walls", *J. Electromagn. Waves Appl.*, Vol. 6, No. 10, pp. 1381-1393, 1992.
- [7] C. R. Paiva and A. M. Barbosa, "A linear-operator formalism for the analysis of inhomogeneous biisotropic planar waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 40, No. 4, pp. 672-678, Apr. 1992.
- [8] E. O. Kamenetskii, "On the technology of making chiral and bi-anisotropic waveguides for microwave propagation", *Microwave Opt. Technol. Lett.*, Vol. 11, No. 2, pp. 103-107, Feb. 1996.
- [9] W. Yin and W. Wang, "Analyzing the radiated characteristics of a two-layered chirostrip dipole antenna using the dyadic Green's function", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 6, No. 4, 221–223, Mar. 1993.
- [10] I. V. Lindell, "Variational method for the analysis of lossless Bi-isotropic (nonreciprocal chiral) waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 40, No. 2, pp. 402-405, Feb. 1992.
- [11] L. Zhang, Y.C. Jiao and C.H. Liang, "The dominant mode in a parallel-plate chirowaveguide", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 42, No. 10, pp. 2009-2012, 1994.
- [12] H. Cary and S. Waxman, "Wave propagation along a fully or partially loaded parallel plate chiro-waveguide", *IEE Proc. Microwaves Antennas Propagat.*, Vol. 141, No. 4, pp. 209-306, Aug. 1994.

[13] G. Plaza, F. Mesa, and M. Horno, "Computation of propagation characteristics of chiral layered waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 45, No. 4, pp. 519-526, 1997.

[14] N. Engheta and P. Pelet, "Reduction of surface wave in chirostrip antennas", *Electron. Lett.*, Vol. 27, No. 1, pp. 5-7, 1991.

[15] D. M. Pozar, "Microstrip antennas and arrays on chiral substrates", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 40, No. 10, pp. 1260-1263, 1992.

[16] A. Toscano, and L. Vegni, "A new efficient moment method formulation for the design of microstrip antennas over a chiral grounded slab", *J. Electromagn. Waves Applicat.*, Vol. 11, No. 5, pp. 567-592, 1997.

[17] C. Zebiri, F. Benabdelaziz, "Evaluation du tenseur de Green pour une microbande avec substrat d'une anisotropie tensorielle", *SETIT 2007, 4th International Conference: Sciences of Electronic, Technologies of Information and Telecommunications*, March 25-29, 2007, Tunisia

[18] I. S. Nefedov, "Microstrip Slow-Wave Structures on the Bianisotropic Substrate", *Journal Electromagnetics*, Vol. 17, No. 4, pp 343-360, July 1997.

[19] G. Plaza, F. Mesa and M. Horno, "Study of the Dispersion Characteristics of Planar Chiral Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 46, No. 8, pp 1150-1157, Aug. 1998.

[20] D. Kaddour, "*Conception et Réalisation de filtres RF passe-bas à structures périodiques et filtres Ultra Large Bande, semi-localisés en technologie planaire*", thèse de Doctorat à l'Université Joseph Fourier, France, Juillet 2007.

[21] H. Guan, S. Liu, Y. Zhao and Y. Duan, “Electromagnetic characteristics of nanometer manganese dioxide composite materials”, *Journal of Electronic Materials*, Vol. 35, No. 5, pp 892-896, May 2006.

[22] L.-W. Li and W.-Y. Yin, “Linear Complex Media”, *Encyclopedia of RF and Microwave Engineering*, John Wiley, New York, pp. 694-717, 2005.

[23] W.-Y. Yin, L.-W. Li, and M.-S. Leong, “Hybrid effects of gyrotropy and chirality in chiral-ferrite fin lines”, *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 25, No. 1, pp. 40-44, Apr. 2000.

[24] Z. Cai, J. Bornemann, “Impedance Green's functions in the spectral domain for layered anisotropic media”, *Microwave Symposium Digest, IEEE MTT-S International*, Vol.2, pp. 849-852, Jun 1992.

[25] El.-B. El-Sharawy, R.W. Jackson, “Full Wave Analysis of Slot Line and Coplanar Waveguide on a Magnetic Substrate”, *Microwave Symposium Digest, IEEE MTT-S International*, FF-3, Vol. 2, pp. 993–996, 1987.

[26] P. A. Rizzi, “*Microwave Engineering - Passive Circuits*”, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey 1988.

[27] D. Pozar, “*Microwave Engineering*”, 3rd ed. John Wiley & Sons, New York, 2005.

[28] G. L. Matthaei, D. C. Park, Y. M. Kim, and D. L. Johnson, “A study of the filter properties of single and parallel-coupled dielectric-waveguide gratings” , *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 31, No. 10, pp. 825–835, Oct. 1983.

[29] D. S. Mirshekar, “*Spectral domain method for microwaves integrated circuits*”, 1990, John Wiley & Sons Inc.

Partie 3

Résonateur planaire implanté sur milieux bi-anisotropes

Chapitre I : Fréquence de résonance d'une plaque rectangulaire imprimée sur substrat bi-anisotrope

Résumé :

L'effet de la bi-anisotropie d'un substrat chiral sur les différents paramètres d'un résonateur microruban tels que : la fréquence de résonance complexe, la bande passante, l'impédance d'entrée, ainsi que les fréquences de coupures des modes de surface, a été étudié.

En se basant sur la formulation de l'équation intégrale, la fréquence complexe a été calculée en considérant la méthode spectrale via la méthode des moments procédure de Galerkin comme outil de résolution numérique. Pour une convergence rapide des résultats, les fonctions sinusoïdales ont été choisies comme fonctions de base.

Une formule approchée pour estimer la fréquence de résonance a été développée. Notre étude a été comparée avec celles publiées par d'autres auteurs [15]-[17] et [19].

Cette étude est achevée par un programme élaboré sous Fortran professionnel F90.

I.1. Introduction :

Dans les applications aéronautiques, aérospatiales et militaires où le faible volume, le poids léger, le faible coût, les hautes performances et la facilité de mise en œuvre sont les principales exigences. Les résonateurs miniaturisés sont donc une nécessité.

Aujourd'hui, avec l'explosion des télécommunications, ces contraintes sont exigées dans des applications commerciales sans fil, et hyperfréquence. Pour répondre à ces exigences un nouveau type de résonateurs a été proposé : Ce sont les résonateurs Microrubans [1].

Ces résonateurs sont apparus durant les années cinquante et ont surtout été développés au cours des années soixante dix [2]. Ils ont à la fois petite taille, simplicité, facilité de fabrication et une mise en œuvre pratique. En outre ils s'adaptent facilement aux surfaces planes et non planes, ils présentent une grande robustesse lorsqu'ils sont montés sur des surfaces rigides. Ils sont également très performants en termes de résonance, de polarisation, d'impédance d'entrée et de diagramme de rayonnement [3]-[5].

Les inconvénients majeurs des résonateurs Microrubans résident dans leur faible pureté de polarisation. Quant au cas des antennes nous pouvons considérer la réduction de leur bande passante qui est typiquement de l'ordre de quelque pour cents.

Cependant, l'augmentation de l'épaisseur du substrat, et la diminution de la permittivité relative, permettent d'améliorer le rendement du résonateur jusqu'à 90%, et d'augmenter sa bande passante jusqu'à 35%, mais à condition de minimiser les ondes de surface [6].

De diverses techniques ont été étudiées pour réduire la taille des antennes microruban pour une fréquence donnée. La méthode la plus simple est d'employer un substrat ayant une constante diélectrique élevée [1] [7] [8]. Ceci peut être justifié par le fait que les résonateurs microrubans sont approximativement des structures de moitié-longueur d'onde, donc la longueur résonnante est la moitié de la longueur d'onde guidée ($\lambda_g/2$). Ce qui

s'exprime selon l'expression suivante de la longueur approximative d'une antenne microruban :

$$b = \frac{c}{2f_r \sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (1)$$

La constante diélectrique efficace augmente avec l'augmentation de la constante diélectrique [9].

De nouveaux matériaux ont été inventés pour la miniaturisation des dispositifs résonateurs et l'augmentation de la largeur de bande, par exemple : l'application d'un magnéto-diélectrique développé récemment dans la conception d'un MDRA (*Magneto Dielectric Resonator Antenna*). Dans ce cas la taille de l'antenne est déterminée par la longueur d'onde comme suit [10]

$$b = \frac{c}{2f_r \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (2)$$

ϵ_r et μ_r sont respectivement, la constante diélectrique et la perméabilité relatives. Dans certains matériaux artificiels, l'association de ϵ_r et μ_r est plus grande que l'unité, ceci peut avoir comme conséquence que l'antenne est sans effets nuisibles en employant des matériaux à constante diélectrique élevée de même taille [10] [11].

Selon des applications, la constante diélectrique peut demeurer un paramètre fixe. Une constante diélectrique élevée maintiendra le confinement des ondes dans la structure, alors qu'une basse constante diélectrique aura comme conséquence une radiation plus efficace. Si cette constante diélectrique a une valeur élevée, des modes de surfaces peuvent apparaître à l'interface "air-diélectrique". Les ondes de surfaces sont des modes transverses électriques (TM) et transverses magnétiques (TE) qui se propagent dans le substrat au-delà des extrémités de la plaque conductrice [12]. Ces modes ont des fréquences de coupure qui sont différentes de celles de la fréquence de résonance du mode dominant de l'antenne. Les

ondes de surfaces deviennent un problème quand leur fréquence de coupure est inférieure à la fréquence de résonance de l'antenne [12].

La fréquence de résonance d'un résonateur microruban, qui s'est avérée fortement dépendante de la constante diélectrique du substrat (*équations (1) et (2)*), reste un facteur très important à déterminer dans la conception de ce dernier. Certains travaux ont précisé que les substrats uni-axialement anisotropes sont employés pour des résonateurs, destinés à la circuiterie imprimée [13] [14].

Cependant, des études concernant le calcul de la fréquence de résonance des résonateurs microrubans, implantés sur substrat d'une anisotropie uniaxiale [15], ont prouvé que ce type de support ne présente aucune influence majeure sur le facteur de qualité, et la largeur de la bande passante, qui sont déduits de la fréquence de résonance complexe. Pour ces raisons d'autres études ont été orientées vers les supports dotés d'anisotropies positives et négative [15]-[17], ou bi-isotropes [18]-[21].

Nous verrons dans cette partie de notre étude, que le choix du paramètre de chiralité d'une part et l'anisotropie uniaxiale de la perméabilité d'autre part, introduisent une variation importante sur les différents paramètres d'un résonateur microruban monocouche.

Nous utilisons l'approche spectrale (S D A), qui est intensivement employée dans l'analyse et la conception des structures planaires. Dans une telle approche, la fonction spectrale tensorielle de Green, qui relie les champs électriques tangentiels et les courants respectifs des différents conducteurs, devrait être déterminée. Beaucoup de techniques ont été proposées pour l'évaluation de cette fonction [22]-[24].

L'analyse des résonateurs microrubans a connu une progression considérable, Dès que *T. Itoh* et *W. Menzel* ont proposé une nouvelle méthode d'analyse des structures microbandes [24]. Cette méthode qui est opérée dans le domaine spectral est qualifiée

comme étant rigoureuse, parce qu'elle tient compte de tous les phénomènes d'ondes associés à la structure. L'analyse est basée sur une équation intégrale utilisant la fonction tensorielle de Green et la méthode des moments comme outil de résolution.

Malgré le nombre considérable d'avantages qu'offre la méthode d'équation intégrale, elle souffre de quelques inconvénients notamment :

- un temps de calcul important.
- la précision exigée sur la détermination des éléments de la matrice impédance (éléments de la matrice de GREEN).

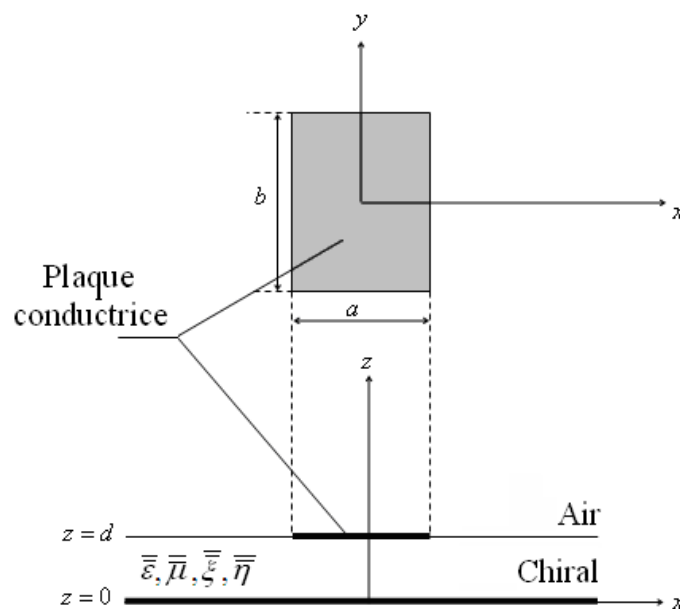


Figure I.1. Plaque conductrice implantée sur chiral.

Le problème des solutions parasites peut être évité par un choix convenable des fonctions de base. Ces fonctions sont en rapport directe avec le mode considéré. Il est préférable d'avoir des fonctions de base ayant des transformées de Fourier analytiques.

Dans la conception des résonateurs microrubans, il serait utile parfois d'avoir des modèles de simulation rapide, il est possible d'obtenir des formules de régression [25] pour certaines caractéristiques du résonateur, ces formules reproduisent rapidement les caractéristiques du résonateur avec une tolérance très acceptable.

Notre travail, consiste en une évaluation du tenseur de Green d'un résonateur imprimé sur substrat bi-anisotrope (figure I.1). En mettant le système d'équations sous une forme matricielle, dont la résolution numérique définit la fréquence de résonance complexe du résonateur étudié.

I.2. Théorie :

L'idée d'utiliser des matériaux chiraux comme des substrats et des superstrats dans la conception des antennes imprimées, a été présentée la première fois par *Engheta* [26] et le terme "*chirostrip*" a été alors inventé. Dans la littérature est montré que la puissance d'onde de surface peut généralement être réduite quand un substrat chiral est employé pour des antennes destinées à la circuiterie imprimée [27].

I.2.1 Equations de Maxwell :

Des matériaux chiraux composés, qui mettent en évidence les effets chiraux aux hyperfréquences ont été conçus dans beaucoup de travaux, tels que : [28] [29]. Les milieux chiraux considérés dans notre travail ont une gyrotropie non homogène, et peuvent être caractérisés par un ensemble de relations constitutives [30] [31] :

$$\vec{B} = \overline{\overline{\mu}}\vec{H} + \frac{\overline{\overline{\xi}}}{c_0}\vec{E} \quad (3)$$

$$\vec{D} = \overline{\overline{\epsilon}}\vec{E} + \frac{\overline{\overline{\eta}}}{c_0}\vec{H} \quad (4)$$

c_0 étant la vitesse de la lumière.

Où les tenseurs, perméabilité, permittivité sont d'une anisotropie uniaxiale, et les éléments magnéto-électriques sont respectivement donnés comme suit :

$$\overline{\overline{\mu}} = \begin{bmatrix} \mu_t & 0 & 0 \\ 0 & \mu_t & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \quad (5.a)$$

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \epsilon_t & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_t & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} \quad (5.b)$$

$$\bar{\bar{\xi}} = \bar{\bar{\eta}} = j \begin{bmatrix} 0 & \xi & 0 \\ -\xi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.c)$$

Et \bar{E} , \bar{H} , \bar{D} et \bar{B} sont respectivement le champ électrique, magnétique et les inductions électrique et magnétique, pour une harmonique d'excitation en temps ($e^{-i\omega t}$).

Dans ces relations, les paramètres magnéto-électriques supplémentaires ξ et η , présentent la chiralité du matériel. Des problèmes fondamentaux nombreux utilisant les matériaux chiraux ont été étudiés et plusieurs circuits optiques et microondes ont été présentés [32]-[35]. D'un point de vue physique, la chiralité présentée par les paramètres magnéto-électriques ξ et η , sont une mesure qui représente l'accouplement entre les effets électriques et magnétiques. Et d'un point de vue opérationnel, les degrés de liberté supplémentaires accordés par ξ et η , permettent la mise sur forme des propriétés matérielles et présentent une multitude de nouveaux phénomènes et dispositifs et composants originaux.

1.2.2 Matrices de transferts TM et TE correspondantes à la couche chiral :

Partant des équations de Maxwell dans le domaine de Fourier, nous pouvons montrer que les champs transverses dans le chiral peuvent s'écrire en fonction des composantes longitudinales \tilde{E}_z et \tilde{H}_z selon les équations matricielles suivantes :

$$\tilde{\bar{E}}_S(\bar{\kappa}_s, z) = \begin{bmatrix} \tilde{E}_S^e(\bar{\kappa}_s, z) \\ \tilde{E}_S^h(\bar{\kappa}_s, z) \end{bmatrix} = \frac{1}{\kappa_s} \bar{F}(\bar{\kappa}_s, \bar{r}_s) \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j \frac{\epsilon_z}{\epsilon_t} \frac{1}{\kappa_s} \left(\kappa_0 \xi + \frac{\partial}{\partial z} \right) & 0 \\ 0 & \frac{\omega \mu_0 \mu_z}{\kappa_s} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_z \\ \tilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (6)$$

$$\widetilde{H}_S(\bar{\kappa}_s, z) = \begin{bmatrix} \widetilde{H}_S^e(\bar{\kappa}_s, z) \\ \widetilde{H}_S^h(\bar{\kappa}_s, z) \end{bmatrix} = \frac{1}{\kappa_s} \bar{F}(\bar{\kappa}_s, \bar{r}_s) \begin{bmatrix} \widetilde{H}_y \\ -\widetilde{H}_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z}{\kappa_s} & 0 \\ 0 & j \frac{\mu_z}{\mu_t} \frac{1}{\kappa_s} \left(\kappa_0 \xi + \frac{\partial}{\partial z} \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \widetilde{E}_z \\ \widetilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$\text{Avec : } \bar{F}(\bar{\kappa}_s, \bar{r}_s) = \begin{bmatrix} \kappa_x & \kappa_y \\ \kappa_y & -\kappa_x \end{bmatrix} \quad (8)$$

Où $\bar{F}(\bar{\kappa}_s, \bar{r}_s) \Big|_{\bar{r}_s=0}$ est le vecteur Kernel, \widetilde{E}_S et \widetilde{H}_S sont exprimés selon les modes TM, TE.

1.2.3 Composantes longitudinales et transversales :

En considérant la résolution de l'équation d'onde, nous exprimons les composantes longitudinales des champs électriques et magnétiques dans les milieux chiraux selon les expressions suivantes:

$$\widetilde{E}_z(\kappa_s, z) = A^e e^{j\kappa_z^e z} + B^e e^{-j\kappa_z^e z} \quad (9)$$

$$\widetilde{H}_z(\kappa_s, z) = A^h e^{j\kappa_z^h z} + B^h e^{-j\kappa_z^h z} \quad (10)$$

Avec :

$$\kappa_z^{e2} = \kappa_0^2 (\varepsilon_t \mu_t - \xi^2) - \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_s} \kappa_s^2 \quad (11)$$

$$\kappa_z^{h2} = \kappa_0^2 (\varepsilon_t \mu_t - \xi^2) - \frac{\mu_t}{\mu_z} \kappa_s^2 \quad (12)$$

$$\kappa_s^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2 \quad (13)$$

Où les coefficients spectraux : A^e , A^h , B^e et B^h sont fonction des variables κ_s , κ_z^e et κ_z^h . Ces derniers sont respectivement les constantes de la propagation des modes TM et TE. Selon les équations précédentes nous obtenons les expressions des composantes tangentielles des champs :

$$\widetilde{E}_S(\kappa_s, z) = \begin{bmatrix} \widetilde{E}^e(\kappa_s, z) \\ \widetilde{E}^h(\kappa_s, z) \end{bmatrix} = e^{j\bar{\kappa}_z z} \bar{A}(\kappa_s) + e^{-j\bar{\kappa}_z z} \bar{B}(\kappa_s) \quad (14)$$

$$\tilde{H}_S(\kappa_s, z) = \begin{bmatrix} \tilde{H}^e(\kappa_s, z) \\ \tilde{H}^h(\kappa_s, z) \end{bmatrix} = e^{j\bar{\kappa}_z z} \bar{g}(\kappa_s) \bar{A}(\kappa_s) + e^{-j\bar{\kappa}_z z} \bar{h}(\kappa_s) \bar{B}(\kappa_s) \quad (15)$$

Où:

$$\bar{\kappa}_z = \begin{bmatrix} \kappa_z^e & 0 \\ 0 & \kappa_z^h \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\bar{A}(\kappa_s) = \begin{bmatrix} j \frac{1}{\kappa_s^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t} (-\kappa_0 \xi + j\kappa_z^e) A^e \\ \frac{1}{\kappa_s^2} \omega \mu_0 \mu_z A^h \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$\bar{B}(\kappa_s) = \begin{bmatrix} -j \frac{1}{\kappa_s^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t} (\kappa_0 \xi + j\kappa_z^e) B^e \\ \frac{1}{\kappa_s^2} \omega \mu_0 \mu_z B^h \end{bmatrix} \quad (18)$$

$$\bar{g}(\kappa_s) = \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_t}{j(-\kappa_0 \xi + j\kappa_z^e)} & 0 \\ 0 & \frac{j(\kappa_0 \xi + j\kappa_z^h)}{\omega \mu_0 \mu_t} \end{bmatrix} \quad (19)$$

$$\bar{h}(\kappa_s) = \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_t}{j(-\kappa_0 \xi - j\kappa_z^e)} & 0 \\ 0 & \frac{j(\kappa_0 \xi - j\kappa_z^h)}{\omega \mu_0 \mu_t} \end{bmatrix} \quad (20)$$

Pour un milieu électrique non magnétique présentant une anisotropie bi-axiale au niveau de la permittivité, les expressions précédentes se réduisent à celles développés dans [17].

1.2.4 Évaluation du tenseur de Green :

Après étude des conditions aux limites imposées par la structure on aboutit à l'expression, sous sa forme compacte, de la fonction dyadique de Green :

$$\bar{G}(\kappa_s) = \begin{bmatrix} G^e & 0 \\ 0 & G^h \end{bmatrix} = \frac{1}{j\omega \varepsilon_0} \cdot \begin{bmatrix} \frac{N^e}{D^e} \kappa_z \kappa_z^e & 0 \\ 0 & \frac{1}{D^h} \kappa_0^2 \mu_t \end{bmatrix} \cdot \sin(\bar{\kappa}_z d) \quad (21)$$

Où:

$$N^e = \frac{1}{\kappa_z^e} \left(\kappa_0^2 \varepsilon_t \mu_t - \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_z} \kappa_s^2 \right) \quad (22)$$

$$D^e = \kappa_z^e \kappa_z \varepsilon_t \cos(\kappa_z^e d) + j \left(\kappa_0^2 \varepsilon_t \mu_t - \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_z} \kappa_s^2 - j \kappa_z \kappa_0 \xi \varepsilon_t \right) \sin(\kappa_z^e d) \quad (23)$$

$$D^h = \kappa_z^h \cos(\kappa_z^h d) + j (\kappa_z \mu_t - j \kappa_0 \xi) \sin(\kappa_z^h d) \quad (24)$$

1.2.5 Solution de l'équation intégrale :

Le champ électrique tangentiel dû aux courants surfaciques J est exprimé par

$$\mathbf{E}_s(r_s) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} d\kappa_s \overline{\mathbf{F}}(\kappa_s, r_s) \cdot \overline{\mathbf{G}}(\kappa_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}(\kappa_s) \quad (25)$$

La condition de bord, impliquant que le champ électrique tangentiel total s'annule sur la plaque microbande, est donnée par la relation suivante :

$$\iint_{-\infty}^{\infty} d\kappa_s \overline{\mathbf{F}}(\kappa_s, r_s) \cdot \overline{\mathbf{G}}(\kappa_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}(\kappa_s) = \mathbf{0} \quad (26)$$

L'application, dans le domaine de Fourier, de la procédure de Galerkin conforme à la méthode des moments permet de réduire l'équation intégrale (26) en une équation matricielle, Où les courants surfaciques J sur la plaque sont développés en une série finie de fonctions de base J_{xn} et J_{ym} selon l'expression :

$$\mathbf{J}(r_s) = \sum_{n=1}^N a_n \begin{bmatrix} J_{xn}(r_s) \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^M b_m \begin{bmatrix} 0 \\ J_{ym}(r_s) \end{bmatrix} \quad (27)$$

Avec a_n et b_n les coefficients du développement modal.

En substituant les transformées vectorielles données par (27) dans (26). Ensuite, l'équation résultante est testée par le système de fonctions de base qui ont été utilisées dans le développement du courant sur la plaque. Par conséquent, l'équation intégrale (26) se trouve réduite au système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} (\overline{\mathbf{B}}_1)_{N \times N} & (\overline{\mathbf{B}}_2)_{N \times M} \\ (\overline{\mathbf{B}}_3)_{M \times N} & (\overline{\mathbf{B}}_4)_{M \times M} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (\mathbf{a})_{N \times 1} \\ (\mathbf{b})_{M \times 1} \end{bmatrix} = \mathbf{0} \quad (28)$$

Où :

$$(\overline{\mathbf{B}}_1)_{kn} = \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_s \frac{1}{\kappa_s^2} [\kappa_x^2 G^e + \kappa_y^2 G^h] \tilde{\mathcal{J}}_{xk}(-\kappa_s) \tilde{\mathcal{J}}_{xn}(\kappa_s) \quad (29)$$

$$(\overline{\mathbf{B}}_2)_{km} = \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_s \frac{\kappa_x \kappa_y}{\kappa_s^2} [G^e - G^h] \tilde{\mathcal{J}}_{xk}(-\kappa_s) \tilde{\mathcal{J}}_{ym}(\kappa_s) \quad (30)$$

$$(\overline{\mathbf{B}}_3)_{ln} = \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_s \frac{\kappa_x \kappa_y}{\kappa_s^2} [G^e - G^h] \tilde{\mathcal{J}}_{yl}(-\kappa_s) \tilde{\mathcal{J}}_{xn}(\kappa_s) \quad (31)$$

$$(\overline{\mathbf{B}}_4)_{lm} = \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_s \frac{1}{\kappa_s^2} [\kappa_y^2 G^e + \kappa_x^2 G^h] \tilde{\mathcal{J}}_{yl}(-\kappa_s) \tilde{\mathcal{J}}_{ym}(\kappa_s) \quad (32)$$

Dans (27)-(30), $\tilde{\mathcal{J}}_{xn}$ et $\tilde{\mathcal{J}}_{ym}$ sont les transformées respectives scalaires de Fourier de J_{xn} et J_{ym} . Afin d'obtenir une solution non triviale de (28), nous imposons une annulation du déterminant de la matrice $\overline{\mathbf{B}}$, donc la détermination de la fréquence de résonance et la bande passante du résonateur.

1.2.6 Fréquence de Résonance et facteur de qualité

L'équation (28) possède une solution non triviale uniquement dans le cas où [1] [36] [37]:

$$\det(\overline{\mathbf{B}}(\omega)) = 0 \quad (33)$$

Cette situation résume les conditions de résonance au niveau de la plaque conductrice. La condition (33) est appelée équation caractéristique. Elle est généralement vérifiée par une fréquence complexe $f = f_r + if_i$.

f_r : La fréquence de résonance réelle.

f_i : La fréquence de résonance imaginaire.

La détermination du coefficient de qualité permet d'avoir une information sur la capacité de l'antenne en rayonnement ou le filtre en filtrage, et la puissance fournie par la source. Le rendement est déterminé alors à partir de la comparaison entre la valeur idéale du coefficient de qualité noté Q_r , calculée sans les pertes et celle mesurée.

Dans le cas où que les pertes par rayonnement sont prises en considération, le facteur de qualité et la bande passante sont définis dans ce cas par [16] [38] [39] :

$$Q = f_r / (2f_i) \quad (34)$$

$$BP = 1/Q \quad (35)$$

1.2.6.a. Evaluation numérique des éléments de la matrice impédance :

Pour évaluer les éléments de la matrice impédance de (28), on procède à un changement de variable qui nous mène d'un système d'axes cartésien (κ_x, κ_y) à un système d'axes polaire (β, α) , i.e.,

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_s = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_x d\kappa_y = \int_0^{\infty} d\kappa_s \kappa_s \int_0^{2\pi} d\varphi \quad (36)$$

Ce changement de variable a pour avantage de transformer la double intégrale infinie en une seule intégrale infinie et une autre finie.

On note aussi que les intégrantes sont singulières quand D^h ou D^e s'annulent. Ces singularités ou pôles correspondent aux ondes de surface.

Dans l'évaluation numérique de l'intégrale infinie, ces pôles doivent être évités. La méthode classique utilisée pour détourner ces singularités est de déformer le contour d'intégration selon l'axe des réels par le contour C_1 (figure I.2), qui contourne les pôles par des petits demi-cercles. Cette méthode donne des résultats satisfaisants pour la première

fréquence de résonance des patches à épaisseur de substrat faible, en outre il n'y a qu'un seul pôle à localiser (i.e., une onde de surface TM associée à $D^e = 0$).

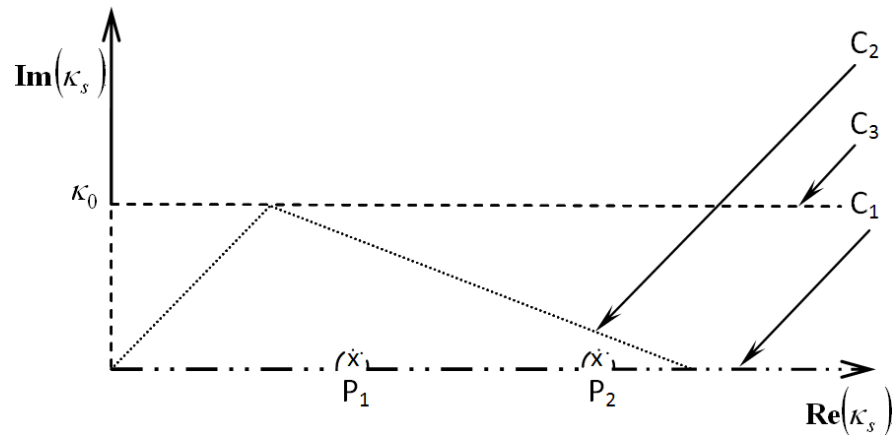


Figure I.2. Chemin d'intégration dans le plan κ_s .

Cependant, quand la fréquence de résonance augmente, l'épaisseur du substrat devrait être épaisse, donc plusieurs pôles apparaissent. Dans ce cas, en plus du problème de la location de tous les pôles, l'élaboration analytique des intégrales autour des demi-cercles peut se compliquer si deux ou plusieurs pôles sont très proches [40].

Ces problèmes peuvent être entièrement évités en déformant le contour C_1 selon C_2 [40] [41], ou selon le contour C_3 [42]. Il reste nécessaire d'évaluer l'intégrale dans le plan complexe pour inclure l'effet des ondes de surface qui sont juste au-dessus de l'axe réel (pour une formulation en $e^{i\omega t}$), l'intégrale est ainsi calculée le long d'un chemin au-dessus de l'axe des réels (figure I.2). L'avantage de cette méthode est que les ondes de surface sont incluses dans les calculs sans qu'une détermination des pôles ou la location de ceux-ci ne soient nécessaire. La longueur du chemin d'intégration est soumise au critère de convergence des résultats numériques. Une longueur d'environ $50 \kappa_0$ a été trouvée suffisante pour une convergence numérique acceptable.

1.2.6.b. Choix des fonctions de base et convergence

Théoriquement, il existe plusieurs systèmes de fonctions de base, mais dans la pratique on utilise qu'un nombre limité. Ces fonctions de base sont en rapport direct avec la géométrie de la plaque conductrice. Afin de minimiser l'effort de calcul, on choisit les fonctions dont la variation reflète et ressemble à celle de la solution prévue. Pour cela les fonctions de base sans singularités sur les bords issues du modèle de la cavité simple sont les plus utilisées [43] :

$$J_{xn} = \sin\left[\frac{n_1\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{n_2\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \quad (37)$$

$$J_{ym} = \sin\left[\frac{m_2\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{m_1\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \quad (38)$$

Les courants donnés par les équations (37) et (38) sont définis uniquement sur la plaque conductrice et nuls en dehors de cette dernière. n_1, n_2, m_1 et m_2 sont des nombres entiers. Le choix de n_1, n_2, m_1 et m_2 dépend du mode étudié, dans notre cas nous nous intéressons au mode TM_{01} qui possède un courant dominant dans la direction des y. Les courants J_{xn} et J_{ym} dans (37) et (38) vérifient les conditions sur les bords [44] [45] à savoir que : la composante tangentielle est maximale alors que la normale s'annule. Il a été montré que L'utilisation des singularités sur les bords n'est pas une condition nécessaire pour obtenir la convergence [25] [43], aussi il a été reporté dans cette dernière référence que les fonctions de base sans singularités garantissent une convergence plus rapide. C'est pourquoi les fonctions de base données par les équations (37) et (38) sont utilisées dans ce travail.

1.2.6.c.Effet du substrat anisotrope

L'influence des deux paramètres constitutifs du chiral est étudiée, telle que : la chiralité et l'anisotropie uniaxiale magnétique du substrat sur la fréquence complexe et la bande passante d'un résonateur microbande. Afin de valider notre programme et résultats

obtenus, des comparaisons ont été menées par rapport à ceux d'un cas de diélectrique isotrope présenté dans la littérature.

Les figures ci-dessous montrent les fréquences réelles, et imaginaires normalisées ainsi que la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat bi-anisotrope, d'un résonateur microruban monocouche, comparativement à celles trouvées dans la littérature où ($\epsilon_x=\epsilon_z=2.35$ et $\epsilon_x=\epsilon_z=7$). Pour mettre en apparence l'effet de la chiralité et la perméabilité, nous avons varié les paramètres constitutifs comme suit :

L'élément magnétoélectriques $\eta=\xi$ sont pris égale à $(-1, 0, \text{ et } 1)$. La perméabilité est choisie suivant l'anisotrope positive et négative selon respectivement les valeurs : ($\mu_t=0.8, \mu_z=1$) et ($\mu_t=1.2, \mu_z=1$). L'anisotropie uniaxiale est obtenue par le changement de μ_t tout en gardant μ_z constante.

Pour mettre en évidence l'effet des paramètres constitutifs de la couche diélectrique chiral, nous pouvons considérer la forme asymptotique de la fréquence de résonance, lorsque la couche d est électriquement faible. Cependant la fonction dyadique de Green prend la forme suivante :

$$\overline{\mathbf{G}}(\boldsymbol{\kappa}_s) \xrightarrow{d_1 \rightarrow 0} \frac{d_1}{j\omega\epsilon} \begin{bmatrix} \kappa_0^2 \mu_{t,1} - \frac{1}{\epsilon_{z,1}} \kappa_s^2 & 0 \\ 0 & \mu_{t,1} \kappa_0^2 \end{bmatrix} \quad (39)$$

Certains auteurs tels que *Chew* [16], ont montré qu'une seule fonction de base sinusoïdale ($N=0, M=1$) était suffisante pour obtenir une excellente convergence des résultats. Dans ce cas, la distribution du courant sur la plaque conductrice serait donnée par :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}_s) = b_1 \begin{bmatrix} 0 \\ J_{y1}(\mathbf{r}_s) \end{bmatrix} = b_1 \begin{bmatrix} 0 \\ \sin \left[\frac{\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \end{bmatrix} \quad (40)$$

Et l'équation caractéristique pour les fréquences de résonance selon l'expression :

$$(\overline{\mathbf{B}}_4)_{11} = \frac{d_1}{j\omega\varepsilon} \int_{-\infty}^{+\infty} d\kappa_s \left[\kappa_0^2 \mu_{t,1} - \frac{1}{\varepsilon_{z,1}} \kappa_y^2 \right] \tilde{\mathcal{J}}_{y1}(-\kappa_s) \tilde{\mathcal{J}}_{y1}(\kappa_s) = 0 \quad (41)$$

La fonction \mathcal{J}_{y1} possède une transformée de Fourier analytique, donnée par

$$\tilde{\mathcal{J}}_{y1}(\kappa_s) = \pi b \frac{\sin(\kappa_x \frac{a}{2}) \cos(\kappa_y \frac{b}{2})}{\kappa_x \left(\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\kappa_y \frac{b}{2}\right)^2 \right)} \quad (42)$$

En utilisant l'expression asymptotique de $\overline{\mathbf{G}}$ donnée par (39) et compte tenu de (42), l'équation (41) devient :

$$\kappa^2 \mu_{t,1} I_1 - \frac{4}{\varepsilon_z b^2} I_2 = 0 \quad (43)$$

Où

$$I_1 = \int_0^{\infty} d\kappa_y \frac{\cos^2 \kappa_y}{\left[\kappa_y^2 - (\pi/2)^2 \right]^2} \quad \text{et} \quad I_2 = \int_0^{\infty} d\kappa_y \frac{\kappa_y^2 \cos^2 \kappa_y}{\left[\kappa_y^2 - (\pi/2)^2 \right]^2} \quad (44)$$

En utilisant l'intégration de contour, nous résolvons analytiquement les intégrales (44) [17]

$$I_1 = \frac{1}{\pi} \quad \text{et} \quad I_2 = \frac{\pi}{4} \quad (45)$$

En substituant (45) dans (43), nous aurons une estimation pour la fréquence de résonance, exprimée par :

$$f_r = \frac{c}{2b\sqrt{\varepsilon_z \mu_t}} \quad (46)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Dans le cas isotrope non magnétique l'équation (46) se limite à celle démontrée dans [9], et pour le cas d'un milieu magnétique elle se réduit à celle prouvée dans [10]. Alors que dans ce cas la formule résultante donne une idée sur l'effet des paramètres ε_z et μ_t sur la fréquence de résonance du résonateur. Il est clair que cette dernière dépend de la permittivité le long de l'axe optique et la composante perpendiculaire de la perméabilité à cet axe dans le cas limite d'un substrat

mince. Nous pouvons pour ce cas de résonateurs améliorer leurs performances en traitant uniquement les deux composantes ε_z et μ_t .

I.2.7 Résultats :

L'effet des éléments constitutifs du milieu chiral, sur la fréquence de résonance complexe et la largeur de la bande passante a été étudié. Le substrat référence est considéré isotrope avec la constante diélectrique relative choisie comme suit : $\varepsilon_x=\varepsilon_z=7$ et $\varepsilon_x=\varepsilon_z=2.35$.

Les dimensions de la plaque rayonnante rectangulaire sont de 1 cm, 1.5 cm. La fréquence de résonance complexe et la largeur de bande passante sont tracées en fonction de l'épaisseur de substrat pour différentes valeurs de chiralité et différentes anisotropies magnétiques. La normalisation est par rapport à la fréquence f_0 qui est obtenue à partir du mode fondamental : $f_r = \frac{c}{2b\sqrt{\varepsilon_z}}$.

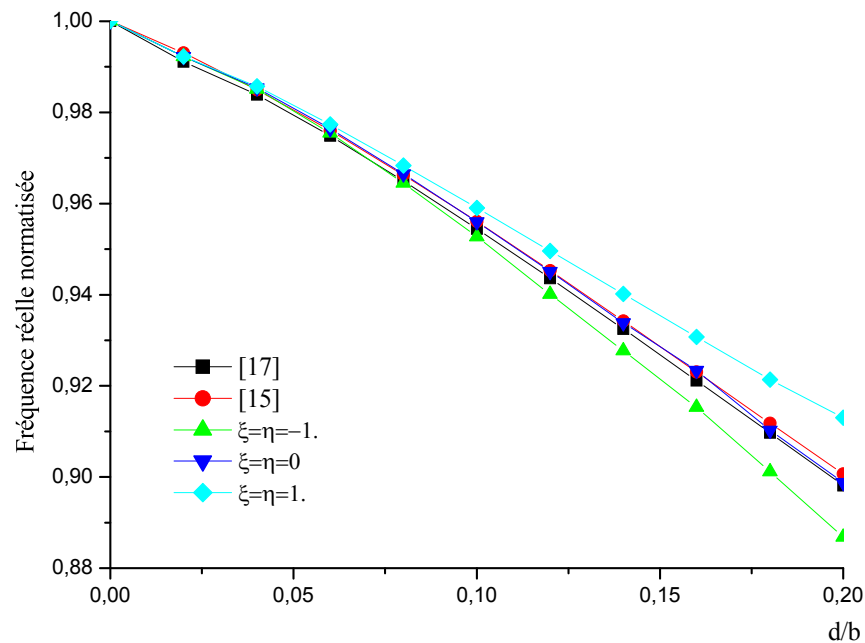


Figure I.3. Comparaison de la partie réelle de la fréquence de résonance complexe avec celle de [15] et

[17], $a=1.5\text{cm}$, $b=1\text{cm}$, $\varepsilon_r=7$.

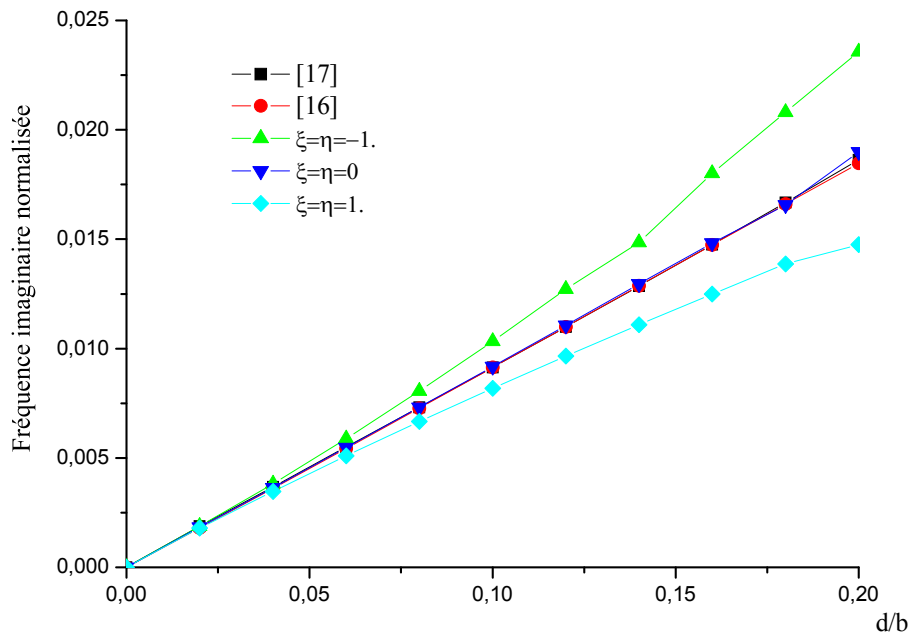


Figure I. 4. Comparaison de la partie imaginaire de la fréquence de résonance complexe avec celle de [16] et [17], $a=1.5\text{cm}$, $b=1\text{cm}$, $\varepsilon_r=7$.

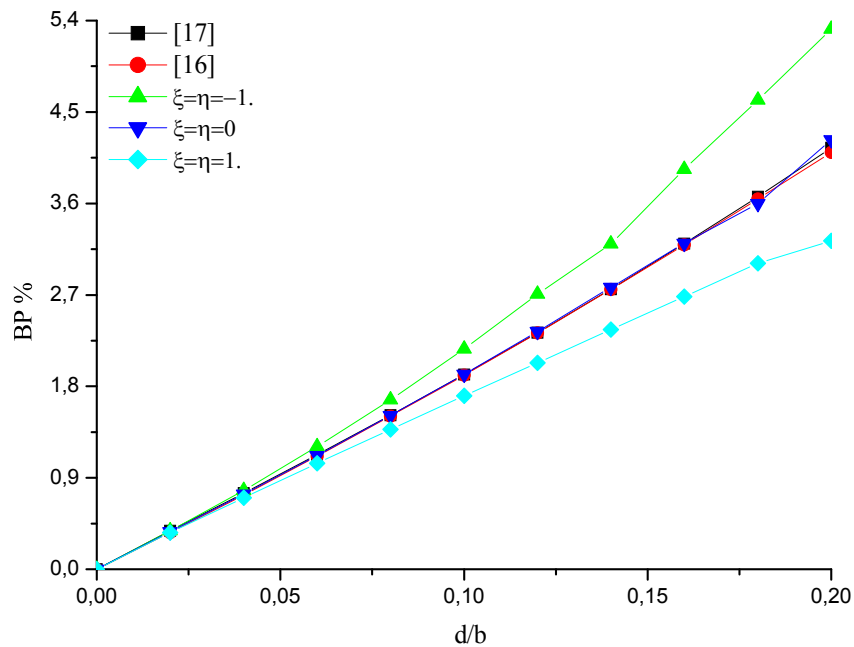


Figure I. 5. Comparaison de la bande passante avec celle de [16] et [17]. $a=1.5\text{cm}$, $b=1\text{cm}$, $\varepsilon_r=7$.

D'après les figures I.3 et 8, nous notons ce qui suit :

L'effet de chiralité n'est remarquable que pour des couches épaisses, alors que pour des couches infiniment petites cet effet est inapparent, ce qui est confirmé par l'expression de la forme asymptotique de la fréquence de résonance donné par la formule (46).

Les résultats numériques illustrés par les figures I.3-8 montrent que pour des valeurs positives de chiralité ($\xi=\eta=1$), une augmentation de la fréquence réelle et une diminution de celle imaginaire sont visibles, ce qui conduit à une forte diminution de la bande passante et une augmentation du facteur de qualité. Et inversement pour le cas d'un coefficient de chiralité négative ($\xi=\eta=-1$), pour des couches plus épaisses du chiral, cet effet devient de plus en plus fort.

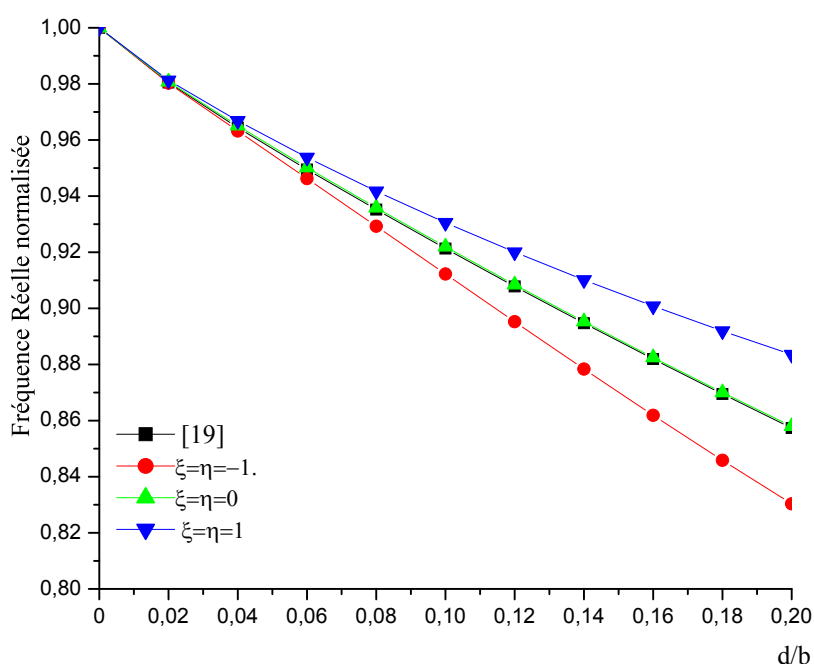


Figure I.6. Comparaison de la fréquence de résonance réelle avec celle de [19], $a=1.5\text{cm}$, $b=1\text{cm}$, $\epsilon_r=2.35$

Ces caractéristiques obtenues sont exigées lors de la conception des cavités rayonnantes, des oscillateurs et des filtres dans le domaine des hyperfréquences. L'augmentation ou diminution des paramètres du résonateur : (f_r , f_i , BW) sont plus

importantes pour des constantes diélectriques faibles ($\epsilon=2.35$) que pour des constantes diélectriques élevées : ($\epsilon=7$).

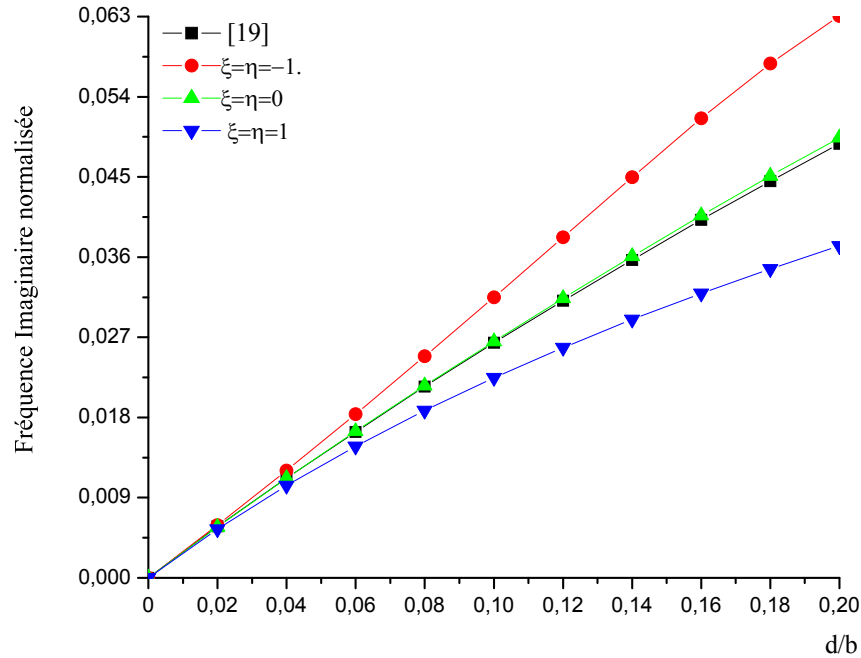


Figure I.7. Fréquence de résonance imaginaire comparée avec celle de [17], $a=1.5\text{cm}$, $b=1\text{cm}$, $\epsilon_r=2.35$.

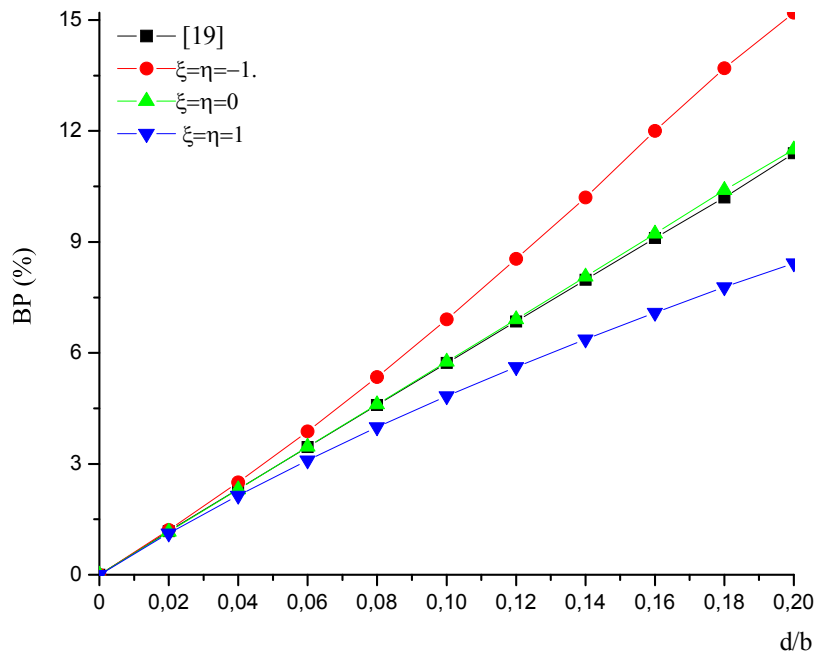


Figure I.8. Comparaison de la bande passante avec celle de [19]. $a=1.5\text{cm}$, $b=1\text{cm}$, $\epsilon_r=2.35$.

D'après les figures 1.9-11, nous remarquons que :

Dans le cas d'une perméabilité ayant comme valeur : $\mu_t=0.8 < 1$, l'effet de l'anisotropie uniaxiale de la perméabilité est nettement remarquable par une augmentation importante de la partie réelle de la fréquence de résonance, et une augmentation insignifiante de sa partie imaginaire, la bande passante subit une légère diminution.

Le cas d'une perméabilité de l'ordre ($\mu_t=1.2 > 1$) provoque des variations inverses au cas précédent.

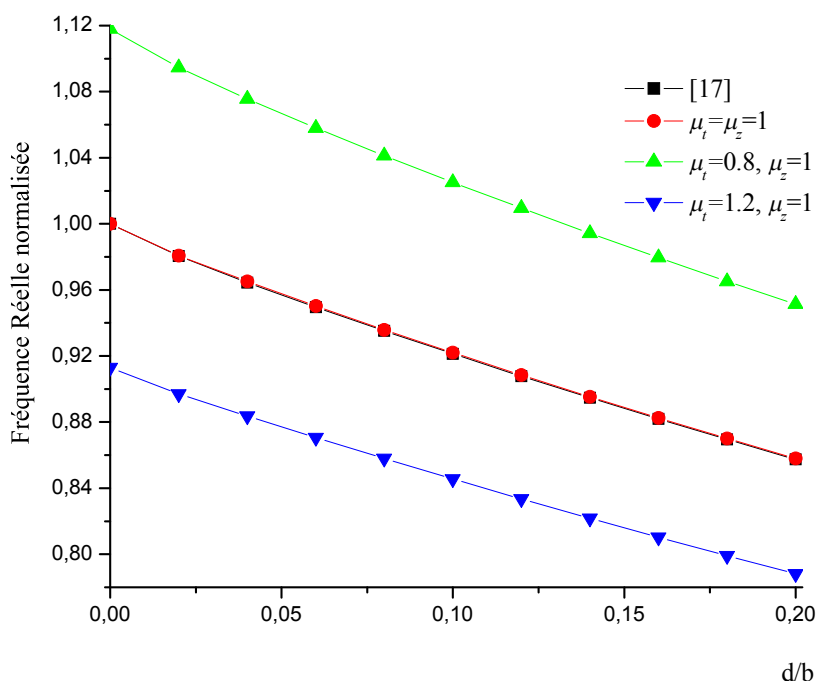


Figure 1.9. Comparaison de la partie réelle de la fréquence de résonance complexe avec celle de [17],

$$a=1.5\text{cm}, b=1\text{cm}, \varepsilon_r=2.35$$

La chiralité est active dans des couches épaisses, alors que la perméabilité influe quelque soit l'épaisseur. Cependant la combinaison de ces deux effets peut influencer sur les paramètres du résonateur tels que : (f_r, f_i, BW) comme le montre les figures 1.12-14. La chiralité augmente la bande passante avec une diminution de la fréquence de résonance et

là nous pouvons inclure une augmentation de cette dernière selon l'effet de la permittivité, accompagnée par une pareille augmentation de la bande passante.

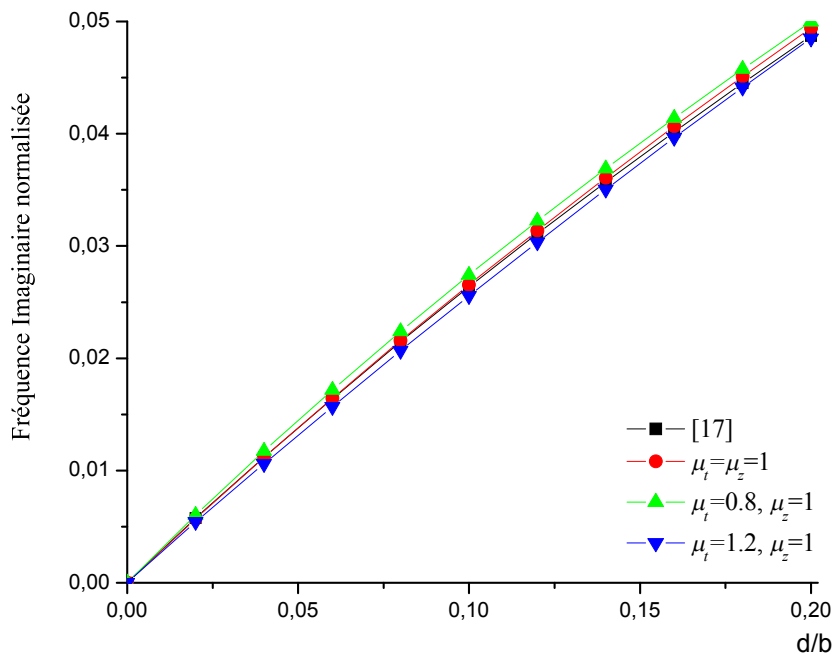


Figure I.10. Comparaison de la partie imaginaire de la fréquence de résonance complexe avec celle de [17], $a=1.5\text{cm}$, $b=1\text{cm}$, $\epsilon_r=2.35$.

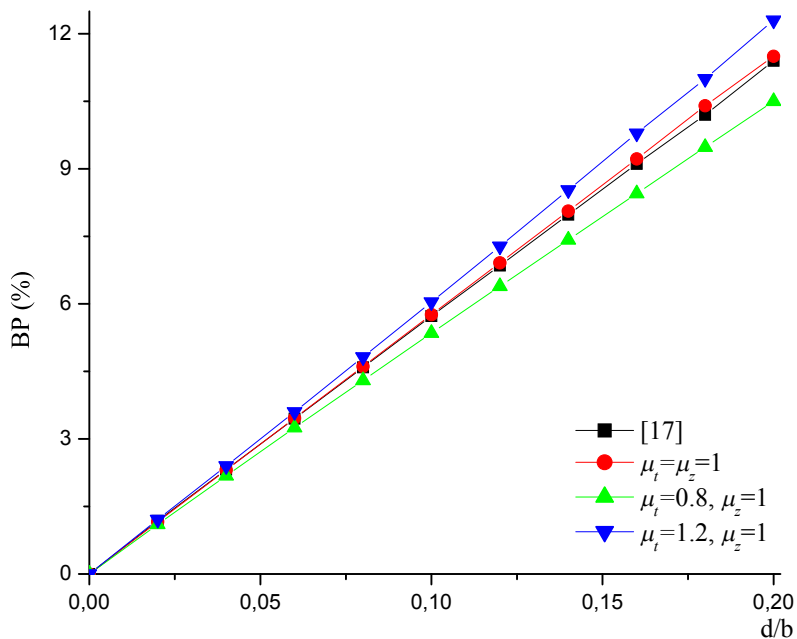


Figure I.11. Comparaison de la bande passante avec celle de [17], $a=1.5\text{cm}$, $b=1\text{cm}$, $\epsilon_r=2.35$.

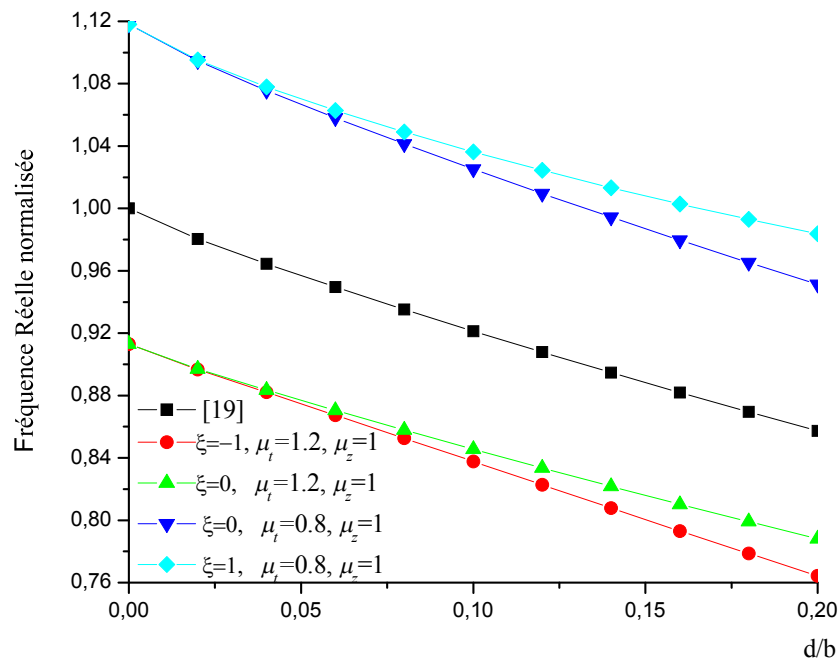


Figure I.12. Comparaison de la partie réelle de la fréquence de résonance complexe avec celle de [19].

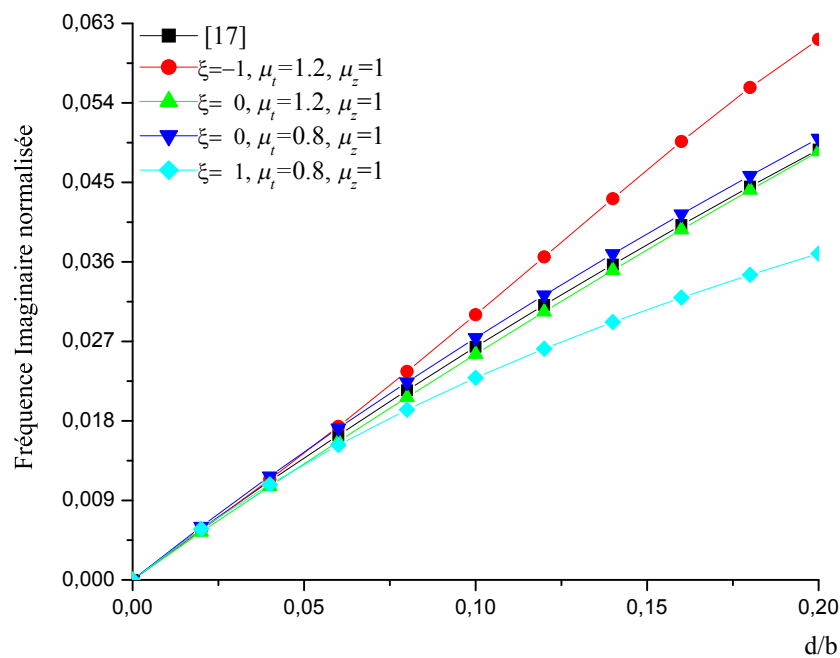


Figure I.13. Comparaison de la partie imaginaire de la fréquence de résonance complexe avec celle de [17],

$$a=1.5\text{cm}, b=1\text{cm}, \varepsilon_r=2.35,$$

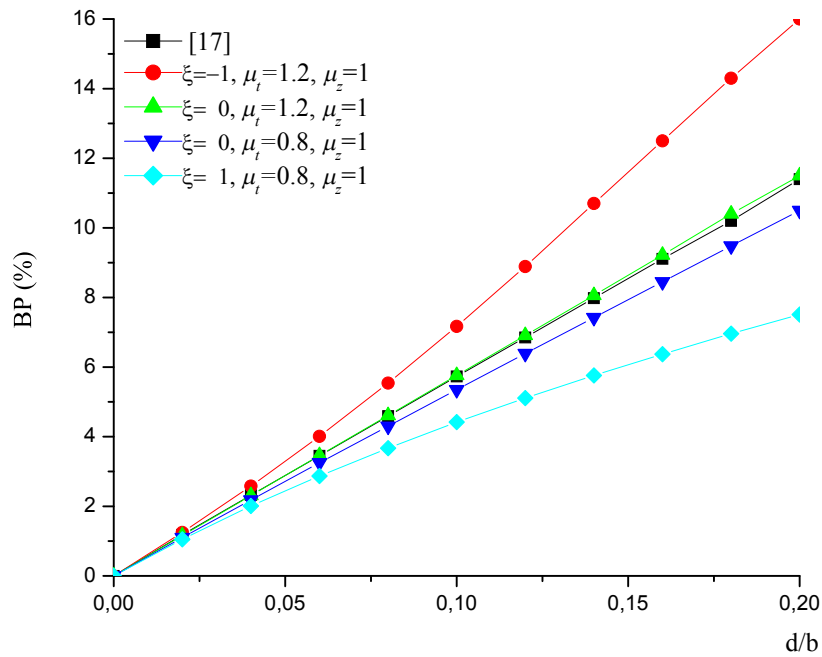


Figure I.14. Comparaison de la bande passante avec celle de [17], $a=1.5\text{cm}$, $b=1\text{cm}$, $\epsilon_r=2.35$.

D'après ce qui était dit, nous pouvons combiner les effets des trois paramètres constitutives du chiral : la permittivité, la perméabilité et les éléments magnétoélectriques, afin d'améliorer et rendre les caractéristiques et paramètres du résonateur adéquats aux diverses applications possibles telles que conceptions des filtres, des oscillateurs, des antennes ...etc.).

I.3. Ondes de surface :

Les modes des ondes de surface sont guidées par l'interface séparant deux milieux diélectriques différents [46]. Dans la conception des circuits microrubans ainsi que dans leurs applications, l'étude des ondes de surface est justifiée par l'une des deux raisons suivantes : minimiser leurs effets ou les utiliser en applications [47].

Pour analyser les caractéristiques de ces ondes produites, au niveau de l'interface plaque conductrice substrat, par la ligne d'excitation, il est essentiel en premier lieu de prendre en

considération les modes propres et leur propagation dans la couche chirale. Nous étudions la propagation de ces modes le long de l'axe Oz . Pour une telle propagation, l'interface de la structure peut être considérée comme un cas particulier de "*chirowaveguide*" [32].

Dans [31] est prouvé que dans tous les « *chirowaveguides* », les modes propres sont hybrides [32] mais pour le cas du chiral choisi une décomposition en mode TE et TM est possible [48] [49].

Leur étude serait également faite lors de l'évaluation des intégrales impropres apparaissant dans la formulation du problème d'une structure microruban par la méthode intégrale. Il serait également nécessaire, dans certaines situations, de déterminer au préalable les modes propagatifs d'ondes de surface, qui apparaissent dans une structure microruban, si on adopte la méthode spectrale et la fonction tensorielle de Green comme outil d'analyse. On peut citer à titre d'exemple le cas où l'intégration des éléments de la matrice caractéristique déduite de la méthode de Galerkin est faite sur l'axe réel des nombres d'onde [50], [51]. Par ailleurs, si on s'intéresse aux champs rayonnés par une structure microruban sans négliger le rayonnement dû aux ondes de surface, la détermination de leurs nombres d'ondes est nécessaire [52]. Or, il s'avère que la majorité des études relatives à ce sujet traitent le problème des ondes de surface comme étant une procédure de résolution de deux équations transcendantes dont les expressions apparaissent dans les dénominateurs de la fonction de Green [52]-[54]. L'étude dans le cas de structures simples, constituées d'une ou de deux couches diélectriques, ne présente pas de difficultés [55], [56]. Cependant, pour les structures constituées de plus de deux couches, l'étude devient de plus en plus compliquée, nécessitant ainsi des calculs fastidieux. Ainsi, la résolution des équations caractéristiques résultantes et le comportement asymptotique des solutions pour les faibles fréquences d'opération et faibles épaisseurs des couches diélectriques seront d'avantage plus compliqués. Les méthodes classiques n'aboutissent en

général sur des expressions simples qu'après avoir fournir des calculs algébriques importants.

1.3.1. Cas isotrope :

Les ondes de surface provoquent le rayonnement aux extrémités non rayonnantes de la structure. En outre elles peuvent conduire à l'accouplement non désiré entre les éléments rayonnants dans le cas du réseau d'antennes. La vitesse de phase des ondes de surface dépend fortement de la constante diélectrique ϵ_r et de l'épaisseur d du substrat. L'excitation des ondes de surface dans une couche diélectrique implantée sur un plan de masse a été bien étudiée [57]. Le mode dominant ayant la plus basse fréquence est le mode TM_0 , qui n'a aucune fréquence de coupure ($f_c=0$). Les fréquences de coupure pour les modes élevés (TM_n et TE_n) sont présentées par :

$$f_c = \frac{n \cdot c}{4 \cdot h \cdot \sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (47)$$

$n=0, 1, 2, \dots,$

Où c est la vitesse de la lumière, h et ϵ_r sont respectivement, l'épaisseur et la constante diélectrique du substrat.

Les fréquences de coupure pour les modes TE_n sont indiquées par les impaires $n=1, 3, 5, \dots,$ et les fréquences de coupure pour les modes de TM_n sont indiquées par les nombres pairs. Pour le mode TE_1 les valeurs calculées du rapport $d/\lambda_c^{(1)}$ sont :

$$\frac{h}{\lambda_c^{(1)}} = \frac{n}{4 \cdot \sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (48)$$

a) 0.217 pour le duroid ($\epsilon_r=2.32$),

b) 0.0833 pour l'alumine ($\epsilon_r=10$).

Ainsi, le mode d'ordre bas TE_1 est excité à 41 GHz pour le substrat épais de duroid de 1.6 mm, et à environ 39 GHz pour le substrat épais d'alumine de 0.635 mm.

L'épaisseur du substrat est choisie de sorte que le rapport h/λ_0 soit bien inférieur du rapport $h/\lambda_c^{(1)}$ (λ_0 est la longueur d'onde en espace libre à la fréquence d'opération), c.-à-d. [58]

$$h < \frac{c}{4 \cdot f_u \sqrt{\varepsilon_r - 1}} \quad (49)$$

où f_u est la plus haute fréquence dans la bande de l'opération. Noter que h devrait être choisi plus élevée possible, sous la contrainte indiquée en (49), de sorte que l'efficacité maximum soit réalisée. En outre, h doit être conforme aux substrats disponibles dans le commerce. Une autre formule pratique pour h est donnée dans [59] :

$$h < \frac{0.3 \cdot c}{2\pi \cdot f_u \sqrt{\varepsilon_r}} \quad (50)$$

Le mode TM_0 n'a aucune fréquence de coupure et est toujours présent dans une certaine mesure. L'excitation d'onde de la surface TM_0 devient appréciable quand $h/\lambda > 0.09$ ($\varepsilon_r \cong 2.3$) et quand $h/\lambda > 0.03$ ($\varepsilon_r \cong 10$). Généralement, pour supprimer le mode TM_0 , la constante diélectrique devrait être inférieure et la taille de substrat devrait être plus petite. Malheureusement, le ε décroissant augmente la taille d'antenne, alors que h décroissant mène à une limitation de l'efficacité de l'antenne et la bande de fréquence.

La réduction des ondes de surface, pour les antennes microruban implantées sur les ferrites, a été discutée par de nombreux chercheurs [60]-[64], alors que dans [65]-[67], les structures électromagnétiques de bande-espace ("*Electromagnetic band gap*" EBG), également connues sous le nom de cristaux photoniques ont été réalisées pour réduire, et dans certains cas, pour éliminer les ondes de surface, qui mènent à une augmentation de la directivité et la largeur de bande, où Yang [68] a été le premier qui a proposé les antennes à

gain élevé pourraient être obtenues par un élément rayonnant imprimé sur un 2-D matériel de PBG.

1.3.2. Cas du chiral :

Dans cette partie, le problème des ondes de surface, dans les structures microrubans simples monocouches anisotropes, est rigoureusement formulé et résolu. Les avantages de la méthode sont mis en évidence et des études comparatives ont été menées entre nos résultats et ceux obtenus.

On considère dans cette partie, la structure monocouche représentée ci-dessous. La plaque conductrice rayonnante est supprimée dans cette étude, la structure est une couche chirale sans source implantée sur un plan de masse (Figure I.15). Les ondes de surface qui prennent naissance et se propageant dans cette structure ont été étudiées.

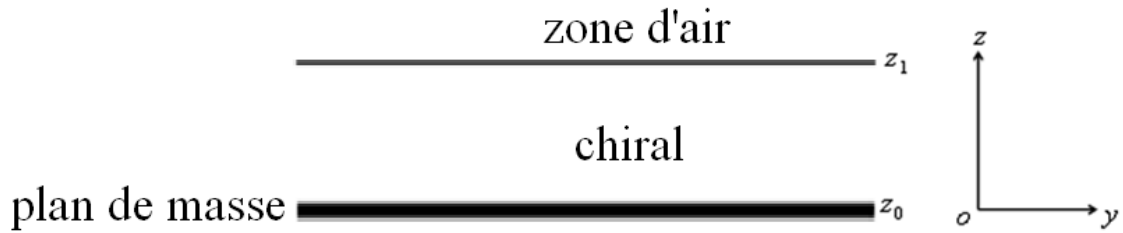


Figure I.15. Configuration de la monocouche constituée de substrat chirale

1.3.2.a. Formulation des équations caractéristiques (modales) :

En page 53, nous avons pu calculer les dénominateurs du tenseur de Green. Nous essayons de donner également les équations modales pour les ondes de surface que nous rappelons ici :

Pour les modes TM :

$$D^e = \kappa_z^e \kappa_z \varepsilon_t \cos(\kappa_z^e d) + j \left(\kappa_0^2 \varepsilon_t \mu_t - \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_z} \kappa^2 - j \kappa_z \kappa_0 \xi \varepsilon_t \right) \sin(\kappa_z^e d) = 0 \quad (51)$$

Pour les modes TE :

$$D^h = \kappa_z^h \cos(\kappa_z^h d) + j \left(\kappa_z \mu_t - j \kappa_0 \xi \right) \sin(\kappa_z^h d) = 0 \quad (52)$$

1.3.2.b. Fréquences de coupure des ondes de surface

Développement des limites asymptotiques aux basses fréquences des modes TM_0 , où les fréquences de coupure des ondes de surface sont caractérisées par $\kappa_s = \kappa$. Dans le cas limite de fréquences faibles $\kappa \rightarrow 0$. Tenant compte des équations précédentes (51) et (52), les limites asymptotiques aux basses fréquences pour les ondes de surface s'obtiennent par :

Pour le mode TM_0 , et en basse fréquence, en mettant $\lim_{\kappa_0 \rightarrow 0} \kappa_s^2 = \kappa_0^2$, l'équation (11),

devient :

$$\lim_{\kappa_0 \rightarrow 0} \kappa_z^{e2} = \kappa_0^2 \left(\varepsilon_t \mu_t - \xi^2 - \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_z} \right) \quad (53)$$

Sachant que dans ce cas $\lambda \rightarrow \kappa_0$ puisque $\kappa_s \rightarrow \kappa_0$, en remplaçant (53) dans (51), on trouve :

$$\kappa_z = -j\kappa_0^2 \frac{(\varepsilon_z \mu_t - 1)}{\varepsilon_z (1 + \kappa_0 \xi d)} d \quad (54)$$

Pour le cas isotrope l'équation (54) se réduit à $\kappa_z = -j\kappa_0^2 d \frac{(\varepsilon_z - 1)}{\varepsilon_z}$, cas démontré dans la littérature [56].

Pour le mode TE_1 , pour les basses fréquences, où $\kappa_0^2 \rightarrow 0$ et $\lim_{\kappa_0 \rightarrow 0} \kappa_s^2 = \kappa_0^2$, l'équation (12), devient alors :

$$\lim_{\kappa_0 \rightarrow 0} \kappa_z^{h2} = \kappa_0^2 \left(\varepsilon_t \mu_t - \xi^2 - \frac{\mu_t}{\mu_z} \right) \quad (55)$$

Sachant que dans ce cas $\lambda \rightarrow \kappa_0$ c'est-à-dire $\kappa_s \rightarrow \kappa_0$, en remplaçant (55) dans (52), on trouve :

$$\kappa_z = (1 - \kappa_0 \xi d) \frac{1}{\mu_t d} \quad (56)$$

Les équations des vecteurs d'onde (54) et (56) sont des formules générales du cas anisotrope à base de chiral peuvent être réduites et égales à celles obtenues par *Peixeiro* et al. [56].

Nous évaluons le développement d'une formule approchée pour le nombre d'onde TM_0 et TE_1 , $\kappa_z = -j\kappa_0^2 \mu_t \frac{1}{(1 + \kappa_0 \xi d)} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_z \mu_t}\right) d$ pour le mode TM_0 et $\kappa_z = (1 - \kappa_0 \xi d) \frac{1}{\mu_t d}$ pour le mode TE_1

L'effet de la chiralité sur les deux vecteurs d'onde est semblable, pour le cas des couches très minces, tout en rapprochant le rapport $\frac{1}{1 + \kappa_0 \xi d}$ à la valeur $1 - \kappa_0 \xi d$.

Selon l'équation $\kappa_z^2 = \kappa_0^2 - \kappa_s^2$, en remplaçant κ_z dans l'équation (53), on trouve la valeur rapprochée de :

$$\kappa_{sp}^2 = \kappa_0^2 \left(1 + \frac{\kappa_0^2 d^2 (\varepsilon_z \mu_t - 1)^2}{\varepsilon_z^2 (1 + \kappa_0 \xi d)^2} \right) \quad (57)$$

$$\lambda_{TM_0} = \kappa_0 \left(1 + \frac{\kappa_0^2 d^2}{\varepsilon_z^2 (1 + \kappa_0 \xi d)^2} (\varepsilon_z \mu_t - 1)^2 \right)^{1/2} \quad (58)$$

Et pour le mode TE_1 on a :

$$\kappa_{sp}^2 = \kappa_0^2 \left(1 - \left(\frac{(1 - \kappa_0 \xi d)^2}{\kappa_0 \mu_t d} \right)^2 \right) \quad (59)$$

$$\lambda_{TE_1} = \kappa_0 \left(1 - \left(\frac{(1 - \kappa_0 \xi d)^2}{\kappa_0 \mu_t d} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (60)$$

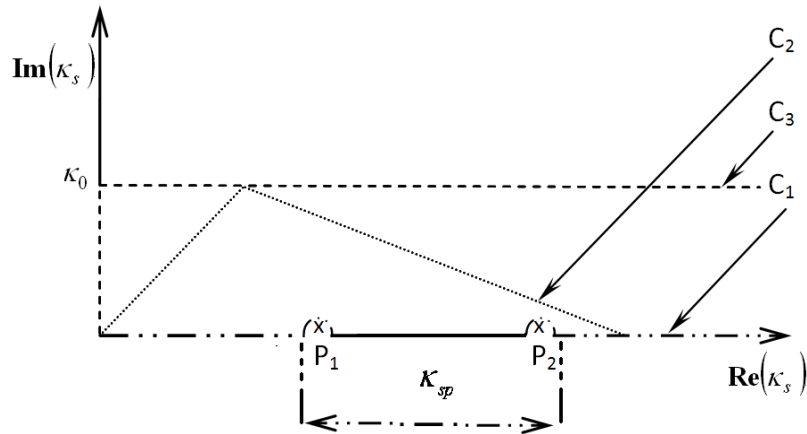


Figure I.16. Nombre d'onde approchés des ondes de surface

Les dernières équations (58) et (60) servent comme une bonne estimation initiale à l'emplacement du pôle, dans une routine standard, pour chercher la vraie solution.

L'approximation de l'emplacement du pôle au chemin d'intégration est nuisible aux évaluations numériques effectives des intégrales il est avantageux de retrancher la singularité du pôle et la réintégrer analytiquement par la suite.

Dans le cas d'un substrat épais, plusieurs pôles peuvent exister, et l'évaluation analytique des intégrales autour des demi-cercles peut devenir complexe si deux ou plusieurs pôles sont très proches les uns des autres [69]. Le nombre total des pôles est déterminé par la fréquence de travail de la structure et les paramètres dimensionnels du substrat [52] [69]. Dans le cas isotrope il est possible de prédire le nombre de pôles, tel que dans [70], si $\kappa_0 d \sqrt{\varepsilon_r - 1} < \frac{\pi}{2}$ alors le dénominateur de $G^h(\kappa_s)$ n'a aucun zéro par contre celui de $G^e(\kappa_s)$ a un seul.

Dans le cas d'une structure ayant une seule couche diélectrique isotrope soit $\varepsilon_z = \varepsilon_t = \varepsilon_r$, $\mu_z = \mu_t = 1$ et $\xi = 0$, l'égalité (59) se réduit à l'expression simple donnée par [71],[72] :

$$\kappa_{sp}^2 = \kappa_0^2 \left(1 + \kappa_0^2 d^2 \frac{(\varepsilon_r - 1)^2}{\varepsilon_r} \right)$$

En remplaçant (53) dans (51), nous obtenons la fréquence de coupure du mode TM_0 comme suit :

$$\kappa^2 = \kappa_0^2 \frac{\kappa_0 \xi d}{(1 + \kappa_0 \xi d)} \quad (61)$$

Il suffit de mettre $\kappa_z = 0$ dans les équations (51) et (52), pour déduire les fréquences de coupures des modes TE et TM, on trouve :

Pour les modes TM :

$$f_c^{TM} = \frac{n \cdot c}{4 \cdot d} \frac{1}{\sqrt{\left(\varepsilon_t \mu_t - \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t} - \xi^2 \right)}} \quad (62)$$

Où n est un nombre paire.

Pour les modes TE :

$$f_c^{TE} = \frac{c}{d} \frac{1}{\sqrt{\left(\varepsilon_t \mu_t - \xi^2 - \frac{\mu_t}{\mu_z} \right)}} \left(\frac{n}{2} - \frac{1}{2\pi} \arctan \frac{\sqrt{\left(\varepsilon_t \mu_t - \xi^2 - \frac{\mu_t}{\mu_z} \right)}}{\xi} \right) \quad (63)$$

Où n est un nombre impaire. A l'absence de la chiralité, les équations (62) et (63) deviennent :

$$f_c^{TM} = \frac{n \cdot c}{4 \cdot d} \frac{1}{\sqrt{\left(\varepsilon_t \mu_t - \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t} \right)}} \quad (64)$$

$$f_c^{TE} = \frac{2n+1}{4} \frac{c}{d} \frac{1}{\sqrt{\left(\varepsilon_t \mu_t - \frac{\mu_t}{\mu_z} \right)}} \quad (65)$$

Et dans le cas d'un diélectrique anisotrope, non magnétique, les équations (64) et (65) deviennent :

$$f_c^{TM} = \frac{n \cdot c}{4 \cdot d} \frac{1}{\sqrt{\left(\varepsilon_t - \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t} \right)}} \quad (66)$$

$$f_c^{TE} = \frac{2n+1}{4} \frac{c}{d} \frac{1}{\sqrt{(\varepsilon_t - 1)}} \quad (67)$$

Et dans le cas d'un diélectrique isotrope, les équations (66) et (67) deviennent :

$$f_c^{TM} = \frac{n \cdot c}{4 \cdot d} \frac{1}{\sqrt{(\varepsilon_r - 1)}} \quad (68)$$

$$f_c^{TE} = \frac{2n+1}{4} \frac{c}{d} \frac{1}{\sqrt{(\varepsilon_r - 1)}} \quad (69)$$

Les formes précédentes sont les mêmes formes développées dans [56] [58].

Le mode d'ordre bas TE_1 est excité à 40.77 pour un substrat Duroid épais de 1.6 mm, sans l'effet de la chiralité [58]. Par contre avec la considération d'un coefficient positif et négatif de chiralité le mode TE_1 pour la même structure est excité à 138.4 et 192.75 GHz respectivement, et à environ 39.33 GHz pour un substrat épais d'alumine (isotrope) de 0.635 mm [58], et à 50.75 et 116.16 GHz à la présence d'un coefficient respectivement positif et négatif de chiralité.

En outre, la formule pratique pour d n'est plus celle donnée par la formule (49), mais celle exprimée par (70), et nous pouvons dans ce cas augmenter l'épaisseur du substrat sans pour autant exciter les ondes de surface [6]:

$$d < \frac{c}{f} \frac{1}{\sqrt{\left(\varepsilon_t \mu_t - \xi^2 - \frac{\mu_t}{\mu_z} \right)}} \left(\frac{n}{2} - \frac{1}{2\pi} \arctan \frac{\sqrt{\left(\varepsilon_t \mu_t - \xi^2 - \frac{\mu_t}{\mu_z} \right)}}{\xi} \right) \quad (70)$$

I.3.3. Résultats numériques et discussion

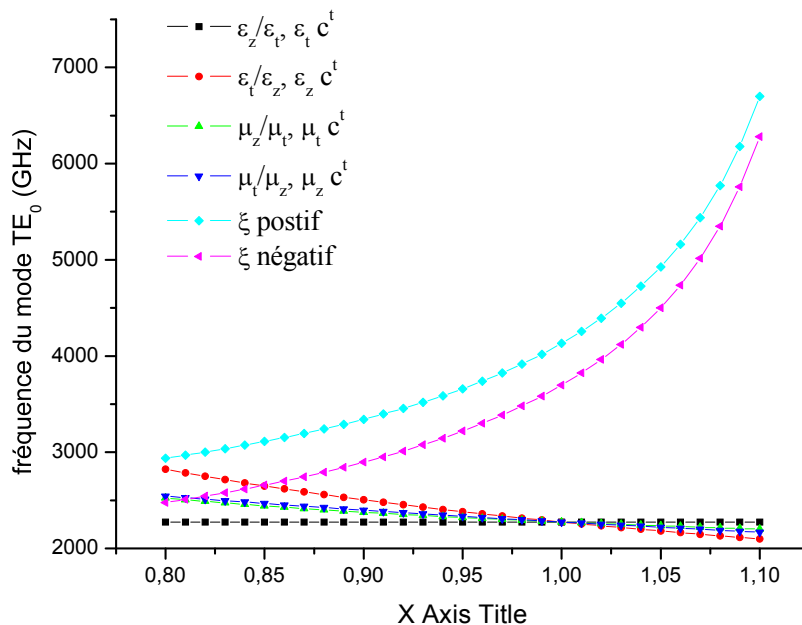


Figure I.17. Effet des paramètres constitutifs du chiral sur la fréquence de coupure du mode TE_0

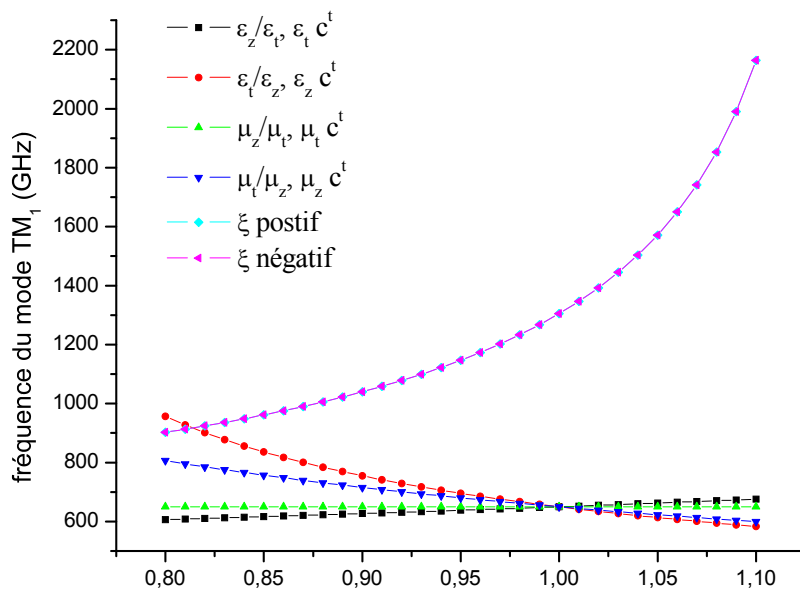


Figure I.18. Effet des paramètres constitutifs du chiral sur la fréquence de coupure du mode TM_1

D'après les résultats obtenus, et les différentes expressions des fréquences de coupure des modes de surface, la chiralité éloigne les ondes de surface par rapport à la fréquence de

travail de la structure, ce qui est un avantage pour les antennes. Alors que pour les filtres il est préférable d'utiliser la forme imaginaire pure, des éléments magnéto-électriques, formulée d'expressions plus complexes.

Ce cas d'étude des fréquences de coupure des ondes de surfaces TM, ou TE en fonction des paramètres constitutifs du milieu, a abouti à des résultats qui montrent clairement que la possibilité d'excitation des ondes de surface est plus favorisée lorsque les diélectriques deviennent de plus en plus épais.

1.3.4. Conclusions des interprétations :

Une technique efficace pour formuler les équations caractéristiques des ondes de surface dans un milieu doté d'une anisotropie complexe est présentée. Les équations concernant une évaluation des fréquences de coupure sont données aussi. Une formule approchée simple permettant d'estimer le nombre d'onde du mode de surface TM_0 et TE_1 a été obtenue. L'approche proposée peut être utilisée lors de l'analyse des microrubans pour prédire les ondes de surface, qui apparaissent dans de telles structures. Elle peut servir également pour localiser les singularités des intégrandes trouvées dans la solution par la méthode des moments.

1.4. Impédance d'entrée :

1.4.1. Introduction

L'utilité de l'impédance d'entrée est importante pour assurer les meilleurs transferts d'énergie entre les antennes et les dispositifs qui y sont connectés via les exigences des techniques d'adaptation.

Un certain nombre d'investigations ont été effectuées sur la détermination de l'impédance d'entrée des résonateurs microrubans rectangulaires [38] [45] [51] [55] [73].

Dans cette partie de notre travail, l'analyse effectuée consiste à dériver l'impédance d'entrée, en tenant compte de l'effet de la chiralité.

Les structures ouvertes des chirostrip ont été le sujet de plusieurs recherches intensives en raison de leurs applications potentielles dans la conception de nouveaux dispositifs micro-ondes et les antennes imprimées [74]. Il est indiqué ci dessus, que plusieurs problèmes conformes ont été analysés dans [75], et en particulier, la chiralité, qui peut offrir des moyens originaux pour contrôler les performances des résonateurs [76].

I.4.2. Théorie

L'impédance d'entrée des résonateurs suscités (*figure I.1*) est l'un des problèmes qui doivent être rigoureusement formulés dans le domaine spectral. La méthode des moments via la procédure de Galerkin, où les fonctions d'essai sont identiques aux fonctions de base, peut être employée pour résoudre numériquement ces intégrales. Les formes les plus utilisées généralement pour les cellules élémentaires sont le triangle et le rectangle [77]. D'une part, si le patch implanté sur chiral a la forme régulière simple, comme le rectangulaire dans notre cas, la fonction de base est un bon choix. L'impédance d'entrée de l'antenne dans ce cas peut être calculée comme une combinaison du champ électrique dispersé avec le courant sur la sonde, selon l'expression suivante :

$$Z_{in} = - \left(\sum_{m=1}^M I_{xm} V_{xm} + \sum_{n=1}^N I_{yn} V_{yn} \right) \quad (74)$$

Avec :

$$V_{xm} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int J_{xm} e^{-i(\kappa_x x_f + \kappa_y y_f)} \int_0^d G_{zx} dz d\kappa_x d\kappa_y \quad (75)$$

$$V_{yn} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int J_{yn} e^{-i(\kappa_x x_f + \kappa_y y_f)} \int_0^d G_{zy} dz d\kappa_x d\kappa_y \quad (76)$$

$G_{zx} = G_{zx}(\kappa_x, \kappa_y, z)$ et $G_{zy} = G_{zy}(\kappa_x, \kappa_y, z)$ ce sont des fonctions de Green spectrales dans le substrat chiral, où $\tilde{J}_{xm} = \tilde{J}_{xm}(\kappa_x, \kappa_y, z)$ et $\tilde{J}_{yn} = \tilde{J}_{yn}(\kappa_x, \kappa_y, z)$ sont les transformées de Fourier des fonctions de base dans le domaine spectral, I_{xm} et I_{yn} sont les coefficients qui doivent être déterminés, et M et N définissent les nombres de fonctions de base le long des directions de x et y , respectivement. Pour avoir une convergence numérique des équations (74)-(76), on a suivi les étapes traitées dans [9] [78] [79].

La représentation du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence permet de déterminer la fréquence de résonance de l'antenne pour des dimensions données.

$$S_{11} = -10.\log|\tau| = -10.\log\left|\frac{Z - Z_c}{Z + Z_c}\right| \quad (77)$$

Avec : τ : Coefficient de réflexion,

Z : Impédance d'entrée de l'antenne,

$Z_c = 50\Omega$: Impédance caractéristique de la ligne qui alimente l'antenne.

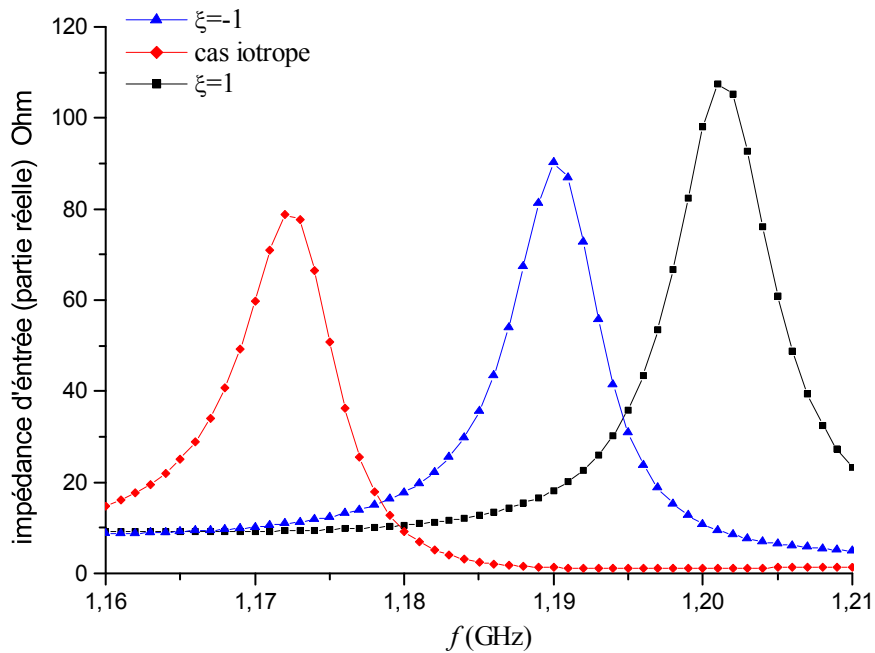


Figure I.19. Effet de la chiralité sur la partie réelle de l'impédance d'entrée.

($a=7.62\text{cm}$, $b=11.43\text{cm}$, $x_0=1.52\text{cm}$, $y_0=0.385\text{cm}$, $\epsilon_x=\epsilon_z=2.64$)

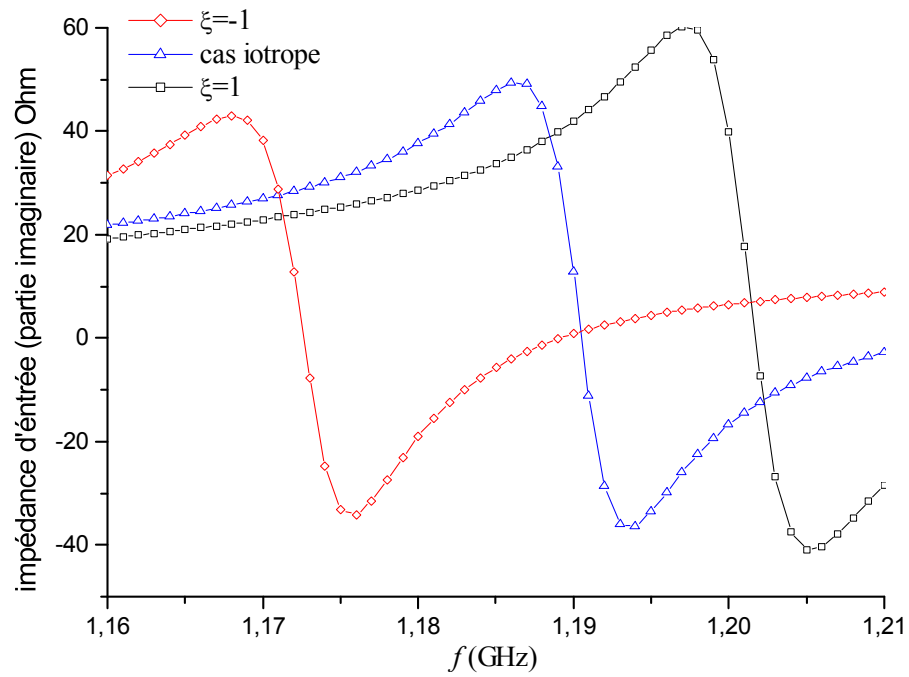


Figure I.20. Effet de la chiralité sur la partie imaginaire de l'impédance d'entrée.
 ($a=7.62\text{cm}$, $b=11.43\text{cm}$, $x_0=1.52\text{cm}$, $y_0=0.385\text{cm}$, $\epsilon_x=\epsilon_z=2.64$)

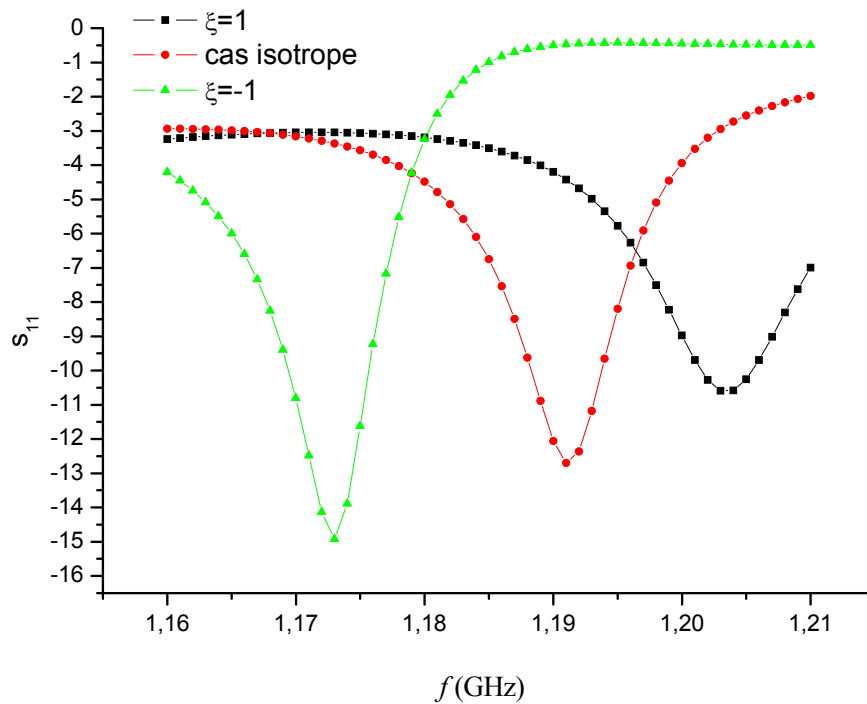


Figure I.21. Effet de la chiralité sur le coefficient S_{11} .

Les figures I.19-I.21, montrent que l'impédance d'entrée et le paramètre s_{11} sont en lien directe avec la chiralité, ce qui nous mène à tenir compte de cet effet pour aboutir à une meilleure adaptation. L'amplitude des paramètres suscités varient en fonction de la chiralité alors que dans [73], où le cas du chiral bi-isotrope est considéré, ces paramètres sont constants en amplitude, ce qui est avantageux vers la conception des circuits plus adaptés.

I.4.3. Conclusion :

La chiralité a présenté un intéressant effet sur la fréquence de résonance ainsi que la bande passante. Cependant nous pouvons l'appliquée pour commander l'adaptation, afin d'avoir un meilleur coefficient de réflexion. La plus simple de ces méthodes et de mettre l'alimentation a une position calculée, résolvant le problème de l'adaptation.

I.5. Conclusion du chapitre I :

Selon la littérature, l'anisotropie uniaxiale positive introduit une légère augmentation de la bande passante, alors que cette dernière subit une légère diminution lorsqu'on considère l'anisotropie uniaxiale négative. Par contre dans notre cas de structure implantée sur substrat chiral, nos résultats montrent que l'influence des paramètres constitutifs (chiralité, perméabilité axiale) est plus apparente sur la bande passante et la fréquence de résonance, selon le choix de l'élément de chiralité : le cas positif introduit une diminution de la partie réelle de la fréquence de résonance et une augmentation de sa partie imaginaire. L'inverse est obtenu pour le cas d'un élément négatif, ce qui est un résultat appréciable. L'avantage dans l'utilisation de l'anisotropie axiale de la perméabilité est que dans ce cas l'élargissement de la bande passante est plus important pour une cavité rayonnante et l'inverse est obtenu dans le cas d'une cavité destinée pour une conception de filtre.

L'introduction du chiral mène à une diversité d'applications. Son appréciable effet, est le pouvoir de miniaturisation de structure, qui facilite l'intégration des composants

électroniques. Ces derniers seront soumis après avoir évalué et déterminer l'impédance d'entrée et paramètres S.

Une technique efficace pour formuler les équations caractéristiques des ondes de surface dans un milieu doté d'une anisotropie complexe est présentée. Les équations concernant une évaluation des fréquences de coupure sont données aussi. Une formule approchée simple permettant d'estimer le nombre d'onde du mode de surface TM_0 et TE_1 a été obtenue.

I.6. Référence :

[1] C. A. Balanis, "*Antenna Theory: Analysis and Design*", 2ème Edition, pp. 722-783, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1997.

[2] G. A. Deschamps, "*Microstrip Microwave Antennas*", présenté au troisième Symposium sur les résonateurs, 1953.

[3] W. F. Richards, Y. T. Lo et D. D. Harrison, "An Improved Theory of Microstrip Antennas with Applications", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. AP-29, No. 1, pp. 38-46, Jan. 1981.

[4] D. H. Schaubert, F. G. Farrar, A. Sindoris, and S. T. Hayes, "Microstrip Antennas with Frequency Agility and Polarisation Diversity", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. AP-29, No. 1, pp. 118-123, Jan. 1981.

[5] M. P. Purchase, J. T. Aberle and C. R. Birtcher, "A Tunable L-Band Circular Microstrip Patch Antenna", *Microwave Journal*, Vol. 36, No. 10, pp. 80-88, Oct. 1993

[6] D. M. Pozar, "Microstrip Antennas", *Proc. IEEE*, Vol. 80, No. 1, pp. 79-81, Jan. 1992.

[7]. W. Stutzman, G. Thiele, "*Antenna Theory and Design*", New York, John Wiley & Sons, Inc., 1998.

- [8] K. Wong, “*Compact and Broadband Microstrip Antennas*”, New York, John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- [9] R. Garg, P. Bhartia, I. Bahl, and A. Ittipiboon, “*Microstrip Antenna Design Handbook*”, Massachusetts, Artech House, Inc., 2002.
- [10] A. Buerkle, and K. Sarabandi, “A Wide-Band, Circularly Polarized, Magnetodielectric Resonator Antenna”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 53, No. 11, pp 3436-3442, Nov. 2005.
- [11] H. Mosallaei and K. Sarabandi, “Magneto-dielectrics in electromagnetics: Concepts and applications,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 52, No. 6, pp. 1558–1567, Jun. 2004.
- [12]. I. Bahl, P. Bhartia, “*Microstrip Antennas*”, Massachusetts, Artech House, Inc., 1980.
- [13] N. G. Alexopoulos, “Integrated-circuit structures on anisotropic substrate”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-33, pp. 847-881, Oct. 1985.
- [14] D. M. Pozar, “Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. AP-35, No. 6, pp. 613-621, June 1987.
- [15] K. L. Wong, J. S. Row, C. W. Kuo, and K. C. Huang “Resonance of a Rectangular Microstrip Patch on a Uniaxial Substrate”. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 41, No. 4, pp. 698-701, April 1993.
- [16] W. C. Chew and Q. Liu, “Correction to Resonance frequency of a rectangular microstrip patch”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 36, No. 12, pp. 1827, Dec. 1988.
- [17] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, T. Fortaki and D. Khedrouche, “Resonant frequency and bandwidth of a superstrate-loaded rectangular patch on a uniaxial anisotropic

substrate”, *Communications in Numerical Methods in Engineering*, Vol. 16, No. 7, pp. 459-473, July 2000.

[18] F. Bilotti and L. Vegni, “Chiral Cover Effects on Microstrip Antennas”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 51, No. 10, pp. 2891, October 2003.

[19] F. L. Mesa, R. Marques, and M. Horno, “Computation of Proper and Improper Modes in Multilayered Bianisotropic Waveguides”, *IEEE Tran. Microwave Theory Tech.*, Vol. 43, No. 1, pp. 233-235, Jan 1995.

[20] R. D. Hollingsr, V., V. Vanidan, O. K. Ghodgaorkar. V. And K. Varadan. “Experimental characterization of isotropic chiral composites in circular waveguide”, *Sci radio*, Vol. 1, No. 27, pp. 161-168, 1992.

[21] F. L. Mesa, R. Marques, M. Horno, “A general algorithm for computing the bidimensional spectral Green's dyad in multilayered complex bianisotropic media: the equivalent boundary method”, *IEEE Transactions Microwave Theory Techn.*, Vol. 39, No. 9, pp. 1640-1649, Sep 1991.

[22] T. Itoh, “Spectral domain immittance approach heart scattering characteristics of generalized printed transmission lines”, *IEEE Transactions Microwave Theory Techn.*, MTT-28, pp. 733-736, 1980.

[23] A. Dreher, “A new approach to dyadic Green's function in spectral domain”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 43, No. 11, pp. 1297-1302, Nov. 1995.

[24] T. Itoh and W. Menzel, “A full-wave analysis method for open microstrip structures”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. AP-29, No. 1, pp. 63-67, Jan. 1981.

[25] W. C. Chew and Q. Liu, “Resonance frequency of a rectangular microstrip patch”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 36, No. 8, pp. 1045-1056, Aug. 1988.

[26] N. Engheta, "The theory of chirostrip antennas", Proceedings of the 1988 URSI International Radio Science Symposium, June 1988, Syracuse, New York, p. 213.

[27] N. Engheta, P. Pelet, "reduction of surface waves in chirostrip antennas", *Electronics Letters*, Vol. 27, No. 1, Jan. 1991.

[28] K. W. Whites, C. Y. Chung, "Composite uniaxial bianisotropic chiral materials characterization: Comparison of predicted and measured scattering", *Journal of electromagnetic waves and applications*, Vol. 11, No3, pp. 371-394, 1997.

[29] G. Busse, J. Reinert, and, A. F. Jacob, "Waveguide Characterization Of Chiral Material: Experiments", *IEEE Trans. Theory Tech.*, Vol. 47, No. 3, pp. 297-301, 1999.

[30] V. Dmitriev, "Tables Of The Second Rank Constitutive Tensors For Linear Homogeneous Media Described By The Point Magnetic Groups Of Symmetry", Progress In Electromagnetics Research, PIER 28, 43-95, 2000

[31] N. Engheta, and D. L. Iaggaro, "electromagnetic chirality and its applications", *IEEE Antennas Propagat. Soc. Newsletter*, Vol. 30, No. 5, pp. 6-12, 1988.

[32] N. Engheta, P. Pelet, "Modes in chirowaveguides", *Optics Lett.*, Vol. 14, No. 11, pp. 593-595, June 1989.

[33] M. W. Kowarz, and N. Engheta, "Spherical chirolenses", *Opt. Lett.*, Vol. 15, No. 6, pp. 299-301, 1990.

[34] S. Bassiri, N. Engheta and C. H. Papas, "Dyadic Green's functions and dipole radiation in chiral media", *Alta Freq.*, V.55, P.83-88, 1986.

[35] D. L. Iaggaro, and N. Engheta, "Chirosorb as an invisible medium", *Electron. Lett.*, Vol. 25, No. 3, pp. 173-174, 1989.

[36] C. Zebiri, M. Lashab, and F. Benabdelaziz, “Effect of anisotropic magneto-chirality on the characteristics of a microstrip resonator”, *IET Microwaves, Antennas Propagation*, Vol. 4, No. 4, pp. 446-452, Apr 2010.

[37] E. H. Newman, P. Bohley, C. H. Walter, “Two Methods for the Measurement of Antenna Efficiency”, *IEEE Trans. Antennas and Propag.*, Vol. 23, N°4, pp 457-461, 1975.

[38] S. Chattopadhyay M. Biswas J.Y. Siddiqui D. Guha, “Input impedance of probe-fed rectangular microstrip antennas with variable air gap and varying aspect ratio” *IET Microw. Antennas Propag.*, Vol. 3, No. 8, pp. 1151–1156, 2009.

[39] K. L. Wong: “*Design of non planar microstrip antennas and transmission lines*”, Wiley Inter-Science Publication, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1st edn., 1999.

[40] H. Y. Yang, A. Nakatani, and J. A. Castaneda, “Efficient evaluation of spectral integrals in the moment method solution of microstrip antennas and circuits”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 38, No. 7, pp. 1127-1130, July 1990.

[41] K. M. Luk, W. Y. Tam, and C. L. Yip, “Analysis of circular microstrip antennas with superstrate”, *IEE Proc. Microwave*, Vol. 136, No. 3, 261-262, 1989.

[42] H.-Y. Yang, A. Nakatani, and J. A. Castaneda, “Efficient evaluation of spectral integrals in the moment method solution of microstrip antennas and circuits”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 38, No. 7, pp. 1127-1130, 1990.

[43] J. S. Row and K. L. Wong “Resonance in a superstrate-loaded rectangular microstrip structure”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*. Vol. 43, No. 8, pp. 1349-1354, August 1993.

[44] G. Splitt and M. Davidovitz, “Guidelines for design of electromagnetically coupled microstrip patch antennas on two-layer substrates”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 38, No. 7, pp. 1136-1140, July 1990.

[45] M. D. Deshpande and M. C. Bailey, "Input impedance of microstrip antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. Ap-30, No. 4, pp. 645-650, July 1982.

[46] R. F. Harrington, "*Time-Harmonic Electromagnetic Fields*", Mc Graw-Hill, New York, 1961.

[47] A. J. M. Soares, S. B. D. A. Fonseca, and A. J. Giarola, "Surface wave excitation on a microstrip ring antenna", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 37, No. 10, pp. 1310-1312, Oct. 1989.

[48] Piergiorgio L. E. Uslenghi, "TE TM decoupling for Guided propagation in bi-anisotropic media", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 45, No. 2, pp. 284-286, Feb. 1997.

[49] L. Vegni, A. Toscano, "Shielding and Radiation Characteristics of Cylindrical Layered Bianisotropic Structures", *Radio engineering*, Vol. 14, No. 4, pp 68-74, Dec 2005.

[50] W. C. Chew and J. A. Kong, "Resonance of non-axial symmetric modes in circular microstrip disk antenna", *J. Math. Phys.*, Vol. 21, No. 10, pp. 2590-2598, Oct. 1980.

[51] D. M. Pozar, "Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. AP-30, pp. 1191-1196, Nov. 1982.

[52] W. P. Harokopus, L. P. B. Katehi, W. Y. Ali-Ahmad, and G. M. Rebeiz, "Surface wave excitation from open microstrip discontinuities", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 39, No. 7, pp. 1098-1107, July 1991.

[53] J. M. Laheurte, L. P. B. Katehi, and G. M. Rebeiz, "CPW-fed slot antennas on multilayer dielectric substrates", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 44, No. 8, pp. 1102-1111, Aug. 1996.

[54] J. Zehentner, J. Macháč, “Upper cutoff frequency of the bound wave and new leaky wave on the slotline”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 46, No. 4, pp. 378-386, Apr. 1998.

[55] J. P. Damiano, “Computation of input impedance in microstrip antennas. Graphic representation and numerical integration of oscillating function”, *Proc. Inst. Elec. Eng.*, Vol. 134, No. 5, pp. 456-466, Oct. 1987.

[56] C. Peixeiro and A. M. Barbosa, “Leaky and surface waves in anisotropic printed antenna structures”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 40, No. 5, pp. 566-569, May 1992.

[57] R. E. Collin, “*Théorie de champ de vagues guidées*”. New York, Pression de Wiley, 1990.

[58] P. Bhartia, K. V. S. Rao, and R. S. Tomar, “*Millimeter-wave Microstrip and Printed Circuit Antennas*”, Artech, 1991.

[59] R. A. Sainati, “*CAD of Microstrip Antennas for Wireless Applications*”, Artech, 1996.

[60] L. Dixit, P. K. S. Pourush, “Radiation characteristics of switchable ferrite microstrip array antenna”. *IEE Proc. Microwave and Antennas Propagat*, Vol. 147, No. 2, pp. 151-155, 2000.

[61] J. C. Batchelor, R. J. Langley, “Beam Scanning using Microstrip Line on Biased Ferrite”, *Electronic Lett.*, Vol. 33, No. 8, pp. 645-646, 1997.

[62] P. Y. Ufimtsev, R. T. Ling, and J. D. Scholle, “Transformation of surface waves in homogenous absorbing layers”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 48, No. 2, pp. 214-222, 2000.

[63] B. Horsfield and J. A. R. Ball, "Surface wave propagation on a grounded dielectric slab covered by a high-permittivity material", *IEEE Microwave and Guided wave letters*, Vol. 10, No. 5, pp. 171-173, 2000.

[64] N. K. Saxena, N. Kumar and P. K. S. Pourush, "Microstrip Rectangular Patch Antenna Printed on liti Ferrite with Perpendicular DC Magnetic Biasing", *The Journal of American Science*, Vol. 6, No. 3, pp 46-52, 2010.

[65] K. C. Huie, "*Microstrip Antennas: Broadband Radiation Patterns Using Photonic Crystal Substrates*", Thesis of Science Master, Electrical Engineering, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, Jan 2002.

[66] A. De, N.S. Raghava, S. Malhotra, P. Arora, and R. Bazaz, "Effect of different substrates on Compact stacked square Microstrip Antenna", *Journal Of Telecommunications*, Vol. 1, No. 1, pp 63-65, Feb 2010.

[67] H. Boutayeb, T. A. Denidni, "Gain Enhancement of a Microstrip Patch Antenna Using a Cylindrical Electromagnetic Crystal Substrate", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 55, No. 11, pp. 3140-3145, 2007.

[68] H. Y. D. Yang, N.G. Alexopoulos, and E. Yablonovitch, "Photonic band gap materials for high gain printed circuit antennas," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 45, No. 1, pp.185-187, Jan. 1997.

[69] N. Kumprasert and W. Kiranon, "Simple and accurate formula for the resonant frequency of the circular microstrip disk antenna", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 43, No 11, pp. 1331-1333, Nov. 1995.

[70] T. Itoh, "*Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures*", A Wiley-Interscience Publication, New York, Wiley, 1989.

[71] W. C. Chew and J. A. Kong, "Resonance of the axial-symmetric modes in microstrip disk resonators", *J. Math. Phys.*, Vol. 21, No. 3, pp. 582-591, Mar 1980.

[72] D. R. Jackson and N. G. Alexopoulos, "Simple approximate formulas for input resistance, bandwidth, and efficiency of a resonant rectangular patch", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 39, No. 3, pp. 407-410, Mar. 1991.

[73] F. Lumini, J.C.D.S. Lacava, "On the computation of the input impedance for probe-fed chirostrip rectangular patch antennas", *Microwave Conference, APMC Asia-Pacific*, Vol.2, pp 958-961, 2001.

[74] J. C. S. Lacava, I. Bianchi, and F. Lumini, "A dynamic model for printed apertures in open chirostrip structures", *Proc. of the XXVIth General Assembly of the International Union of Radio Science*, Toronto, Canada, pp. 201, Aug. 1999.

[75] H. Cory, "Chiral devices-an overview of canonical problems", *J. Electromagn. Waves Appl.*, Vol.9, No. 5-6, pp. 805-829, 1995.

[76] A. Toscano and L. Vegni, "A new efficient moment method formulation for the design of microstrip antennas over a chiral grounded slab", *J. Electromagn. Waves Appl.*, Vol.11, No. 5, pp. 567-592, 1997.

[77] J. R. Mosig, "*Integral Equation Technique in Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures*", John Wiley, 1989.

[78] G. W. G. Pan, J. Tan, and J. D. Murphy, "Full Wave Analysis of Microstrip Floating-Line Discontinuities," *IEEE Trans.*, Vol. EC-36, No1, pp. 49-59, 1994.

[79] G. Wang, and G. W. G. Pan, "Full Wave Analysis of Microstrip Floating Line Structures by Wavelet Expansion Method," *IEEE Trans, on Antennas and Propagation*, Vol. MTT-43, 1995, pp. 131-142.

Chapitre II : Résonateur piégé entre deux substrats bi-anisotropes

Résumé :

Dans ce chapitre, les effets de la bi-anisotropie (forme uniaxiale de la permittivité, perméabilité et l'élément de la chiralité) des substrats, constituant un résonateur, sur la fréquence de résonance et la bande passante, d'un patch microruban rectangulaire dans une configuration de type substrat-superstrat, sont étudiés. Le problème est rigoureusement formulé en utilisant l'équation intégrale ayant comme noyau la fonction spectrale dyadique de Green. Les fréquences de résonance complexes du mode TM_{01} sont également étudiées selon la procédure de Galerkin comme outil de résolution numérique de l'équation intégrale, et où les fonctions de base étaient choisis sinusoidales. Nos résultats ont été comparés à ceux du cas d'un substrat isotrope.

Le calcul numérique, dans son ensemble, est utilisé dans le but d'obtenir des résultats, qui selon la forme de la structure étudiée, permet :

- Une comparaison avec d'autres résultats théoriques et expérimentaux, par conséquent, une validation du formalisme théorique mis au point dans cette étude.*
 - Une obtention de la convergence de la méthode des moments pour une élaboration de logiciels adéquats de simulation.*
-

II.1. Introduction

Les structures à substrat-superstrat, sont employées généralement pour améliorer les caractéristiques du résonateur et spécialement ceux de l'antenne (gain, efficacité, polarisation) [1], où les superstrats sont généralement utilisés comme moyen de protection de la structure, par rapport aux intempéries telles que : la poussière, la pluie, le brouillard, et la neige [2], formés accidentellement, et pouvant affecter les performances des ces résonateurs imprimées [3] [4] [5]. Cependant une caractérisation et une conception précises de ces structures doivent tenir compte de cet effet. L'un de ces effets essentiel est le décalage de la fréquence de résonance de l'antenne, ce décalage peut mettre le résonateur hors de sa bande fréquentielle originale d'opération [2]. Un autre inconvénient possible pourrait être l'excitation d'un grand nombre d'ondes de surface, puisque l'épaisseur exigée du superstrat serait plutôt grande électriquement. L'augmentation du superstrat par rapport au substrat de la structure résonatrice aiderait à alléger ce problème [6]. *Pozar* a cité quelques inconvénients posés par le superstrat, et a suggéré alors que les milieux les plus complexes, tels que bi-axiale, bi-anisotrope, ou l'utilisation d'un superstrat anisotrope, peuvent avoir des effets plus intéressants [6].

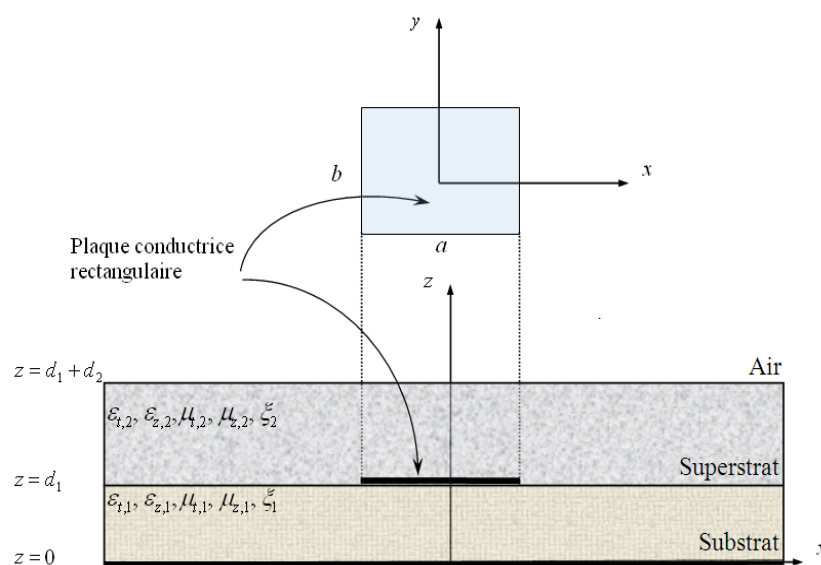


Figure II.1. Structure d'une plaque rectangulaire piégée par un superstrat et un substrat bi-anisotropes.

Les effets de l'anisotropie uniaxiale sur la fréquence de résonance et la bande passante d'un résonateur microbande rectangulaire monocouche ont été étudiés par plusieurs chercheurs, citant comme exemple les références [7] [8], [9] et [10], où les deux types d'anisotropie uniaxiale positive et négative ont été considérés. D'autre part l'effet d'un superstrat diélectrique sur la fréquence et la bande passante d'un patch microruban rectangulaire rayonnante a été évalué expérimentalement par *Bahl* et al. [11], et théoriquement par *Bouttout* et al. [5]. Ils ont déduit, que la bande passante décroît pour une constante diélectrique élevée du superstrat ayant une faible épaisseur.

Après avoir étudié l'effet de l'anisotropie uniaxiale magnétique et la chiralité pour une structure monocouche [12]-[14], dans ce chapitre, les effets d'un superstrat bi-anisotrope ayant des anisotropies électrique et magnétique uniaxiales sur la fréquence de résonance et la bande passante des structures microbandes rectangulaires sont considérés. Le problème de la fréquence de résonance complexe est formulé ici en terme d'une équation intégrale selon les transformées vectorielles de Fourier [15] [16].

II.2. Théorie :

La géométrie considérée est donnée en Figure 1. La plaque rayonnante est donc de forme rectangulaire, ayant des dimensions $(a*b)$ selon, respectivement, les deux axes x et y , et est placée entre deux diélectriques bi-anisotropes d'épaisseur d_1 et d_2 .

En utilisant les résultats obtenus au **chapitre I.2**, nous déduisons la relation suivante, liant le courant et le champ électrique sur la plaque conductrice, représentés dans le domaine spectral

$$\tilde{\mathbf{E}}_s(\boldsymbol{\kappa}_s) = \overline{\mathbf{G}}(\boldsymbol{\kappa}_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}(\boldsymbol{\kappa}_s) \quad (\text{II.1})$$

où la fonction spectrale dyadique de Green $\overline{\mathbf{G}}$ est donnée par

$$\bar{\mathbf{G}}(\kappa_s) = \frac{1}{j\omega\varepsilon} \text{diag} \left[\frac{N^e}{D^e} \kappa_{z,1}^e, \frac{N^h}{D^h} \kappa_0^2 \right] \cdot \sin(\bar{\kappa}_{z,1} d_1) \quad (\text{II.2})$$

Dans laquelle

$$N^e = \frac{\kappa_0^2 \varepsilon_t \mu_t - \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_z} \kappa_s^2}{\kappa_{z,1}^e} (N_i^e + N_c^e) \quad (\text{II.3})$$

$$N_i^e = \kappa_z \cos(\kappa_{z,2}^e d_2) + j \frac{\kappa_{z,2}^e}{\varepsilon_{t,2}} \sin(\kappa_{z,2}^e d_2) \quad (\text{II.4})$$

$$N_c^e = \frac{\kappa_0 \xi_2}{\kappa_{z,2}^e} (\kappa_z \varepsilon_{t,2} + j \kappa_0 \xi_1) \sin(\kappa_{z,2}^e d_2) \quad (\text{II.5})$$

$$N^h = N_i^h + N_c^h \quad (\text{II.6})$$

$$N_i^h = \cos(\kappa_{z,2}^h d_2) + j \frac{\kappa_z}{\kappa_{z,2}^h} \mu_{t,2} \sin(\kappa_{z,2}^h d_2) \quad (\text{II.7})$$

$$N_c^h = -j \frac{\kappa_0 \xi_1}{\kappa_{z,2}^h} \sin(\kappa_{z,2}^h d_2) \quad (\text{II.8})$$

$$D^e = D_a^e + D_c^e \quad (\text{II.9})$$

$$D_a^e = (\kappa_z \varepsilon_{t,1} \cos(\kappa_{z,1}^e d_1) + j \kappa_{z,1}^e \sin(\kappa_{z,1}^e d_1)) \cos(\kappa_{z,2}^e d_2) \\ + j \left(\frac{\varepsilon_{t,1}}{\varepsilon_{t,2}} \kappa_{z,2}^e \cos(\kappa_{z,1}^e d_1) + j \frac{\kappa_{z,1}^e \kappa_z}{\kappa_{z,2}^e} \varepsilon_{t,2} \sin(\kappa_{z,1}^e d_1) \right) \sin(\kappa_{z,2}^e d_2) \quad (\text{II.10})$$

$$D_c^e = \frac{\kappa_0 \xi_1}{\kappa_{z,1}^e} (\kappa_z \varepsilon_{t,1} + j \kappa_0 \xi_1) \sin(\kappa_{z,1}^e d_1) \cos(\kappa_{z,2}^e d_2) \\ + \frac{\varepsilon_{t,1}}{\varepsilon_{t,2}} \frac{\kappa_0 \xi_1}{\kappa_{z,2}^e} (\kappa_z \varepsilon_{t,2} + j \kappa_0 \xi_1) \sin(\kappa_{z,2}^e d_2) \cos(\kappa_{z,1}^e d_1) \quad (\text{II.11})$$

$$+ \kappa_0 \left(\left(\frac{\varepsilon_{t,1}}{\varepsilon_{t,2}} - \frac{\xi_2}{\xi_1} \right) \frac{\kappa_0 \xi_1 \xi_2}{\kappa_{z,1}^e \kappa_{z,2}^e} (\kappa_z \varepsilon_{t,2} + j \kappa_0 \xi_1) - j \xi_1 \frac{\kappa_{z,1}^e}{\kappa_{z,2}^e} + j \xi_2 \frac{\varepsilon_{t,1}}{\varepsilon_{t,2}} \frac{\kappa_{z,2}^e}{\kappa_{z,1}^e} \right) \sin(\kappa_{z,2}^e d_2) \sin(\kappa_{z,1}^e d_1)$$

$$D^h = \frac{1}{\mu_{t,1}} (D_i^h + D_c^h) \quad (\text{II.12})$$

$$D_i^h = \left(\kappa_{z,1}^h \cos(\kappa_{z,1}^h d_1) + j \kappa_z \mu_{t,1} \sin(\kappa_{z,1}^h d_1) \right) \cos(\kappa_{z,2}^h d_2) + j \left(\mu_{t,2} \frac{\kappa_z \kappa_{z,1}^h}{\kappa_{z,2}^h} \cos(\kappa_{z,1}^h d_1) + j \frac{\mu_{t,1}}{\mu_{t,2}} \kappa_{z,2}^h \sin(\kappa_{z,1}^h d_1) \right) \sin(\kappa_{z,2}^h d_2) \quad (\text{II.13})$$

$$D_c^h = +j \kappa_0 \frac{1}{\kappa_{z,2}^h \mu_{t,2}} \left(\xi_1 \mu_{t,1} - \xi_2 \mu_{t,2} \right) \left(j \kappa_0 \xi_1 - \kappa_z \mu_{t,2} \right) \sin(\kappa_{z,1}^h d_1) \sin(\kappa_{z,2}^h d_2) + \frac{\kappa_{z,1}^h}{\kappa_{z,2}^h} \kappa_0 \xi_1 \sin(\kappa_{z,2}^h d_2) \cos(\kappa_{z,1}^h d_1) + \kappa_0 \xi_2 \cos(\kappa_{z,2}^h d_2) \sin(\kappa_{z,1}^h d_1) \quad (\text{II.14})$$

Le champ électrique tangentiel dû aux courants surfaciques \mathbf{J} est exprimé par

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_s) = \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_s \bar{\mathbf{F}}(\kappa_s, r_s) \cdot \bar{\mathbf{G}}(\kappa_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}(\kappa_s) \quad (\text{II.15})$$

La condition de bord, impliquant que le champ électrique tangentiel total s'annule sur la plaque microbande, implique l'équation intégrale

$$\int \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_s \bar{\mathbf{F}}(\kappa_s, r_s) \cdot \bar{\mathbf{G}}(\kappa_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}(\kappa_s) = \mathbf{0} \quad (\text{II.16})$$

Au chapitre II.1 nous avons calculé la fréquence de résonance, comme solution non triviale de la forme matricielle du système établi, liant champs et courants, et avons ensuite déduit la bande passante du résonateur.

II.3. Résultats

II.3.1. Validation des résultats

A fin de pouvoir validé notre programme, élaboré sous Fortran 90, nous comparons nos résultats simulés avec ceux disponibles dans la littérature. Sachant que la bande étroite du résonateur nécessite exactitude des résultats, le tableau suivant présente une comparaison entre nos fréquences calculées et celles mesurées par [11] et calculées par [5] pour une structure résonatrice microbande rectangulaire couche protectrice. Le superstrat et le substrat sont considérés tous les deux isotropes. Nous constatons que nos valeurs sont proches de celles données aux références [11] que [5]. Et nos calculs présentent une bonne

convergence avec celles de [5]. La figure suivante montre une meilleure convergence, où nos résultats se trouvent centrés entre ceux calculés et mesurés sus cités.

N°	$\epsilon_{t,2}$	d_2 (cm)	Fréquences de résonance (GHz)		
			Mesurées [11]	Résultats [5]	Nos résultats
1	1.0	∞	4.104	4.123	4,10121
2	2.32	0.08	4.008	4.033	4,01228
3		0.159	3.934	3.983	3,96249
4		0.318	3.895	3.924	3,90398
5	2.6	0.112	3.952	3.991	3,96994
6		0.159	3.912	3.958	3,93791
7		0.318	3.874	3.887	3,86747
8		0.636	3.806	3.822	3,80391
9	3.0	0.0064	4.070	4.108	4,08679
10		0.0128	4.058	4.095	4,07364
11		0.0384	4.010	4.051	4,02978
12	10.2	0.0635	3.640	3.782	3,76112
13	10	0.154	3.482	3.518	3,49265
14		0.312	3.26	3.222	3,27192

Tableau II.1. Comparaison de la fréquence de résonance calculée avec les résultats mesurés et calculés pour une plaque rectangulaire piégée entre un superstrat et un substrat isotropes; $a=6$ cm, $b=5$ cm,

$$d_1=0.159 \text{ cm}, \epsilon_{t,1}=\epsilon_{z,1}=2.32.$$

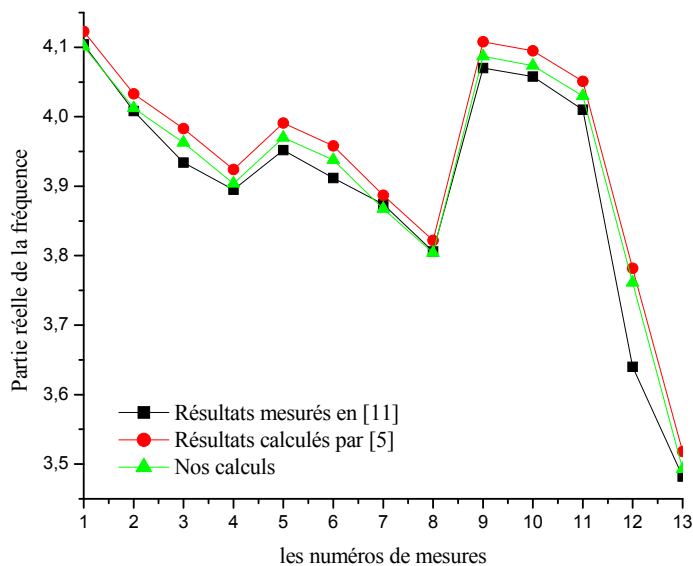


Figure II.2. Comparaison de la fréquence de résonance calculée avec les résultats mesurés et calculés pour une plaque rectangulaire piégée entre un superstrat et un substrat isotropes; $a=6$ cm, $b=5$ cm,

$$d_1=0.159 \text{ cm}, \epsilon_{t,1}=\epsilon_{z,1}=2.32.$$

II.3.2. L'effet de l'anisotropie uniaxiale électrique.

II.3.2.a. Fréquence de résonance réelle :

La figure 2, illustre l'effet de l'anisotropie uniaxiale de la permittivité en comparaison avec le cas isotrope de [5] (cas d'une plaque conductrice rectangulaire piégée entre un superstrat et un substrat, dont les paramètres sont : $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.1$ cm, $\varepsilon_{t,1}=\varepsilon_{z,1}=2.35$), selon différentes valeurs de la constante diélectrique ($(\varepsilon_{t,2}, \varepsilon_{z,2} = 1.5, 2.35, 4, 10.)$).

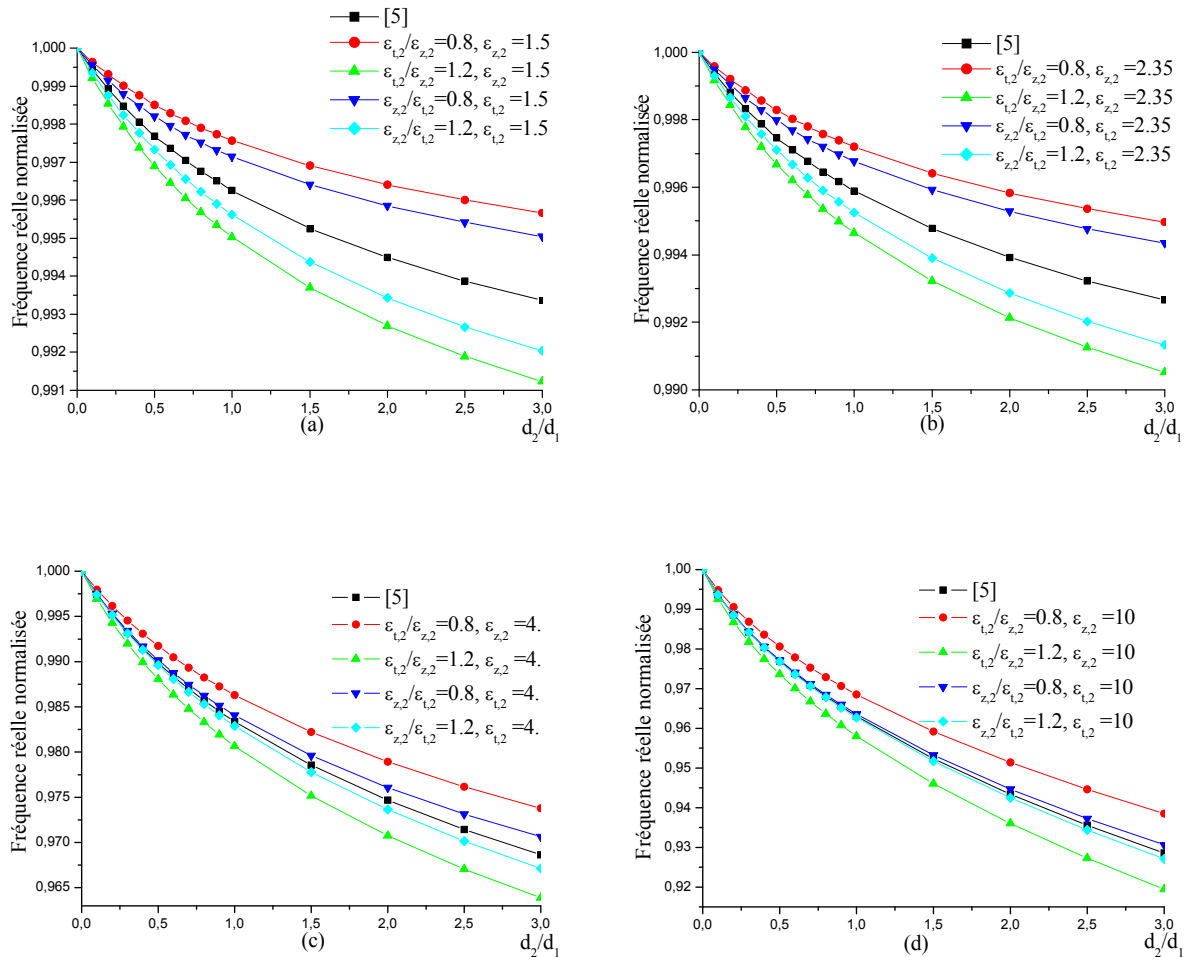


Figure II.3. Effet de l'anisotropie axiale de la permittivité sur la fréquence de résonance réelle pour une plaque rectangulaire piégée entre un superstrat et un substrat; $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.159$ cm, $\varepsilon_{t,1}=\varepsilon_{z,1}=2.32$.

La partie réelle de la fréquence complexe est donnée en fonction de l'épaisseur du superstrat, et est normalisée par rapport à la partie réelle de la fréquence complexe f_{r0} , de l'antenne monocouche ($d_2=0$, $\varepsilon_{r,1}=2.35$), et c'est le cas pour toutes les étapes suivantes.

Selon les figures 3.a et 3.b, on note que pour des valeurs plus basses de la constante diélectrique, l'effet des deux composantes axiales de la constante diélectrique ($\varepsilon_{t,2}, \varepsilon_{z,2}$) devient plus apparent, mais cet effet est plus important pour des valeurs élevées de la constante diélectrique, ceci est bien visible et présentées dans l'annexe B.

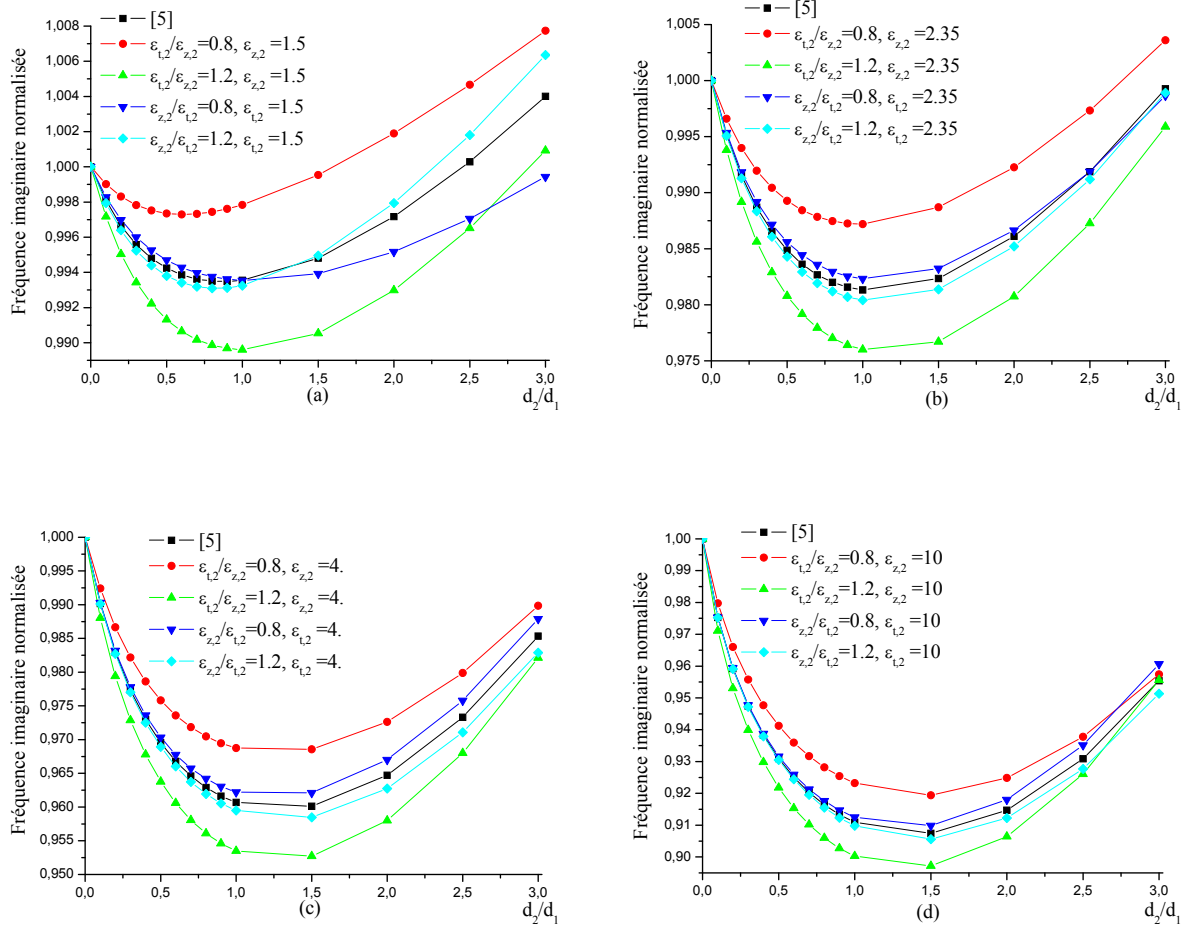


Figure II.4. Effet de l'anisotropie axiale de la permittivité sur la fréquence de résonance imaginaire pour une plaque rectangulaire piégée entre un superstrat et un substrat; $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.159$ cm,

$$\varepsilon_{t,1}=\varepsilon_{z,1}=2.32.$$

Ces valeurs de la constante diélectrique masquent l'effet des composantes axiales. La composante $\varepsilon_{t,2}$ a un effet plus remarquable sur la partie réelle de la fréquence de résonance complexe que la composante $\varepsilon_{z,2}$. Ces remarques sont valides pour un rapport d_2/d_1 plus grand que l'unité et pour des valeurs élevées de la constante diélectrique.

Dans les figures 3.a-3.c, l'influence de la composante $\varepsilon_{z,2}$ sur la fréquence de résonance réelle est presque constante ($\pm 0,15\%$ - $\pm 0,2\%$).

En conséquence, le plus avantageux de ces anisotropies est le cas de l'anisotropie uniaxiale positive, où la fréquence de résonance réelle fait l'objet d'une grande augmentation.

II.3.2.b. Fréquence de résonance imaginaire :

Dans les Figures ci-dessous, la fréquence imaginaire normalisée est tracée en fonction de l'épaisseur du superstrat pour différentes valeurs de la constante diélectrique.

La fréquence imaginaire normalisée (*fig.4*) est fonction de l'épaisseur du superstrat. Les résultats numériques montrent que le facteur influant est la composante $\varepsilon_{t,2}$ et cet effet est maximum dans la région ($d_1 < d_2 < 1.5d_1$).

Pour une anisotropie uniaxiale positive ($\varepsilon_{z,2}=1.5$ et $\varepsilon_{t,2}=0.8\varepsilon_{z,2}$) et $d_2=1.5d_1$, la fréquence de résonance imaginaire f_i atteint la valeur du cas monocouche, tandis que pour le cas isotrope elle est obtenue pour $d_2=2.6d_1$. Nous déduisons que le premier cas mène à la miniaturisation du superstrat (réduction de l'épaisseur du superstrat de 42.30%) et à une légère augmentation de la largeur de la bande passante.

Dans [9], l'effet de l'anisotropie uniaxiale du cas monocouche est également faible sur la largeur de la bande passante.

Les résultats numériques montrent que pour les faibles constantes diélectriques ($1 < \varepsilon_{z,2} = \varepsilon_{t,2} < \varepsilon_{r,1}$), on distingue, selon l'effet des composantes de permittivité, deux zones :

- pour des faibles épaisseurs des couches diélectriques protectrices ($d_2 < 2.6d_1$) (figure 6.a), le facteur influant est $\epsilon_{t,2}$.

- Ensuite avec inversement des rôles de $\epsilon_{z,2}$ entre l'intervalle $d_2 \in [0, d_1]$ et $d_2 \in [d_1, 2.6d_1]$, et au delà de ($d_2 < 2.6d_1$) $\epsilon_{z,2}$ devient plus influant que $\epsilon_{t,2}$.

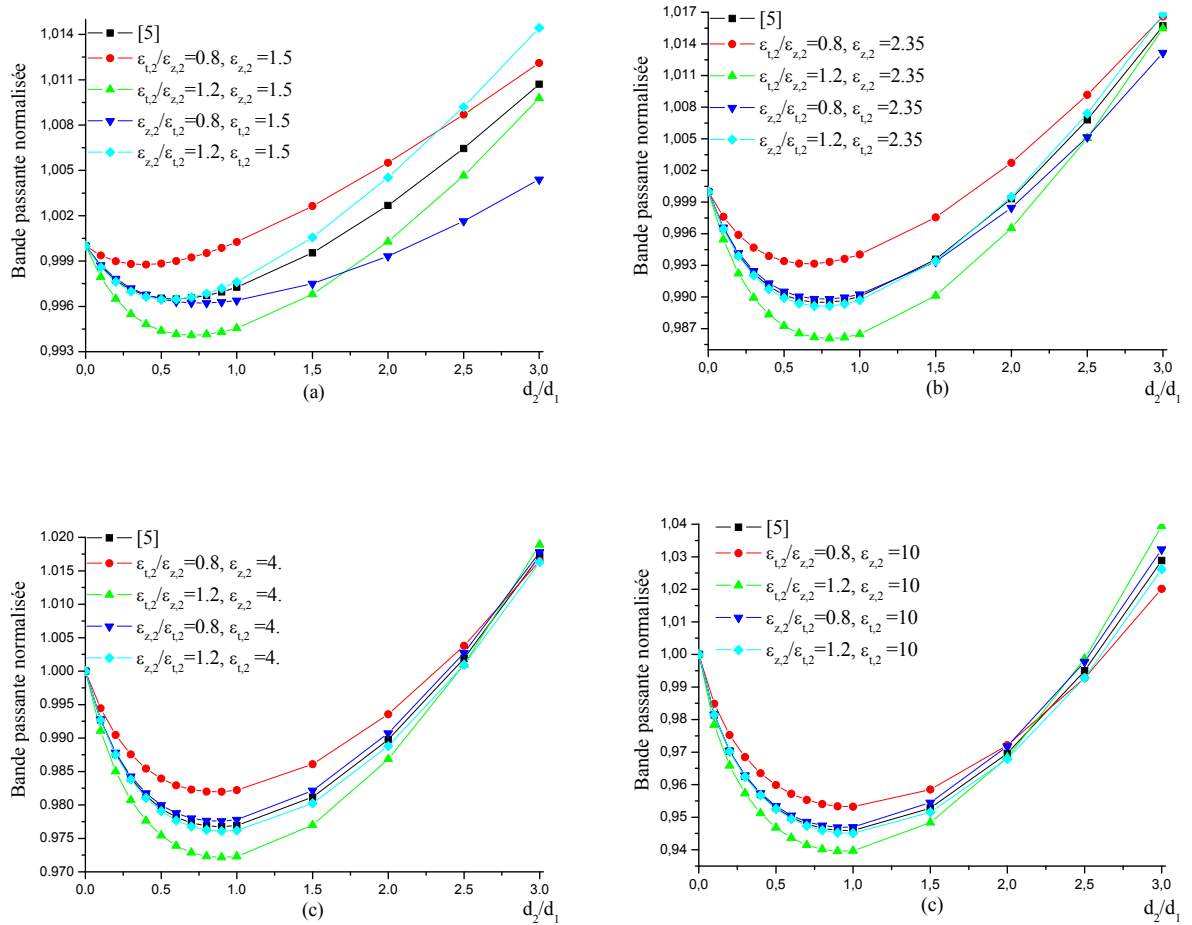
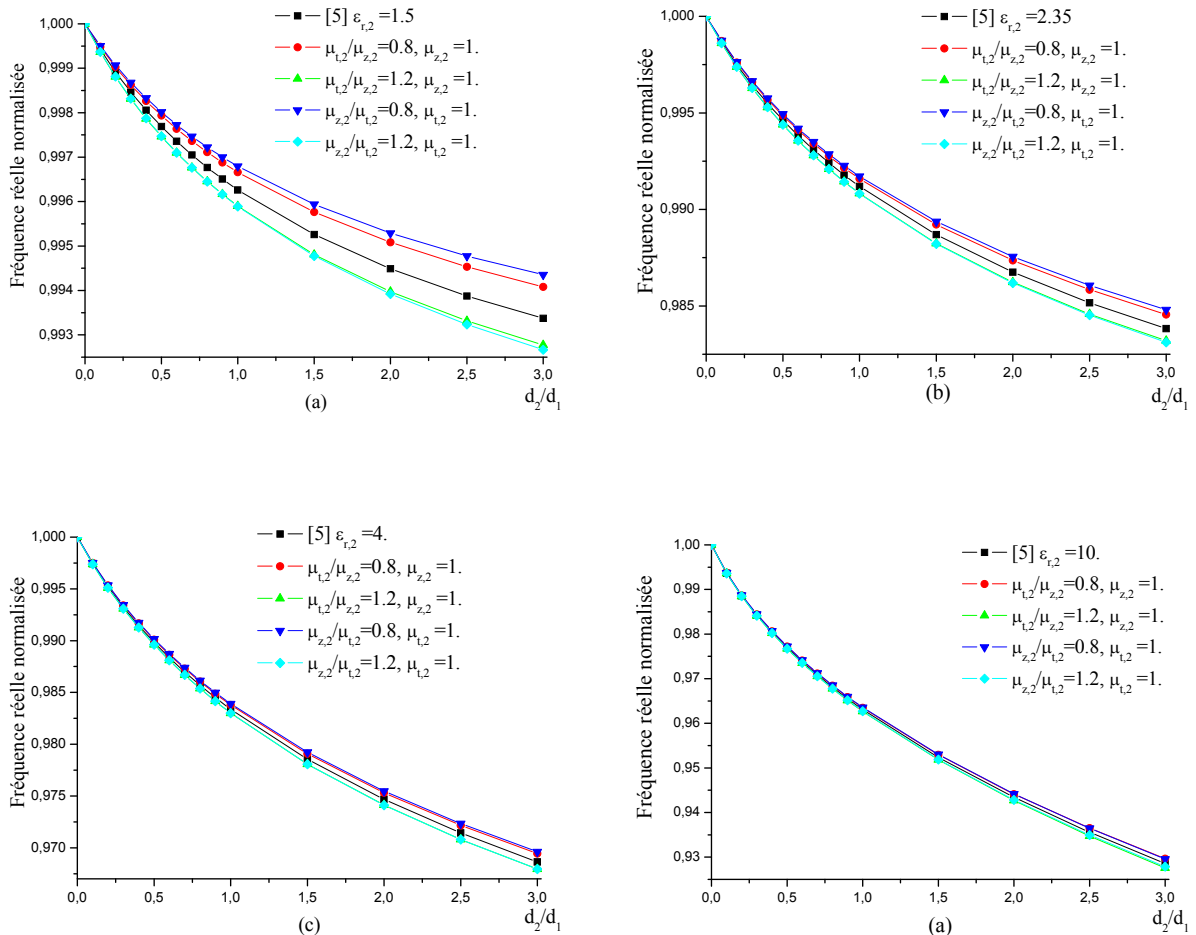


Figure II.5. Effet de l'anisotropie axiale de la permittivité sur la bande passante pour une plaque rectangulaire piégée entre un superstrat et un substrat; $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.159$ cm, $\epsilon_{i,1}=\epsilon_{z,1}=2.32$.

Pour les permittivités diélectriques élevées ($\epsilon_{z,2} > \epsilon_{t,1} = \epsilon_{z,1}$) la composante transversale $\epsilon_{t,2}$ reste le paramètre influant sur la fréquence de résonance imaginaire pour des couches aux alentours de $3 \cdot d_1$.

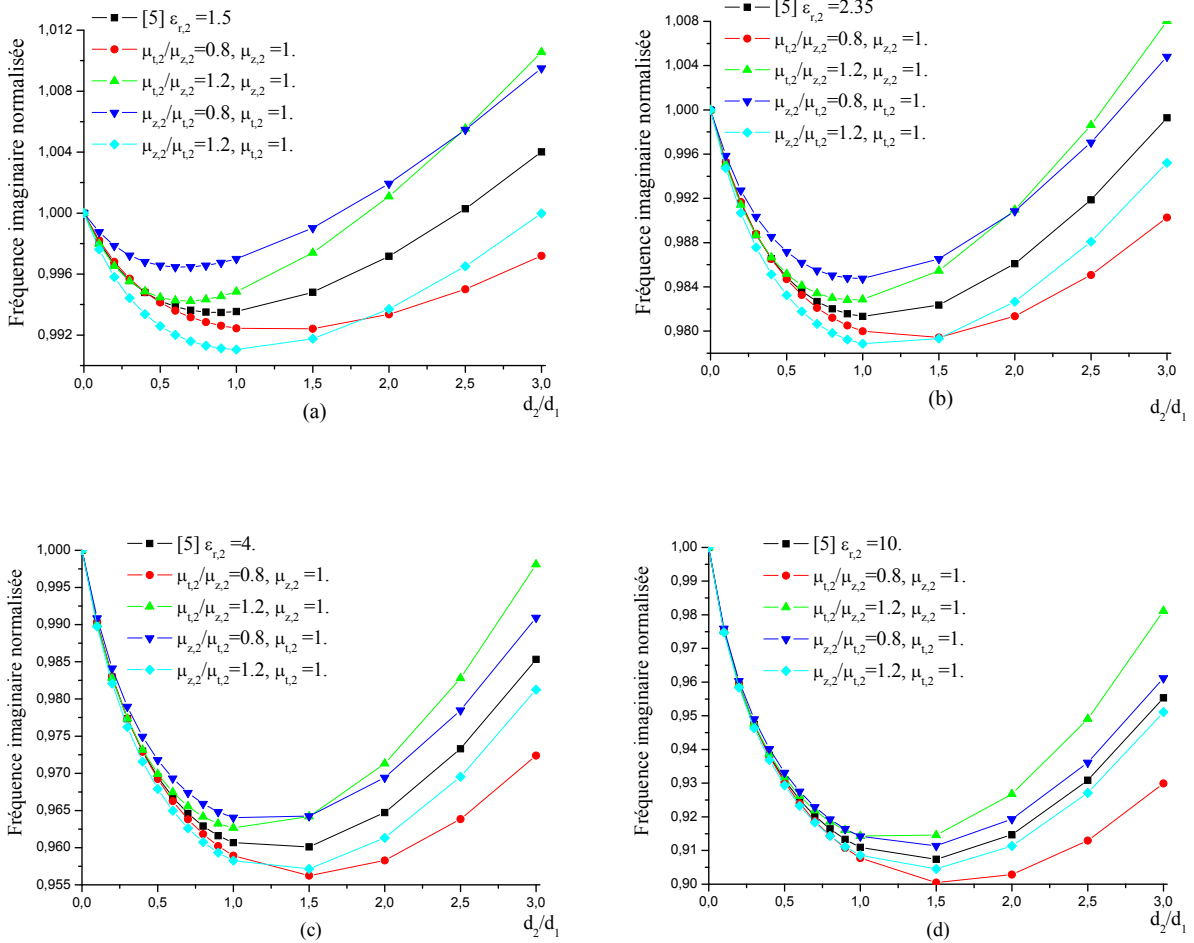
II.3.2.c. Bande passante :

L'effet du superstrat diélectrique sur la bande passante de la structure suscitée est également étudié (figures 5.a-5.d), la bande passante normalisée est tracée en fonction de l'épaisseur du superstrat.



Figures II.6. Effet de l'anisotropie axiale de la perméabilité sur la fréquence de résonance pour une plaque rectangulaire piégée entre un superstrat et un substrat; $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.159$ cm, $\epsilon_{t,1}=\epsilon_{z,1}=2.32$.

Les résultats numériques prouvent que pour une constante diélectrique basse ($1 < \epsilon_{z,2} < \epsilon_{z,1}$) des épaisseurs petites de la couche diélectrique protectrice ($d_2 < d_1$), la largeur de bande passante est sensiblement constante pour le cas isotrope [11], mais elle est plus sensible aux variations de la constante diélectrique transversale du superstrat $\epsilon_{t,2}$. Alors que la composante longitudinale $\epsilon_{z,2}$ n'a aucun effet sur la largeur de bande.



Figures II.7. Effet de l'anisotropie axiale de la perméabilité sur la fréquence de résonance imaginaire pour une plaque rectangulaire piégée entre un superstrat et un substrat; $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.159$ cm,

$$\epsilon_{t,1} = \epsilon_{z,1} = 2.32.$$

Pour des épaisseurs plus élevées ($d_1 < d_2$), on distingue deux régions : où dans la première ($d_1 < d_2 < 2d_1$), la largeur de la bande passante augmente lentement et la composante $\epsilon_{t,2}$ reste d'une influence que le coefficient $\epsilon_{z,2}$, par contre dans la deuxième région ($2d_1 < d_2$) la composante longitudinale de la permittivité $\epsilon_{z,2}$ devient le facteur le plus agissant.

Dans le cas de l'anisotropie uniaxiale, tel que : celui de ($\epsilon_{z,2}, \epsilon_{t,2} > \epsilon_{t,1}, \epsilon_{z,1}$) et avec des épaisseurs plus élevées ($3d_1 > d_2 > 2.6d_1$), la composante de la permittivité selon l'axe optique $\epsilon_{z,2}$ et celle transversale $\epsilon_{t,2}$ présentent des effets moindre sur la largeur de bande,

mais pour une valeur plus élevée de la constante diélectrique ($\epsilon_{z,2}, \epsilon_{t,2}=10$), les anisotropies (positive et négative) s'échange de rôle.

II.3.3. Effet de l'anisotropie uniaxiale magnétique :

II.3.3.a. Fréquence de résonance réelle :

Les figures ci-dessus (II.6) illustrent l'effet de la perméabilité sous sa forme uniaxiale comparativement avec le cas isotrope, pour différentes valeurs de perméabilités et épaisseurs du superstrat.

Les figures ci-dessus illustrent l'effet de la perméabilité sous sa forme uniaxiale comparativement avec le cas isotrope, pour différentes valeurs de perméabilités et épaisseurs du superstrat.

Selon les figures 6.(a)-6.(d), nous constatons qu'avec l'augmentation de la constante diélectrique ($\epsilon_{r,2} > \epsilon_{r,1}$), l'effet des deux composants de la perméabilité soit axiale ou longitudinale ($\mu_{t,2}, \mu_{z,2}$) devient plus négligeable, par contre pour la constante diélectrique faible ($\epsilon_{r,2} < \epsilon_{r,1}$), la composante $\mu_{z,2}$ a un effet plus important sur la partie réelle de la fréquence de résonance que la composante $\mu_{t,2}$.

II.3.3.b. Fréquence de résonance imaginaire :

Dans les figures 7, Les allures des courbes, pour des constantes diélectriques basses ($1 < \epsilon_{r,2} < \epsilon_{r,1}$) et couches minces ($d_2 < 1.5d_1$), montrent que la composante de perméabilité suivant l'axe optique $\mu_{z,2}$ est le facteur le plus influant sur la fréquence de résonance imaginaire, tandis que pour les couches épaisses ($d_2 > 2.6d_1$), la composante longitudinale $\mu_{t,2}$ devient plus agissante que le $\mu_{z,2}$.

Pour une constante diélectrique plus élevée ($\epsilon_{r,2} > \epsilon_{r,1}$), on distingue deux régions, où la première est à couches minces ($d_2 < 1.5d_1$), l'anisotropie a dans ce cas un effet négligeable (0.5% maximum), alors que dans la deuxième région ($d_2 > 1.5d_1$), la composante $\mu_{t,2}$ a un effet confirmé (jusqu'à 3%).

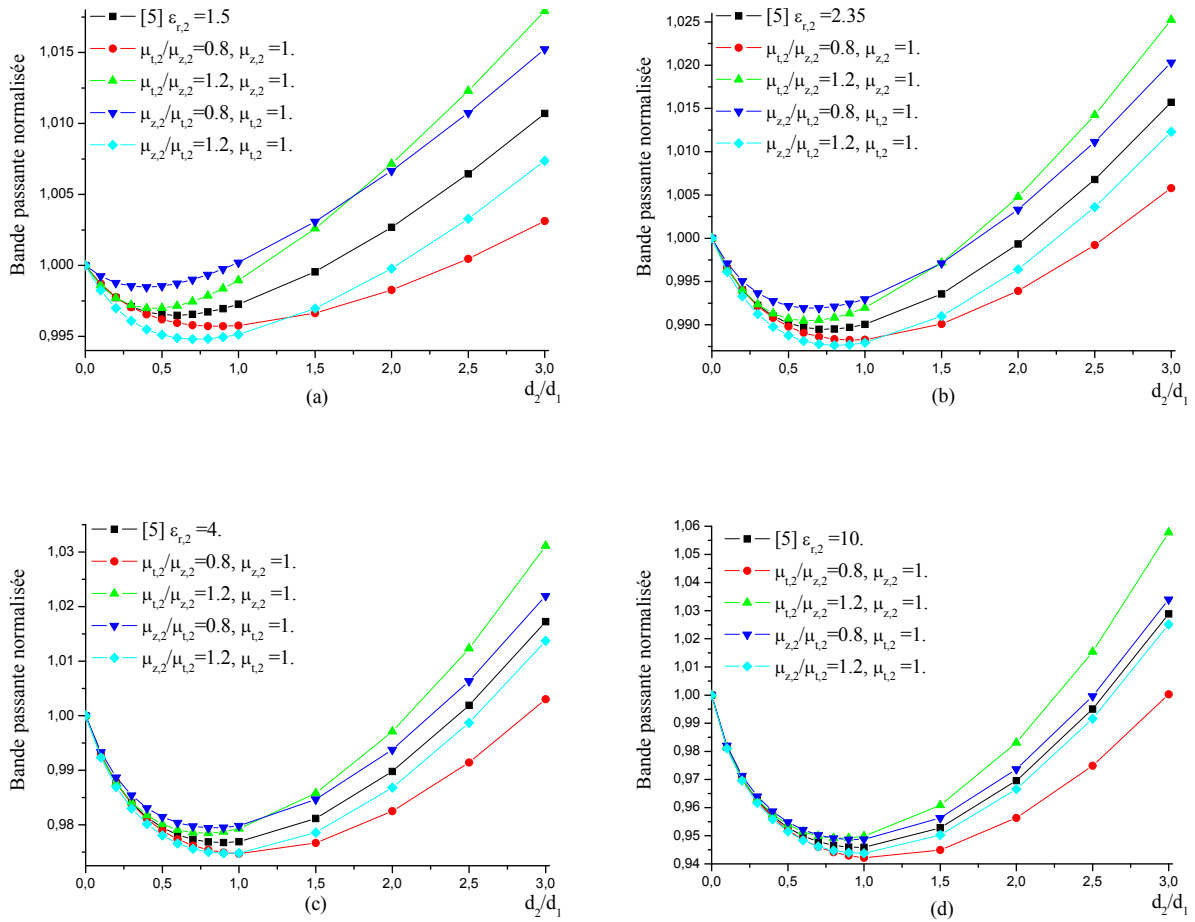


Figure II.8. Effet de l'anisotropie axiale de la perméabilité sur la bande passante pour une plaque rectangulaire piégée entre un superstrat et un substrat; $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.159$ cm, $\epsilon_{r,1}=\epsilon_{z,1}=2.32$.

II.3.3.c. Bande passante :

Les figures 8 montrent que pour des couches minces ($d_2 < d_1$), la composante $\mu_{z,2}$ influe sur la bande passante, cet effet demeure faible dans cette région, tandis que pour les couches épaisses ($d_2 > d_1$), la composante $\mu_{t,2}$ devient plus active que le $\mu_{z,2}$, et la bande passante atteint dans ce cas un maximum de 3%.

Pour des épaisseurs plus élevées du superstrat ($d_2 > d_1$), l'effet de la perméabilité sur la fréquence imaginaire et la bande passante est plus important que la constante diélectrique, tandis que pour la fréquence réelle les derniers éléments constitutifs ont un effet inversé.

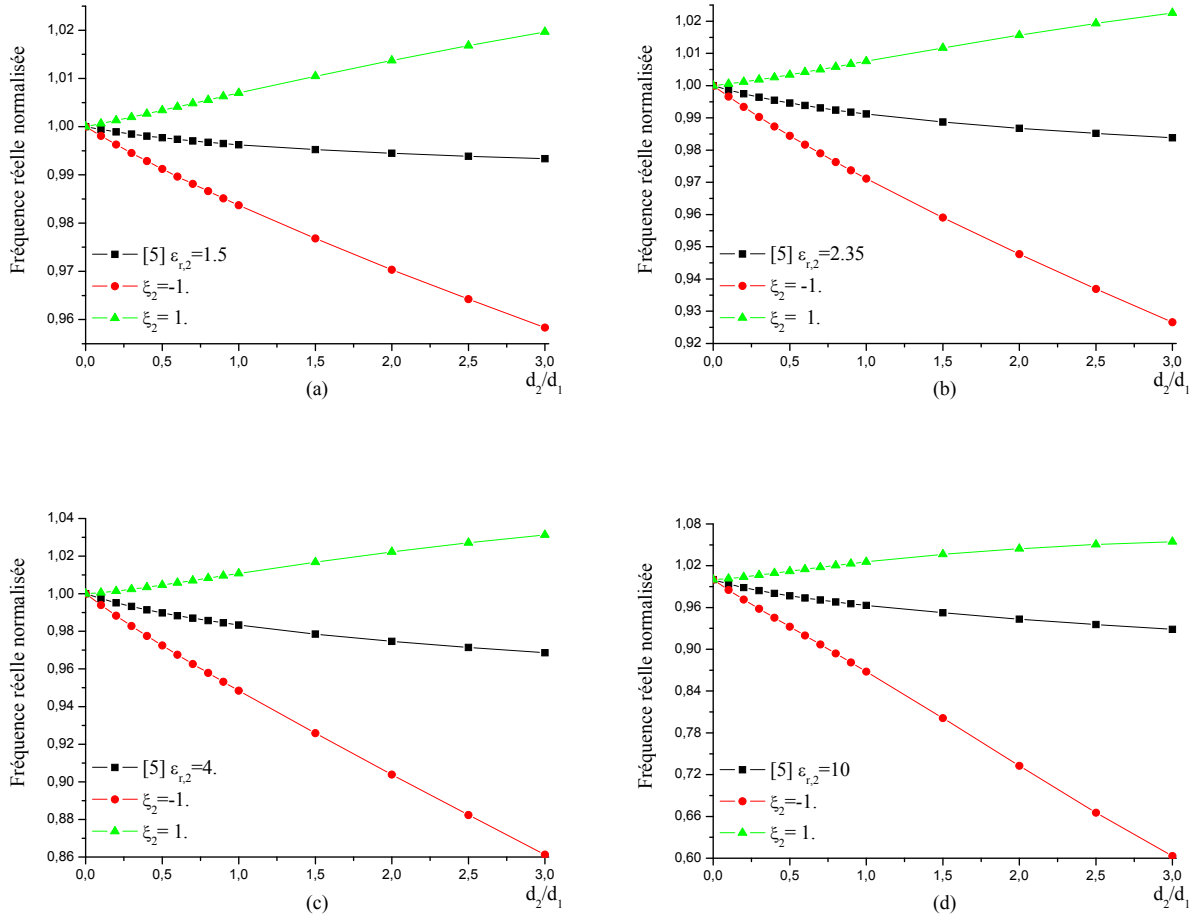


Figure II.9. Effet de la chiralité sur la fréquence de résonance partie réelle pour une plaque

rectangulaire piégée entre un superstrat et un substrat; $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.159$ cm, $\varepsilon_{r,1}=\varepsilon_{z,1}=2.32$

II.3.4. L'effet de la chiralité du superstrat :

II.3.4.a. Fréquence de résonance réelle :

L'effet de chiralité sur la fréquence de résonance, étudié et simulé par les figures 9 (a)-9. (d), n'a pas la même nature que celle des autres composantes électromagnétiques. Dans ce cas, l'effet de chiralité mène à une augmentation monotone de la fréquence de résonance réelle avec l'accroissement de l'épaisseur du superstrat pour un élément magnéto-électrique positif, tandis que l'effet des éléments magnéto-électriques négatifs sur la fréquence de résonance réelle est présenté par une diminution accentuée. En outre, en augmentant la constante diélectrique, la fréquence de résonance réelle normalisée augmente ou diminue en plus, selon le paramètre de chiralité.

II.3.4.b. Fréquence de résonance imaginaire :

Dans les figures 10, l'effet de chiralité sur la fréquence de résonance imaginaire demeure toujours le même que pour la partie réelle, alors qu'il est plus important pour la partie imaginaire que pour la partie réelle. La fréquence imaginaire normalisée est trois fois la fréquence de résonance imaginaire de la monocouche est ceci pour une chiralité positive, et six fois pour un paramètre négatif de chiralité.

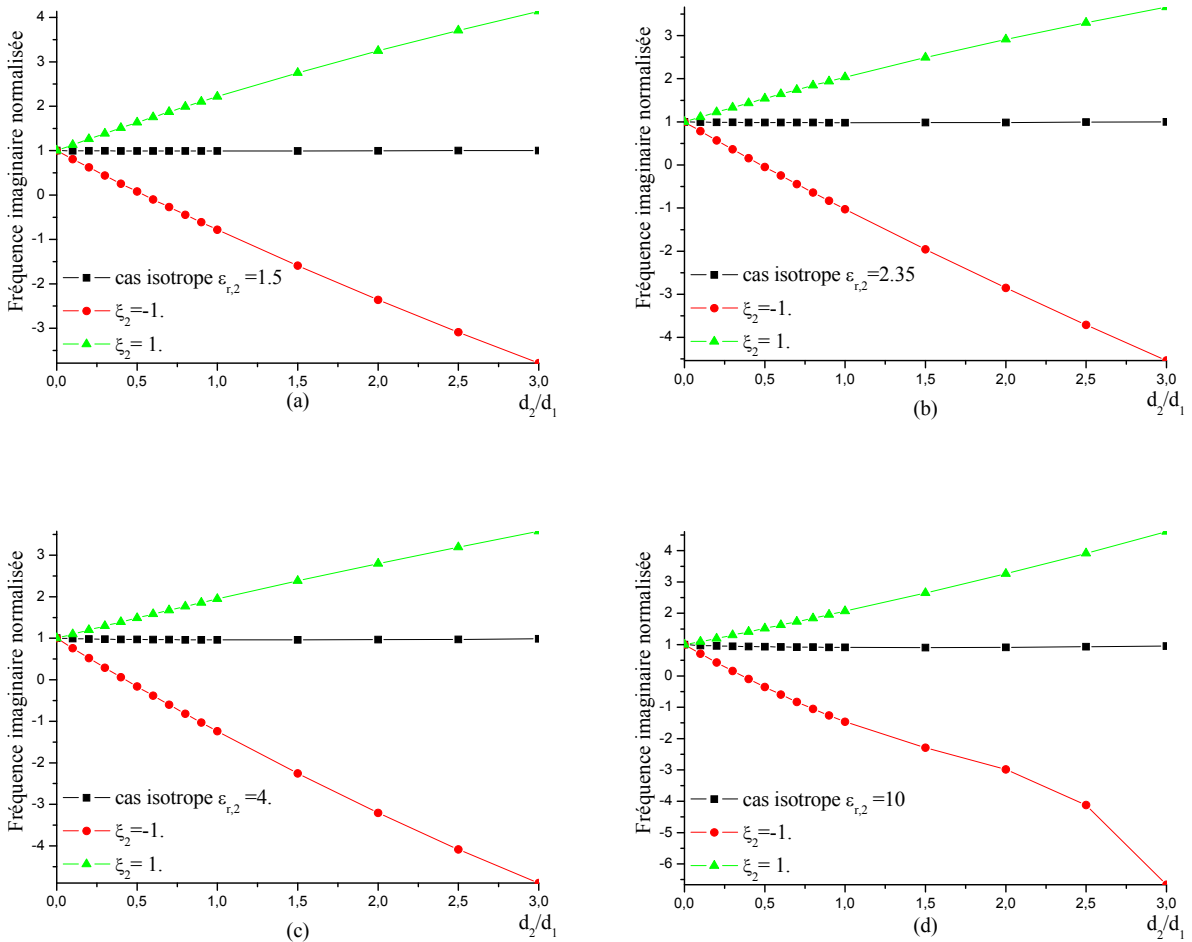


Figure II.10. fréquence imaginaire normalisée d'une plaque rectangulaire piégée en fonction de l'épaisseur du superstrat ; $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.1$ cm, $\epsilon_{t,1}=\epsilon_{z,1}= 2.35$, $\epsilon_{z,2}=1.5, 2.35, 4, 10$.

II.3.4.c. Bande passante :

L'effet de l'élément négatif de chiralité sur la bande passante est plus important que celui de l'élément positif pour des couche épaisses ($d_2 > 1.5d_1$) et pour une constante

diélectrique élevée. Ceci est illustré dans la figure 10 (b)-(d), où une augmentation d'onze fois BP_0 (bande passante de la monocouche) est obtenue.

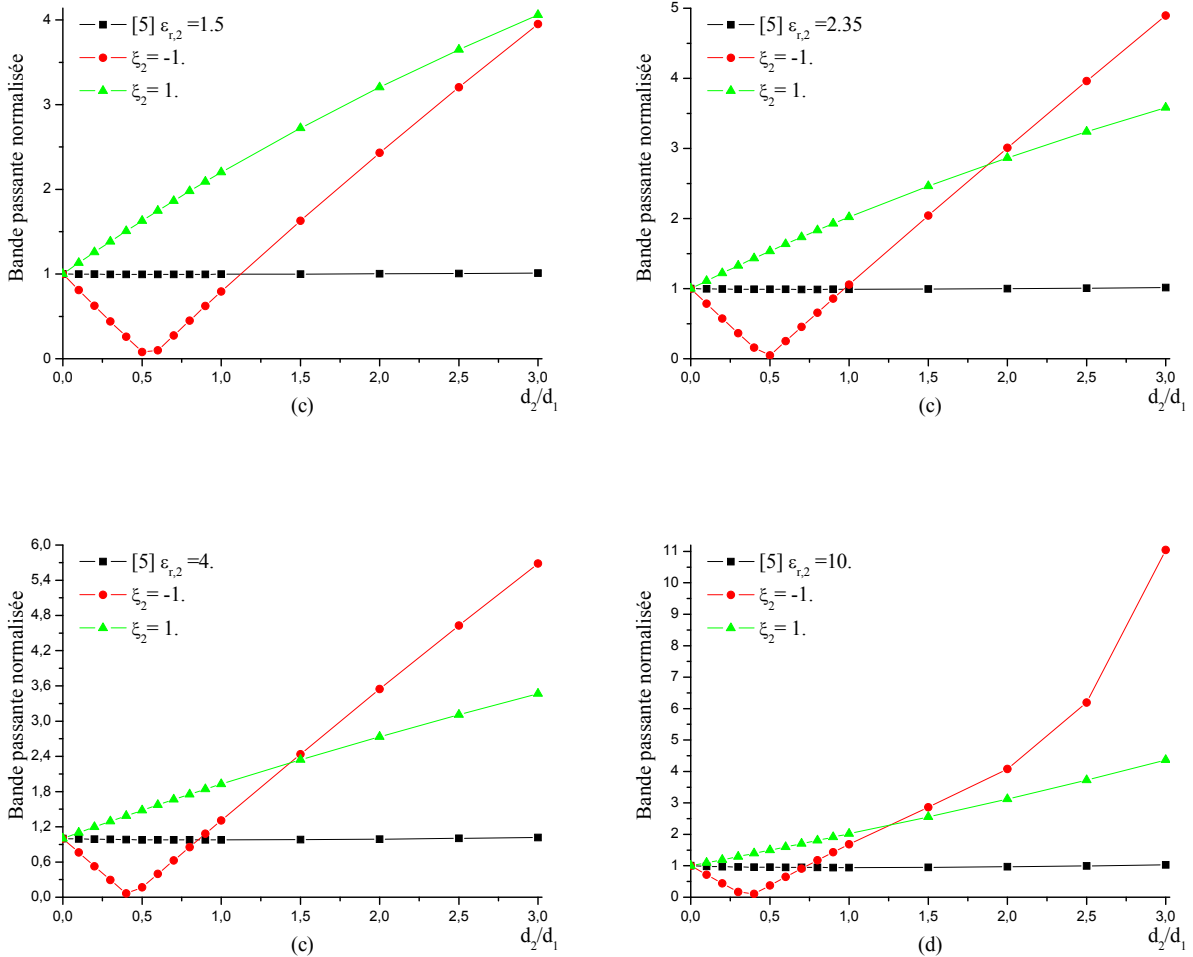


Figure II.11. Bande passante normalisée d'une plaque rectangulaire piégée en fonction de l'épaisseur du superstrat ; $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.1$ cm, $\epsilon_{t,1}=\epsilon_{z,1}= 2.35$, $\epsilon_{z,2}=1.5, 2.35, 4, 10$.

On remarque que pour la constante diélectrique inférieure ($1 < \epsilon_{r,2} < \epsilon_{r,1}$) l'effet de l'élément positif de chiralité sur la bande passante est plus important que celui dans le cas où l'élément est négatif.

Nous notons que l'élément négatif de chiralité est avantageux selon certaines applications par rapport au cas d'élément positif, en raison de la possibilité de l'annulation de la largeur de la bande passante ($d_2 \approx 0.5d_1$).

II.3.5. L'effet de la chiralité combiné du substrat et superstrat:

II.3.4.a. Fréquence de résonance réelle :

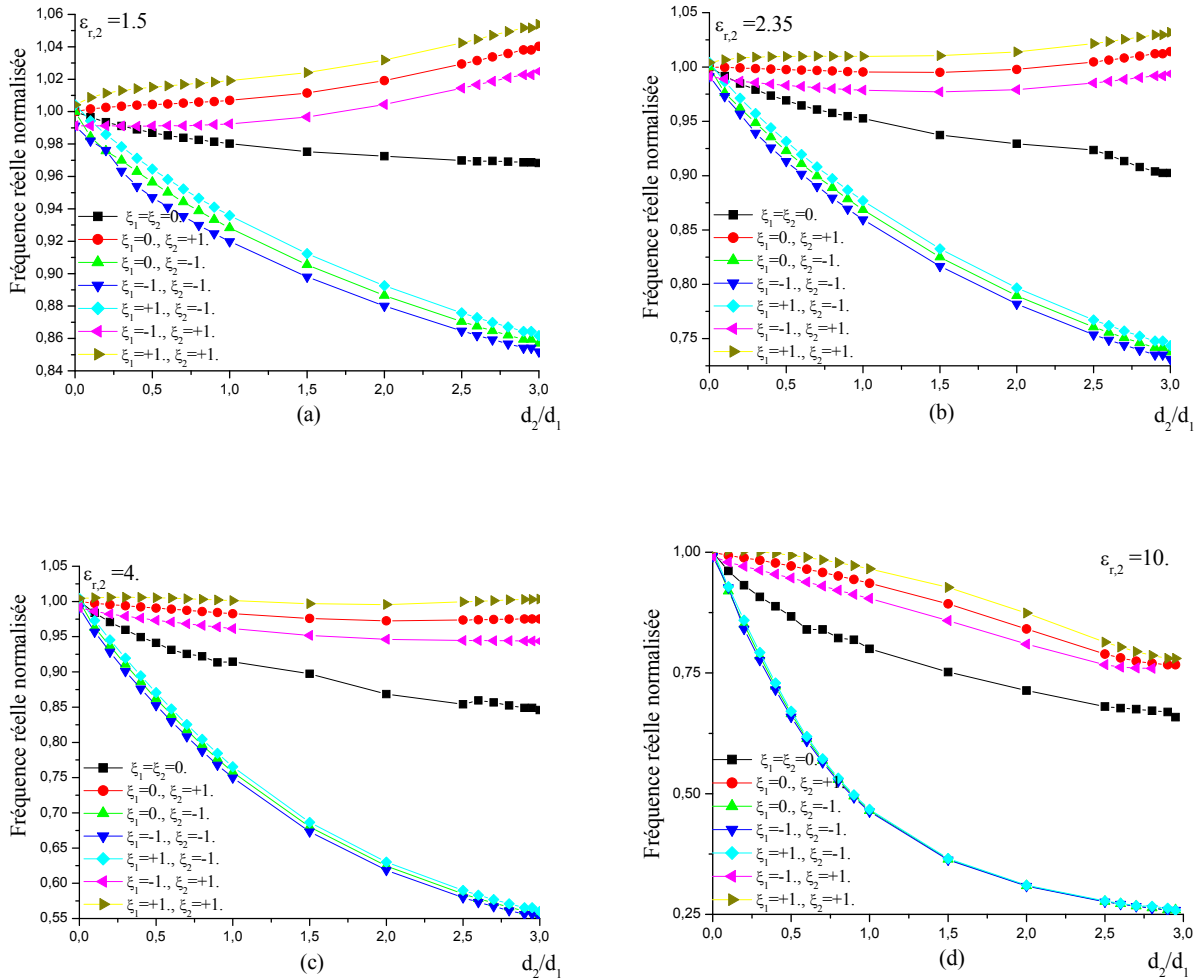


Figure II.12. Effet de la chiralité du substrat et du superstrat sur la fréquence de résonance réelle; avec $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.5$ cm, $\epsilon_{t,1}=\epsilon_{z,1}=2.32$, $\epsilon_{z,2}=1.5, 2.35, 4, 10$.

En annexe 'B' nous donnons, une présentation de l'effet de la chiralité conjugué des deux substrats chiraux. Sachant que d_1 vaut 1mm, avec ce cas, on trouve un effet dominant de la chiralité du superstrat, alors qu'avec une telle épaisseur du substrat il n'y a aucun effet important, et cela convient avec l'effet des couche mince de chiral [12], ceci impose que la couche du substrat soit épaisse pour mieux distinguer l'effet conjugué de cette dernière avec celui du superstrat. En effet nous avons pris $d_1=5mm$. Les dimensions de la

structure étudiée et le rapport d_2/d_1 sont préservées telles que dans les cas précédents, la normalisation est par rapport au cas où $d_2=0$.

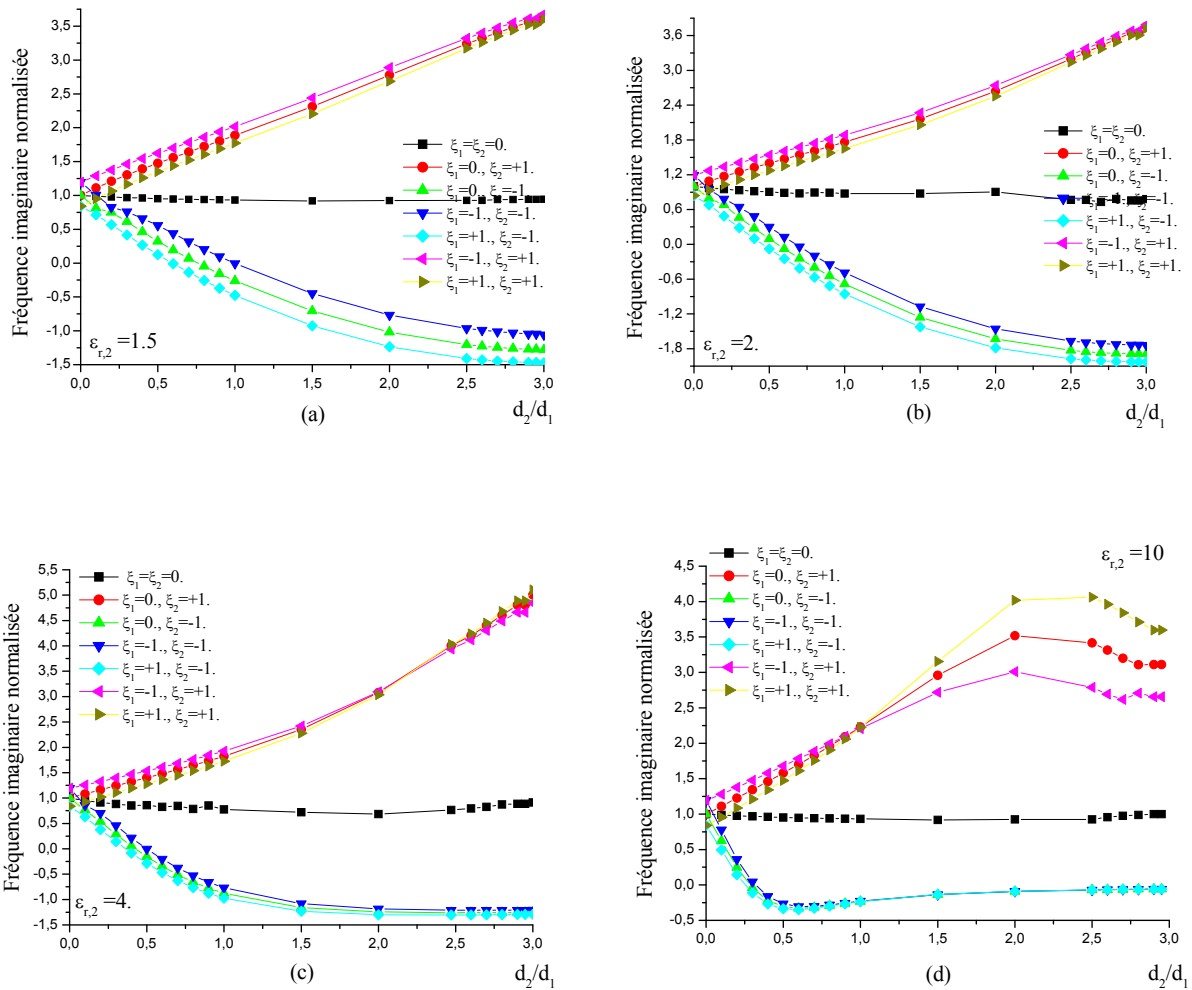


Figure II.13. Effet de la chiralité du substrat et du superstrat sur la fréquence de résonance imaginaire;

avec $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.5$ cm, $\epsilon_{i,1}=\epsilon_{z,1}=2.32$, $\epsilon_{z,2}=1.5, 2.35, 4, 10$.

Les figures 12, présentent l'effet associé des deux composantes magnétoélectriques des différentes couches (substrat et superstrat). L'allure de la fréquence de résonance réelle prend la forme étudiée précédemment. Avec cette forme de base, l'effet de la chiralité du substrat s'ajoute. L'augmentation ou diminution de la fréquence due à la chiralité du substrat est de quelque pour cent. Rendre la couche substrat plus épaisse fait accroître l'augmentation ou la diminution supplémentaire de la fréquence de résonance réelle. En outre l'élément magnétoélectrique du superstrat ξ_2 positif agit plus avec l'élément

magnétoélectrique du substrat ζ_1 , a fin d'avoir plus d'effet, (voir annexe D). En faisant augmenter la couche du superstrat, et élevant la constante diélectrique ($\epsilon_{r,2} \leq 4$), l'effet du substrat devient de plus en plus faible.

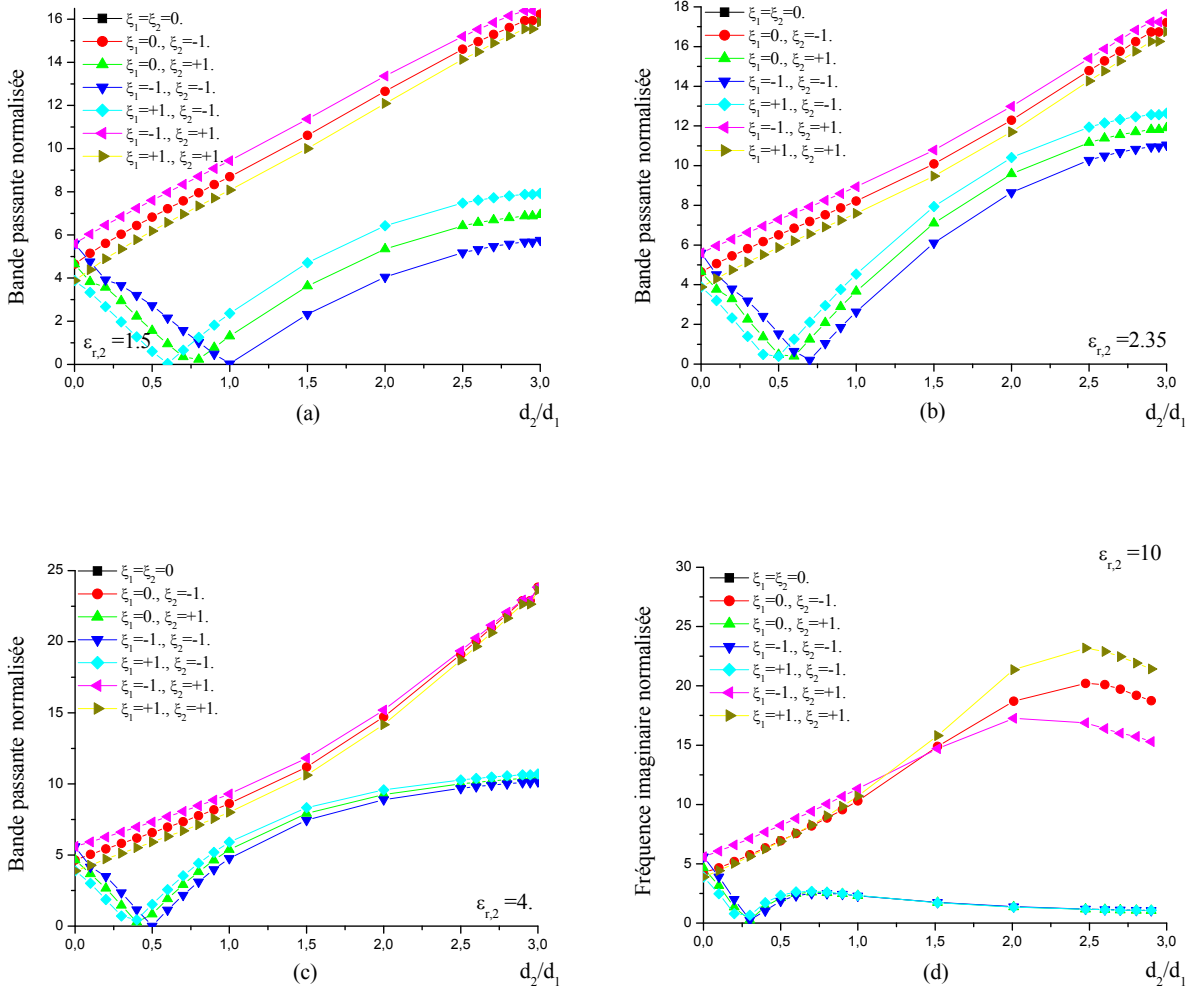


Figure II.14. Bande passante normalisée d'une plaque rectangulaire piégée en fonction de l'épaisseur du superstrat ; $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.1$ cm, $\epsilon_{r,1}=\epsilon_{z,1}=2.35$, $\epsilon_{z,2}=1.5, 2.35, 4, 10$.

II.3.4.b. Fréquence de résonance imaginaire :

Dans les figures 13, l'allure de l'effet de chiralité sur la fréquence de résonance imaginaire de la configuration substrat-superstrat est aussi semblable aux Figures 10. Par contre l'effet de la chiralité du substrat ζ_1 , a plus d'effet avec le coefficient magnétoélectrique du substrat ζ_2 négatif, et cela n'est juste que pour des petites constantes

diélectrique ($\epsilon_{r,2} \leq \epsilon_{r,1}$). Pour des constantes diélectriques élevées ($\epsilon_{r,2}=10$), et pour une couche plus épaisse du superstrat ($d_2 > d_1$), on remarque que :

Contrairement au cas étudié dans le chapitre 1 de la deuxième partie [12], l'élément positif ζ_l dans ce cas change d'effet, en faisant augmenter la fréquence imaginaire au lieu de la faire diminuer, et inversement pour l'élément négatif.

II.3.4.a. Bande passante :

D'après les figures 14, on constate que pour une constante diélectrique faible et selon les éléments magnétoélectriques soient positifs ou négatifs ayant des rapports d'effets rapprochés.

Cependant pour des permittivités élevées et un paramètre de chiralité du superstrat positif et en tenant compte des couches du superstrat épaisses, on distingue des régions différentes. La première ($d_1 < d_2 < 2.5d_1$), une augmentation importante de la bande passante atteignant les 400%, la deuxième quand ($2.5d_1 < d_2$), la bande passante commence à diminuer, l'augmentation importante des bandes passantes est du aussi aux épaisseurs élevées, où avec le cas du chiral (chapitre I.1) [12], on a conclu que le problème des ondes de surfaces est minimiser.

II.4. Conclusion :

L'effet de l'anisotropie uniaxiale, de la permittivité, de la perméabilité et de la chiralité du substrat et superstrat sur la fréquence de résonance et la bande passante complexes a été étudié, en utilisant la formulation d'équation intégrale. La convergence numérique rapide est obtenue avec des fonctions de base sinusoïdales, le calcul a été effectué sur un PC avec une RAM de 1.86 gigahertz Intel Pentium M, l'annulation du déterminant du tenseur de Green a été obtenue en 42s. Des résultats numériques pour la fréquence de résonance et la bande passante ont été présentés pour des différentes valeurs des paramètres constitutifs.

En conclusion il faut tenir en compte que l'anisotropie des substrats devrait toujours être tenue en considération lors de la conception des résonateurs microruban, car si l'anisotropie étaient ignorées, les antennes ou autre résonateurs auraient hors bande de fréquentielle prévue. En outre pour améliorer les paramètres du résonateur, le chiral serait le milieu adéquat a cette opération, vue que ce milieu artificiel peut être créé selon les besoins du concepteur.

II.5. Référence :

[1] N. G. Alexopoulos and D. R. Jackson, "Fundamental superstrat (cover) effects on printed circuit antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-32, No. 8, pp. 807-816, Aug. 1984.

[2] V. Losada, R. R. Boix, and M. Horno, "Full-Wave Analysis of Circular Microstrip Resonators in Multilayered Media Containing Uniaxial Anisotropic Dielectrics, Magnetized Ferrites, and Chiral Materials", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 48, No. 6, pp 1057-1164, June 2000.

[3] J. T. Bernhard and C. J. Tousignant, "Resonant frequencies of rectangular microstrip antennas with flush and spaced dielectric superstrats", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 47, No. 2, pp. 302-308, Feb.1999

[4] V. Losada, R. R. Boix, and M. Horno, "Resonant modes of circular microstrip patches in multilayered substrates", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 47, No. 4, pp. 488-498, Apr. 1999.

[5] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, T. Fortaki and D. Khedrouche, "Resonant frequency and bandwidth of a superstrate-loaded rectangular patch on a uniaxial anisotropic substrate", *Communications in Numerical Methods in Engineering*, Vol. 16, No. 7, pp. 459-473, July 2000.

[6] D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-35, No. 6, pp. 613-621, June 1987.

[27] R. M. Nelson, D. A. Rogers, and A. G. D'Assunção, "Resonant frequency of a rectangular microstrip patch on several uniaxial substrates", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* Vol. AP-38, No. 7, pp. 973-981. July 1990.

[8] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, A. Benghalia, D. Khedrouche and T. Fortaki, "Uniaxially anisotropic substrate effects on resonance of rectangular microstrip patch antenna", *Electronics Lett.*, Vol. 35, No. 4, pp. 255-256, Feb 1999.

[9] K. L. Wong, J. S. Row, C. W. Kuo, and K. C. Huang, "Resonance of a rectangular microstrip patch on a uniaxial substrate", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 41, No. 4, pp. 698-701. Apr. 1993.

[10] C. S. Gurel, E. Yazgan, "Characteristics of a circular patch microstrip antenna on uniaxially anisotropic substrate", *IEEE Trans. Antenna Propag.*, Vol. 52, No. 11, pp. 2532-2537, 2004.

[11] I. J. Bahl, P. Bhartia, and S. S. Stuchly, "Design of microstrip antennas covered with a dielectric layer", *IEEE Trans. Antenna Propag.*, Vol. AP-30, No. 2, pp. 314-318, Mar. 1982.

[12] C. Zebiri, M. Lashab, and F. Benabdelaziz, "Effect of anisotropic magneto-chirality on the characteristics of a microstrip resonator", *IET Microwaves, Antennas Propagation*, 2010, Vol. 4, No. 4, pp. 446-452, Apr 2010.

[13] C. Zebiri, M. Lashab, F. Benabdelaziz. "Resonance Frequency and Bandwidth of a Chiral Microstrip Resonator", Sofia Antipolis Micro Electronics Forum (SAME 2008), 1-2 Oct. 2008, Nice.

[14] C. Zebiri, F. Benabdelaziz. “Asymptotic Approach for Rectangular Microstrip Patch antenna With Magnetic Anisotropy and Chiral Substrate”, *Proceedings Of World Academy Of Science, Engineering And Technology*, Vol. 35, pp. 64-71, Nov 2008.

[15] W. C. Chew and T. M. Habashy, “The use of vector transforms in solving some electromagnetic scattering problems”, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-34, No. 7, pp. 871-879, July 1986.

[16] W. C. Chew and Q. Liu, “Resonance frequency of a rectangular microstrip patch”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 36, No. 8, pp. 1045-1056, Aug. 1988.

[17] H.-Y. Yang, A. Nakatani, J.A. Castaneda, “Efficient evaluation of spectral integrals in the moment method solution of microstrip antennas and circuits”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 38, No. 7, pp. 1127-1130, 1990.

Partie III

Chapitre : Réalisation

Résumé :

Dans cette partie, nous étudions les effets de l'anisotropie de la perméabilité des substrats, sur la fréquence de résonance d'un patch microruban rectangulaire imprimée sur ferrite. Par l'approche spectrale, où le problème est rigoureusement formulé par l'équation intégrale ayant comme noyau la fonction spectrale dyadique de Green. En utilisant la procédure de Galerkin pour résoudre l'équation intégrale, la fréquence de résonance complexe du mode TM_{01} est modélisée par les fonctions de base sinusoïdales. Nous comparons nos résultats avec ceux simulés par HFSS version 11.1.

I.1. Introduction

Cette étape de notre recherche concerne une modélisation et conception, au Département Micro-onde, Technopole de Brest, France, d'un résonateur microbande rectangulaire implantée sur substrat ferrite ayant les propriétés sous citées.

La sélection d'un ferrite pour une application donnée en micro-onde est un défi difficile; du au fait que : la gamme des dispositifs à produire est large, et leurs paramètres sont divers.

Avec les dispositifs réciproques (phase shifter) et non-reciproques (isolateurs, circulateurs), les appareils micro-ondes exploitent la perméabilité du ferrite, qui est déterminée par le phénomène de la résonance magnétique. Ainsi, la perméabilité dépend d'une part, de la nature magnétique du matériau et du champ magnétique statique externe appliqué. Et d'autre part, de la fréquence et de la polarisation de l'onde électromagnétique, générée par le champ statique. Cependant avec une propagation d'onde circulairement polarisée parallèle au champ statique, la perméabilité dépendra du signe de cette polarisation (positif ou négatif selon le sens de la rotation des vecteurs champ par rapport à la direction de la propagation).

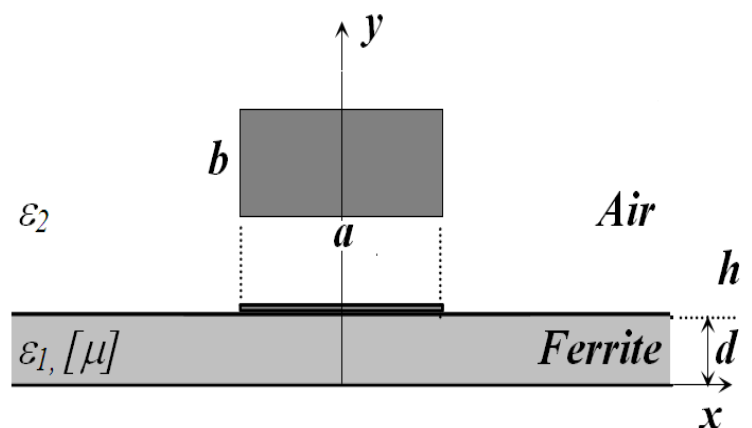


Fig.1 : Coupe transversale d'un patch rectangulaire imprimé sur substrat magnétique.

I.2. Théorie

En premier, la détermination de la fréquence de résonance est indispensable, pour estimer la fréquence de travail de ce résonateur. La modélisation du résonateur microbande rectangulaire (présenté par la figure 1), implanté sur le ferrite ayant les propriétés sous citées, est selon la méthode spectrale.

Dans cette étude, la formule de la perméabilité du milieu est conçue comme suit [1]:

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 \quad (3)$$

$$\mu_{\pm} = 1 + \chi_{\pm} \quad (4)$$

$$\chi_{\pm} = \chi'_{\pm} - j\chi''_{\pm} \quad (5)$$

Où χ'_{\pm} présente la susceptibilité et χ''_{\pm} présente les pertes.

$$\chi'_{\pm} = M_s \frac{\left(H_r \mp f/\gamma \right)}{\left(H_r \mp f/\gamma \right)^2 + \left(\Delta H/2 \right)^2} \quad (6)$$

$$\chi''_{\pm} = M_s \frac{\left(\Delta H/2 \right)}{\left(H_r \mp f/\gamma \right)^2 + \left(\Delta H/2 \right)^2} \quad (7)$$

Avec $\gamma = g_{\text{eff}} \cdot 0.01759 \text{ MHz m/A}$.

M_s est la magnétisation de saturation, ΔH est la mi-largeur de point de la courbe de Lorentz.

L'indice \pm présente le sens positif ou négatif du champ H_r appliqué.

I.2.1. Évaluation du tenseur de Green

L'étude effectuée reste pareille à celle développée aux chapitres précédents. On aboutit cependant à l'expression mise sous sa forme compacte de la fonction dyadique de Green [2] [3] :

$$\overline{\mathbf{G}}(\overline{\kappa}_s) = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \text{diag} \left[\frac{\kappa_z \kappa_z^e}{D^e}, \frac{\kappa_0^2 \mu_{\pm}}{D^h} \right] \sin(\overline{\kappa}_z d) \quad (15)$$

Où:

$$D^e = \kappa_z \varepsilon_t \cos(\kappa_z^h d) + j\kappa_z^e \sin(\kappa_z^e d) \quad (16)$$

$$D^h = \kappa_z^h \cos(\kappa_z^h d) + j\kappa_z \mu_{\pm} \sin(\kappa_z^h d) \quad (17)$$

1.2.2. Perméabilité

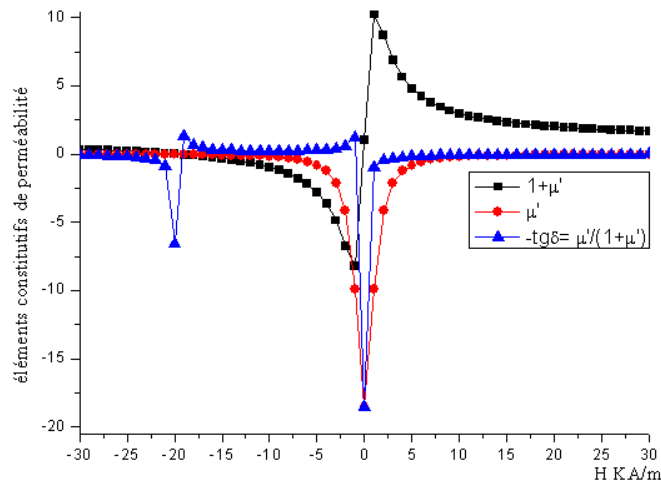


Fig.2 : Coupe transversale d'un patch rectangulaire imprimé sur un substrat magnétique

Avant de procéder au calcul de la fréquence de résonance en fonction de la magnétisation externe appliquée sur la structure adoptée, nous sommes contraints de définir le comportement des éléments constitutifs du support à ce champ externe, et ceci afin de pouvoir interpréter les résultats caractéristiques, obtenus après résolution numérique.

La figure suivante présente la variation de la constante de perméabilité en fonction de la magnétisation externe, appliquée sur le ferrite (annexe E).

L'élément $1/\mu^{1/2}$ est important, du au fait que la forme approchée de la fréquence de résonance du mode TM_{01} , d'un résonateur de dimension $a*b$ implanté sur un milieu magnétique mince, est de $(2.b.\varepsilon^{1/2}\mu^{1/2})^{-1}$ [3][4].

On constate que la partie réelle de la perméabilité, fonction de la magnétisation, est faible dans la région (<0.5) alors que dans la zone opposée elle se rapproche de l'unité. Et ces deux zones sont distinctes par la brusque variation et la valeur maximale de la perméabilité qui varie de (-10) à (+10). Alors que sa partie imaginaire, présente une résonance à 20 KA/m. Et en l'absence de magnétisation d'importantes pertes sont remarquées qui ne sont exploitables que dans la conception des filtres planaires.

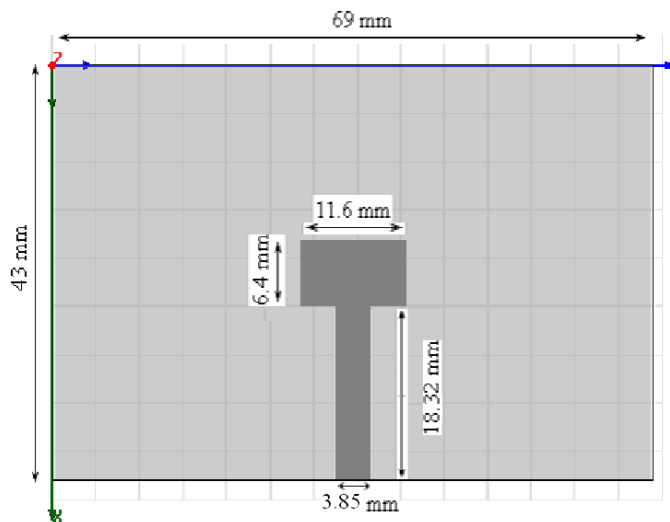


Fig.3 : Coupe frontale de la structure étudiée.

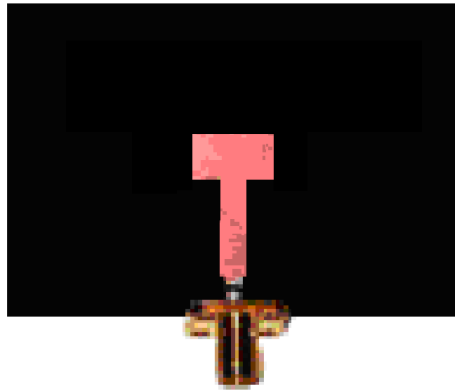


Fig.4 : Structure réalisée au département micro ondes de Brest.

Dans notre cas de réalisation le ferrite possède les propriétés suivantes :

Permittivité du ferrite $\epsilon_r=12.3$ et $\text{tg}\delta=610^{-4}$,

Saturation magnétique $M_s=2500\text{Gaus}$,

Rapport de gyrotropie $\gamma = \gamma_{eff} \cdot 0,01759 \text{ MHz/A}$, $\gamma_{eff} = 2.30 \pm 0.01\%$,

I.3. Résultat

I.3.1. Fréquence de résonance réelle et imaginaire

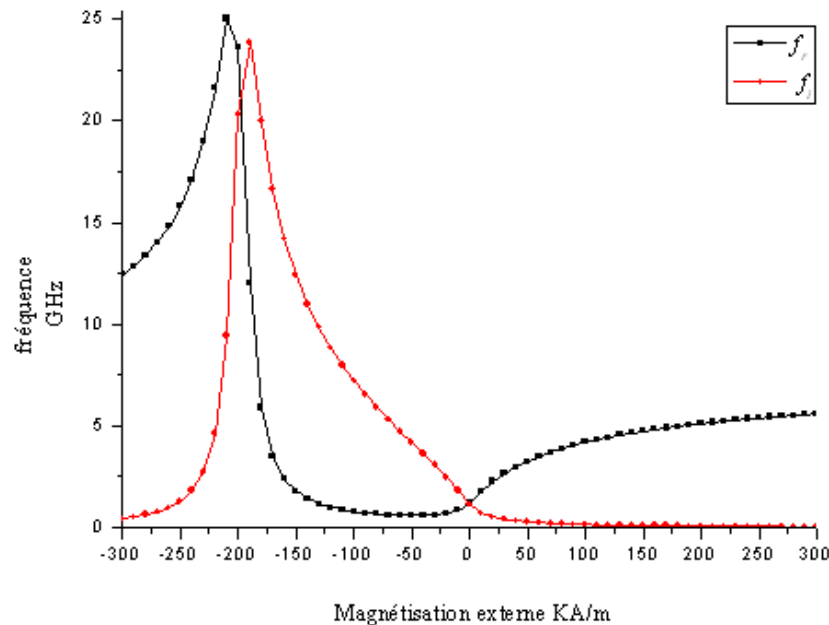


Fig.4 : Fréquence de résonance réelle et imaginaire du résonateur étudiée.

En se rapprochant de la première résonance du ferrite, on remarque une augmentation brusque des deux parties de la fréquence de résonance complexe, une augmentation très importante qui sera bénéfique dans la conception des résonateurs rayonnants (cela est remarquable dans le sens négatif de la magnétisation externe), alors que pour une magnétisation dans le sens de la propagation on remarque une augmentation légère de la fréquence de résonance accompagnée par une diminution de la partie imaginaire. Dans ce cas nous pouvons avoir une antenne qui travaille dans deux régions entièrement différentes. Une antenne ayant une fréquence de travail de 25 GHz, qui puisse mesurer en continu le niveau de solides [2], ou dans les 5GHz, où l'on peut transmettre l'information toute en changeant le sens de la magnétisation de la valeur -200 au 200 KA/m.

1.3.2. Validation des résultats avec HFSS :

Pour valider au mieux nos résultats, la partie réelle de la fréquence de résonance est alors comparée avec celle trouvée après simulation par HFSS version 11.1 (Fig.5).

On constate que les deux allures de la fréquence de résonance réelle calculée par la méthode spectrale et simulée par HFSS, se concordent en général, vue que le HFSS tient compte des effets rayonnants et d'adaptation de l'excitation et d'autres facteurs.

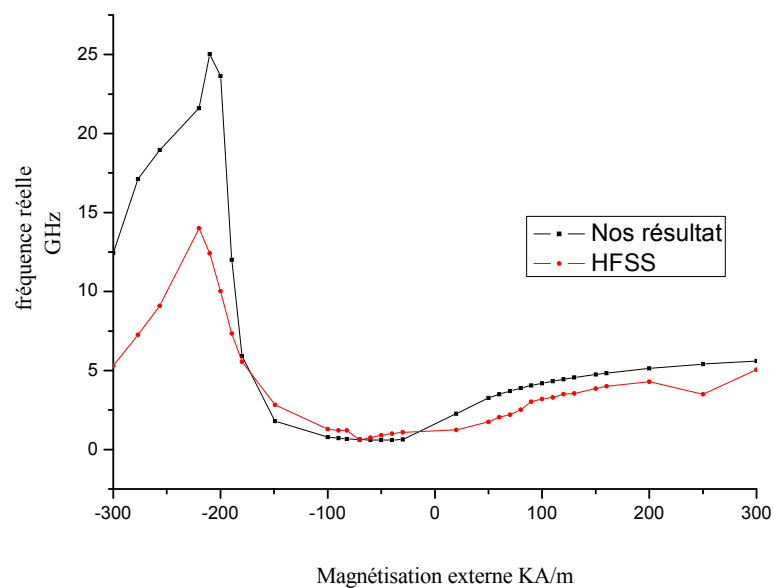


Fig.5 : Fréquence de résonance réelle et imaginaire du résonateur étudiée.

1.3.3. Validation des mesures avec HFSS :

En dessous des mesures premières pour valider la structure sus citée, ces mesures effectuées, par analyseur de réseau, nous fournissent le paramètre S_{11} en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de magnétisation externe.

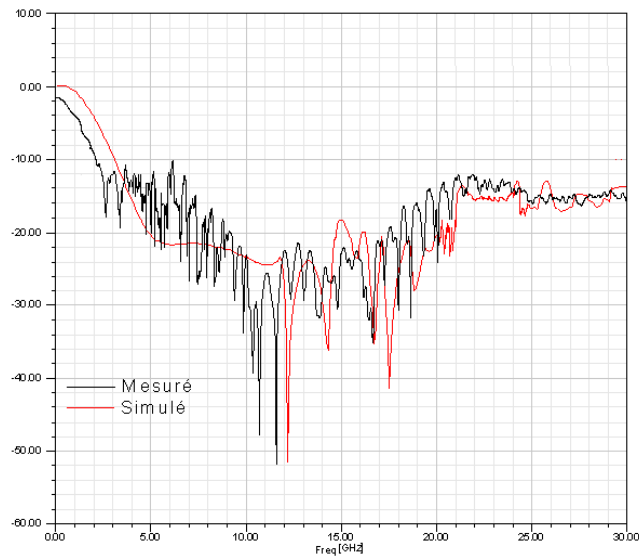


Fig.6 : Paramètre S_{11} en fonction de la fréquence avec une magnétisation externe négative ($H_0 = -200 \text{KA/m}$).

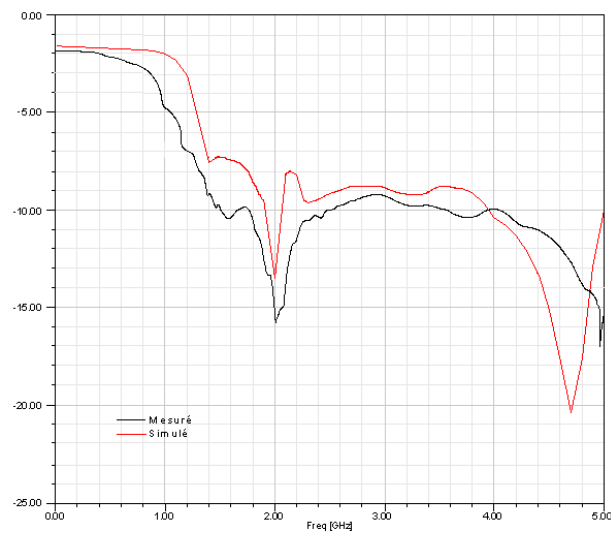


Figure 7 : Paramètre S_{11} en fonction de la fréquence à l'absence de la magnétisation.

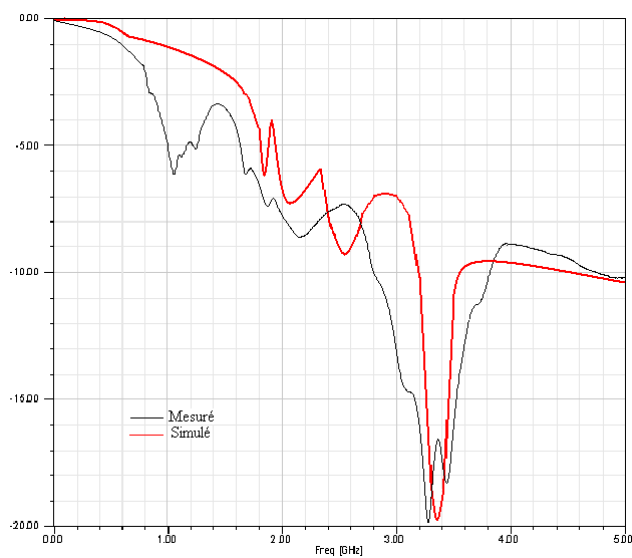


Figure 8 : Paramètre S_{11} en fonction de la fréquence avec une magnétisation externe positive ($H_0 = +65 \text{KA/m}$).

D'après les figures 6-8, nous constatons que la magnétisation a un effet direct sur la fréquence de résonance et la bande passante de la structure simulée et mesurée. Une concordance générale en forme est obtenue. Pour une magnétisation externe appliquée dans le sens inverse à la propagation, une augmentation de la fréquence de résonance accompagnée par celle de la bande passante ($H_0=-200\text{KA/m}$, $f_r=11\text{GHz}$, $\text{BP}=+280\%$ pour les-10dB), En outre pour une magnétisation dans le sens positif, une augmentation moins importante de la fréquence de résonance et la bande passante ($H_0=+65\text{KA/m}$, $f_r=3,25\text{GHz}$, $\text{BP}=+30\%$ pour les-10dB). L'élargissement de la bande passante ainsi que l'augmentation de la fréquence de résonance justifient l'exactitude de l'étude théorique et de la simulation. A l'absence de la magnétisation devrait (fig.4) travaillé dans les 2GHz, est c'est le cas prouvé par la figure 8 et une bande étroite de +3%.

I.4. Conclusion :

Dans ce travail, les effets de la magnétisation externe appliquée sur le ferrite sur la fréquence de résonance complexe et la bande passante d'une antenne microbande rectangulaire sont étudiés selon une modélisation conception et simulation avec HFSS. La détermination de la fréquence de résonance est basée sur une méthode intégrale utilisant la fonction tensorielle spectrale de Green et la méthode des moments / procédure de Galerkin comme outil de résolution. Le travail peut être considéré en une partie intéressante. Cette partie est consacrée à l'étude d'une antenne microruban à substrat magnétique, où nous avons vérifié quelques résultats.

L'introduction du ferrite mène à une diversité d'applications de la structure conçue. Son appréciable effet, est le pouvoir de miniaturisation des structures planaires, qui facilite l'intégration des composants électroniques. En plus nous pouvons utiliser ce milieu afin de réaliser des résonateurs larges bandes ou à résonance multi fréquence.

I.5. Références

- [1] Microwave Ferrite Materials, Temex, pp 3-6
- [2] D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate", *IEEE Trans. Antennas Propagar.* Vol. 35, pp. 613-621, June 1987.
- [3] Zebiri, c. Benabdelaziz, F. Lashab, M., "Resonant frequency of a microstrip antenna on a uniaxial electric superstrate", *Mediterranean Microwave Symposium (MMS)*, 2009, 15-17 Nov. 2009, pp1-3
- [4] A. Buerkle, and K. Sarabandi, "A Wide-Band, Circularly Polarized, Magnetodielectric Resonator Antenna", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 53, No. 11, pp 3436-3442, Nov. 2005.

Conclusion générale

Conclusion générale :

Une étude théorique de quelques structures de lignes de transmission et résonateurs microbandes de géométries rectangulaires a été effectuée. La méthode intégrale, adaptée dans le domaine spectral, a constitué l'outil théorique d'analyse et de caractérisation des structures, traitées dans notre recherche (lignes et résonateurs microrubans). L'équation intégrale du champ électrique est formulée en terme d'un tenseur spectral de Green, où la distribution est celle des courants électriques sur les plaques conductrices constituant les structures, caractérisées sus citées.

Dans la procédure de résolution de l'équation intégrale par la méthode des moments via la procédure de Galerkin, le choix adéquat des fonctions de base pour la plaque constitue une étape d'importance essentielle, a fin d'arriver à la convergence rapide de nos résultats.

L'originalité de ce travail est l'utilisation des substrats et superstrats bi-anisotropes, selon différents paramètres constitutifs de la structure et l'étude de leurs effets sur la fréquence de résonance et la bande passante des lignes et résonateurs microbandes. Des résultats théoriques originaux et concordants avec ceux publiés ont fait l'objet de deux publications et plusieurs communications nationales et internationales. L'utilisation de ces milieux complexes (ferrite et chirale), comme support de nos structures de transmission, a permis une diversité d'applications qui peuvent être traités et conçu telles que : les lignes à retard, les isolateurs, les filtres, les oscillateurs et les circulateurs etc...., en outre ces milieux portent une amélioration des caractéristiques des résonateurs telles que : la bande passante (allant jusqu'aux 300%, pour certains cas), fréquence de résonance (allant jusqu'aux, 10%), et impédance d'entrée, ainsi que la possibilité de miniaturisation de ces structures, qui va dans la logique des progrès technologiques de ces dernières années, où dans le cas de chiralité il s'avère, d'après nos recherche, possible de miniaturiser la

structure d'un rapport de 45%, en effet, la chiralité et l'anisotropie uniaxiale suppriment totalement l'effet nuisible de la couche protectrice.

Les difficultés rencontrées lors de cette recherche étaient, la complexité des milieux choisis comme support et les structures microbandes analysées. Ceci était du principalement au nombre, de couches diélectriques, variable et la présence d'anisotropie de type uniaxiale et de la gyrotropique comme paramètres constitutionnels des diélectriques. Cependant il était impératif de faire une formulation théorique globale du tenseur spectral de Green, qui constitue le noyau de l'équation intégrale à résoudre. La forme devrait être par la suite parfaitement adaptée pour la résolution numérique. Le premier traitement réalisé consistait à formuler le tenseur de Green en représentation (TM, TE) et selon une technique matricielle simple de structurer les routines correspondantes en des modules standards dont les intérêts sont : possibilité de localiser les singularités apparaissant dans les dénominateurs du tenseur de Green et l'adaptation directe pour d'autres structures multicouches.

Une autre tâche qui n'est pas aussi facile que la première est de choisir, parmi une assez grande variété de fonctions de base celles qui donnent une convergence de la méthode des moments vers celle sera la plus proche du modèle physique, avec des efforts moindre en calcul numérique. Certains types de celles-ci sont très lourdes d'un point de vue formulation théorique et implémentation numérique.

Une collaboration avec le technopôle de Brest France nous a permis la réalisation d'un résonateur, implanté sur milieu magnétique.

Comme perspectives pour des travaux futurs, nous suggérons :

➤ Une caractérisation des structures microbandes en utilisant une récentes technique qui est la technique de l'exponentielle généralisée (adopté vers 2005).

- Une étude détaillée de l'application des circuits et composants planaires microondes, tels que les oscillateurs les filtres etc....
- L'étude de l'effet de ces milieux en d'autres domaines tels que les nanostructures, et l'optique etc....
- Modélisée l'effet des structures ayant une plaque conductrice discordante et non uniforme sur les caractéristiques du résonateurs.
- La réalisation, dans un laboratoire spécialisé, des antennes étudiées, et de relever ses paramètres caractéristiques directement sur un banc de mesures afin de les confronter avec nos résultats théoriques.

Annexes

Annexe A :

Description du ferrite [1] :

Soit un ferrite soumis à un champ magnétique statique H_0 dirigé suivant (oz) : on suppose que ce champ est assez intense pour saturer le matériau dont la saturation magnétique M_s est dirigée selon (oz) . On superpose que H_0 est un champ magnétique alternatif (champ magnétique d'une onde électromagnétique polarisée circulairement dans le plan (Oxy)) de pulsation ω .

Afin de simplifier le problème, nous faisons trois hypothèses :

- La forme du ferrites est une ellipsoïde de révolution (Figure A-1) : le champ démagnétisant est donc constant, en l'absence de champ autre que H_0 : l'aimantation dans le corps est également homogène.
- On suppose que la longueur d'onde micro-onde est très grande devant les axes de cette ellipsoïde : le champ micro-onde est donc uniforme à tout instant dans le ferrite.
- Les effets des champs d'anisotropie sont négligeables.

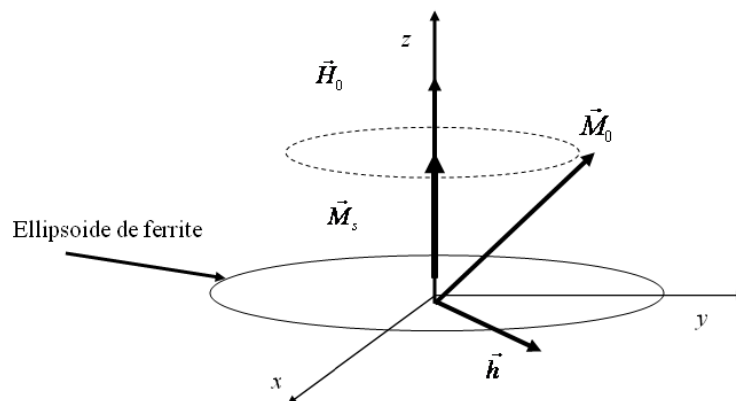


Figure A-1 : Représentation schématique de l'orientation des vecteurs \vec{H}_0 , \vec{M}_s , \vec{M}_0 et \vec{h}

Avant l'application du champ micro-onde, le champ qui règne à l'intérieur du ferrite est :

$$\vec{H}_i = \vec{H}_0 - N_z \vec{M}_s \quad (\text{A-1})$$

Où N_z est le facteur de champ démagnétisant selon (Oz)

Après l'application du champ micro-onde, l'aimantation du ferrite devient :

$$\vec{M} = \chi(\vec{H}_i + \vec{h}_i) = \chi\vec{H} \quad (\text{A-2})$$

Où \vec{H} est le champ total interne, χ est la susceptibilité magnétique du ferrite et \vec{h}_i le champ intérieur au matériau, dû à l'effet du champ \vec{h} de l'onde.

En appliquant le théorème du moment cinétique aux électrons, on obtient:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \wedge (\vec{H}_i + \vec{h}_i) + \vec{A} \quad (\text{A-3})$$

Où γ désigne le rapport de gyromagnétique (le rapport entre le moment cinétique et le moment magnétique) \vec{A} est le terme d'amortissement. Pour un même champ statique appliqué, l'extrémité de vecteur \vec{M} décrit un cercle en l'absence du champ micro-onde, une spirale à la fréquence de gyro-résonance et de mouvement de précession à une fréquence éloignée de la gyro-résonance.

b) Définition des tenseurs de Polder et de perméabilité magnétique [1]:

Deux notions importantes à introduire à ce stade sont les notions de tenseur de perméabilité magnétique $\overline{\mu}$ et de tenseur de susceptibilité magnétique $\overline{\chi}$. En résolvant simultanément les équations (A-2) et (A-3) et en éliminant les composantes indépendantes du temps, on obtient les relations suivantes:

$$M_x = \chi_{xx}h_x + \chi_{xy}h_y \quad (\text{A-4})$$

$$M_y = \chi_{yx}h_x + \chi_{yy}h_y \quad (\text{A-5})$$

Nous avons donc dans le ferrite:

$$\vec{M} = \overline{\chi}\vec{H} \quad (\text{A-6})$$

Où le tenseur $\overline{\chi}$ est aussi appelé tenseur de polder.

En général, nous utilisons la relation entre l'induction magnétique \vec{B} et le champ magnétique \vec{H} qui permet de faire intervenir le tenseur de perméabilité magnétique de la manière suivante:

$$\vec{B} = \mu_0 \overline{\mu} \vec{H}$$

Où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide et $\overline{\mu}$ le tenseur de perméabilité magnétique.

Ce tenseur peut s'écrire:

$$\overline{\mu}_r = \begin{bmatrix} \mu_r & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{rz} \end{bmatrix} \quad (\text{A-7})$$

Nous verrons dans la suite les expressions des différents éléments de la matrice.

❖ Modèles de Landau-Lifshitz et de Polder:

Plusieurs modèles tensoriels ont été proposés pour résoudre l'équation (A-3) et exprimer le terme d'amortissement.

Le modèle de Landau-Lifshitz tient compte des pertes magnétiques. La résolution de l'équation (A-3) aboutit à:

$$\mu_r = 1 + \frac{(\omega_0 + j\omega\alpha)\omega_m}{(\omega_0 + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (\text{A-8})$$

$$\kappa = \frac{-\omega\omega_m}{(\omega_0 + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (\text{A-9})$$

Où:

- α est le coefficient d'amortissement, contenu dans le vecteur \vec{A} de l'équation (A-3)

et lié à la relaxation des électrons,

- ω la pulsation de l'onde hyperfréquence,
- $\omega_0 = \gamma H_i$.
- Et $\omega_m = \gamma M_s$.

Dans le modèle de Polder, le coefficient d'amortissement α est nul. μ et k sont donc purement réels:

$$\mu_r = 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} = \mu_r' \quad (\text{A-10})$$

$$k = \frac{-\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} k' \quad (\text{A-11})$$

Et dépendent de la fréquence de l'onde hyperfréquence et du champ appliqué à le ferrite.

La résolution de l'équation (A-3), dans le cadre de ces deux modèles, donne deux solutions, c'est-à-dire deux valeurs de perméabilités magnétiques relatives selon le sens de propagation (ou de polarisation) de l'onde. Ces solutions, notées μ_{r+} et μ_{r-} , ont pour expression:

$$\begin{aligned} \mu_{r+} &= \mu_r + k \\ \mu_{r-} &= \mu_r - k \end{aligned} \quad (\text{A-12})$$

[1] V. Mathieu, «Couches minces magnétiques pour applications hyperfréquences: étude des Samarium-Cobalt et des Néodyme-Fer-Bore par pulvérisation radiofréquence magnétron », *Thèse de Doctorat, soutenue le 27 Novembre 2003, Université de Limoges.*

Annexe B :

Cette annexe, présente les écarts introduits par les différentes anisotropies, selon ces figures sont commentées celles du chapitre III.2.

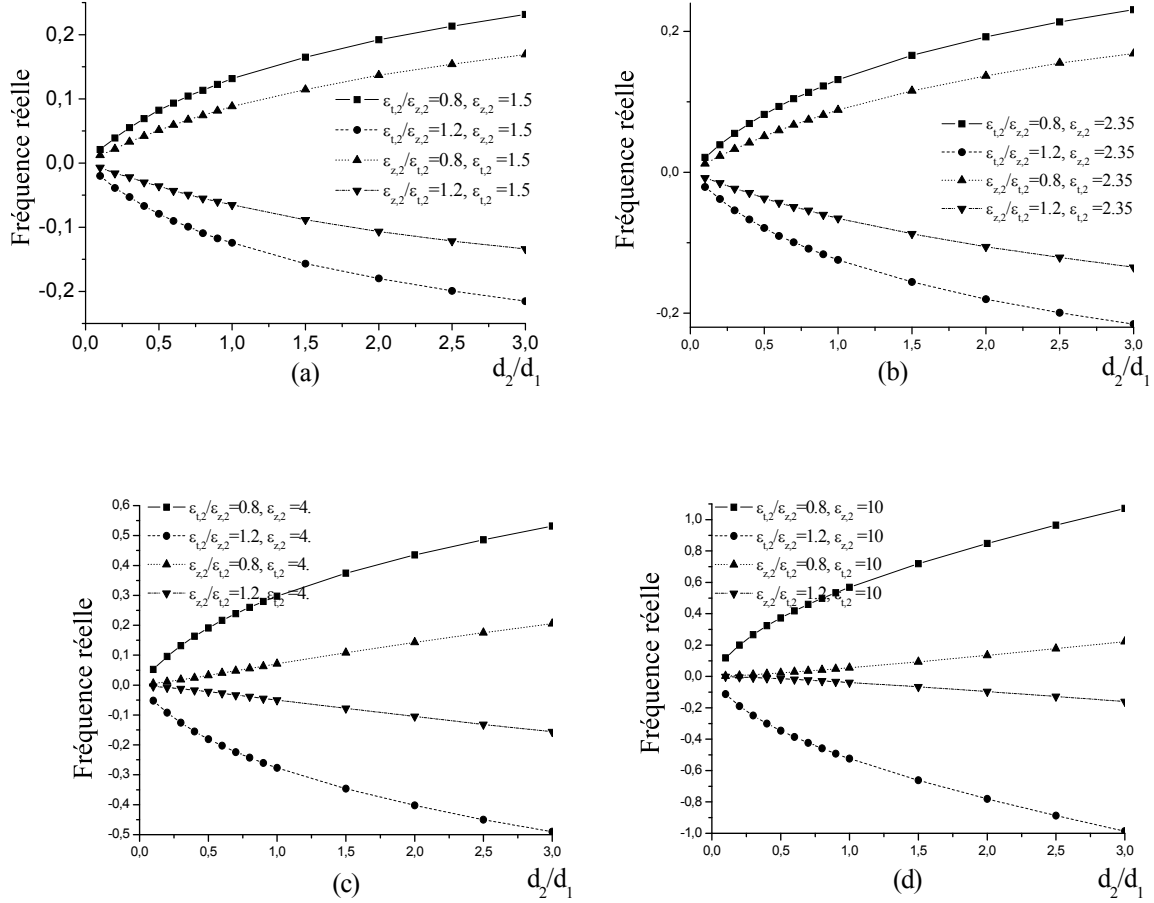


Figure B.1: Ecart rapporté sur la fréquence de résonance réelle par les anisotropies uniaxiale positives et négatives de la permittivité; $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.1$ cm, $\epsilon_{r,1}=2.35$, $\mu_{r,1}=\mu_{r,2}=1$, (a) $\epsilon_{i,2}, \epsilon_{z,2}=1.5$, (b) $\epsilon_{i,2}, \epsilon_{z,2}=2.35$,

(c) $\epsilon_{i,2}, \epsilon_{z,2}=4$, (d) $\epsilon_{i,2}, \epsilon_{z,2}=10$.

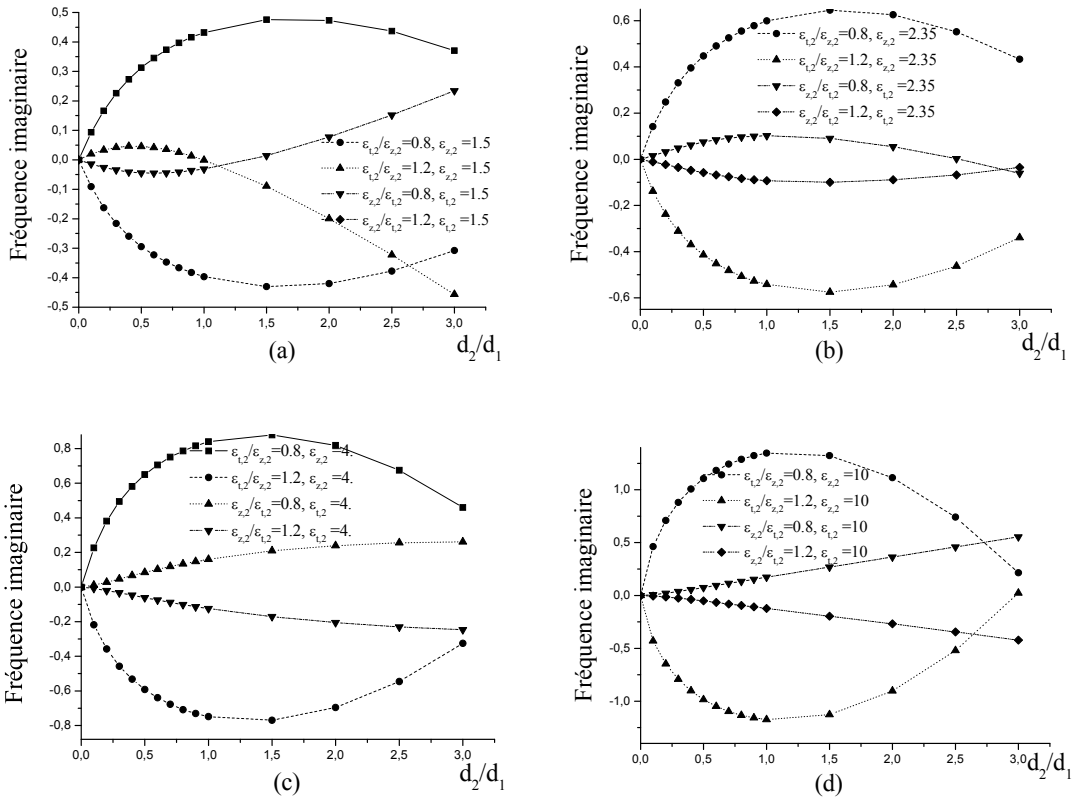


Figure B.2: Ecart rapporté sur la fréquence de résonance imaginaire par les anisotropies uniaxiale positives et négatives de la permittivité.

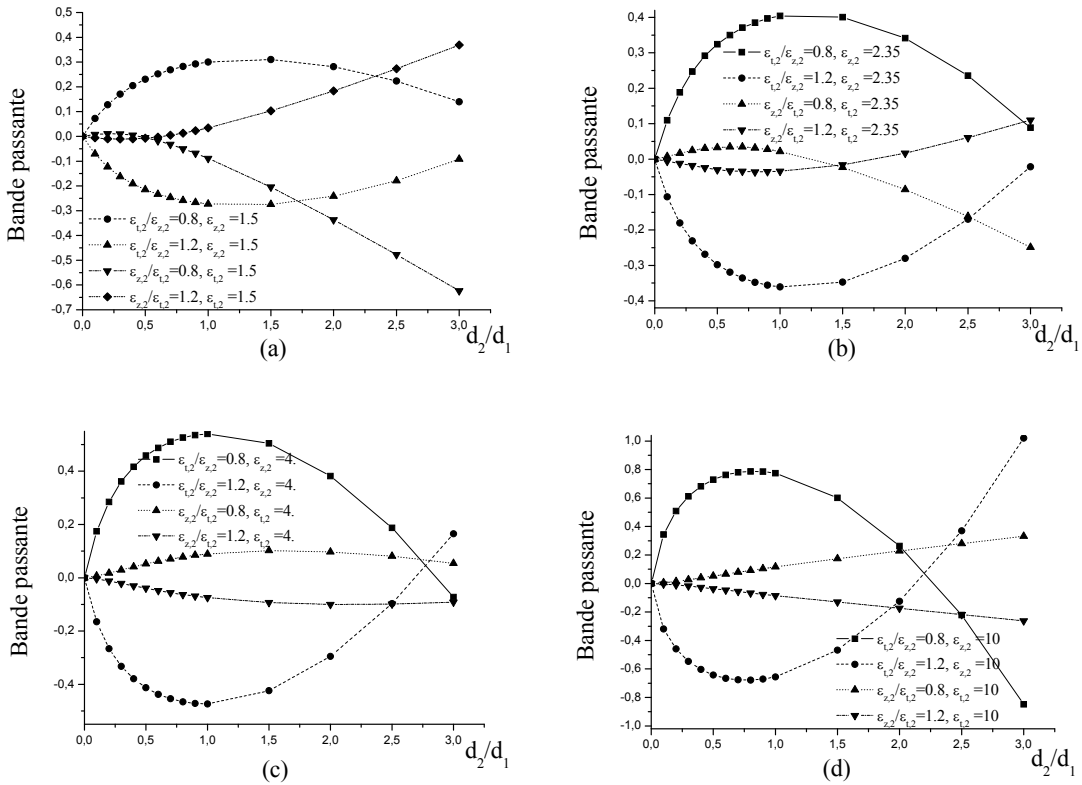


Figure B.3: Ecart rapporté sur la bande passante par les anisotropies uniaxiale positives et négatives de la permittivité.

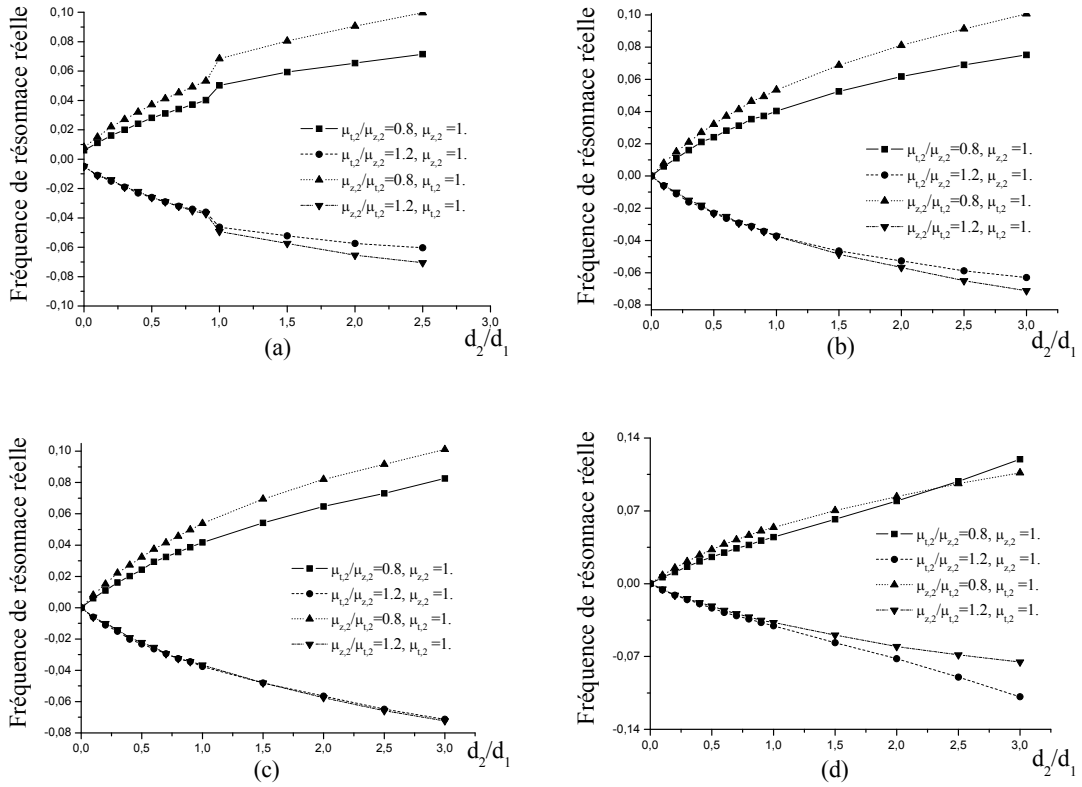


Figure B.4: Ecart rapporté sur la fréquence réelle par les anisotropies uniaxiale positives et négatives de la perméabilité. $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.1$ cm, $\epsilon_{r,1}=2.35$, $\mu_{r,1}=1$,

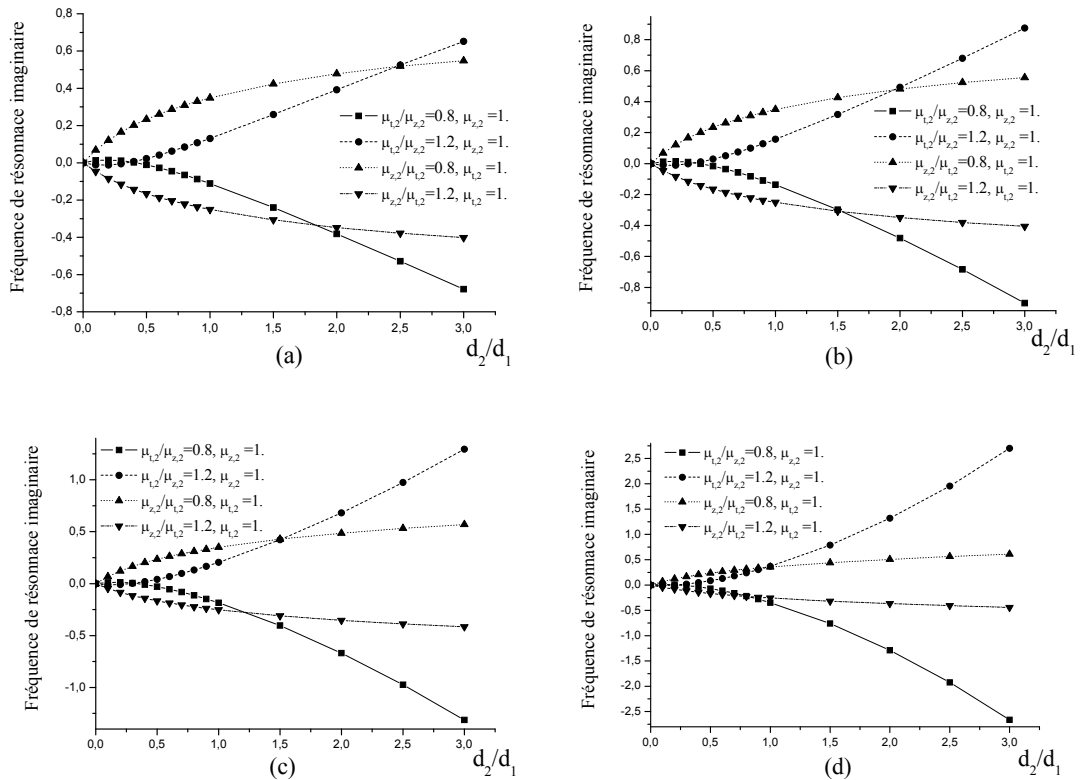


Figure B.5: Ecart rapporté sur la fréquence de résonance imaginaire par les anisotropies uniaxiale positives et négatives de la perméabilité. $d_1=0.1$ cm, $\epsilon_{r,1}=2.35$, (a) $\epsilon_{r,2}=1.5$, (b) $\epsilon_{r,2}=2.35$, (c) $\epsilon_{r,2}=4$, (d) $\epsilon_{r,2}=10$.

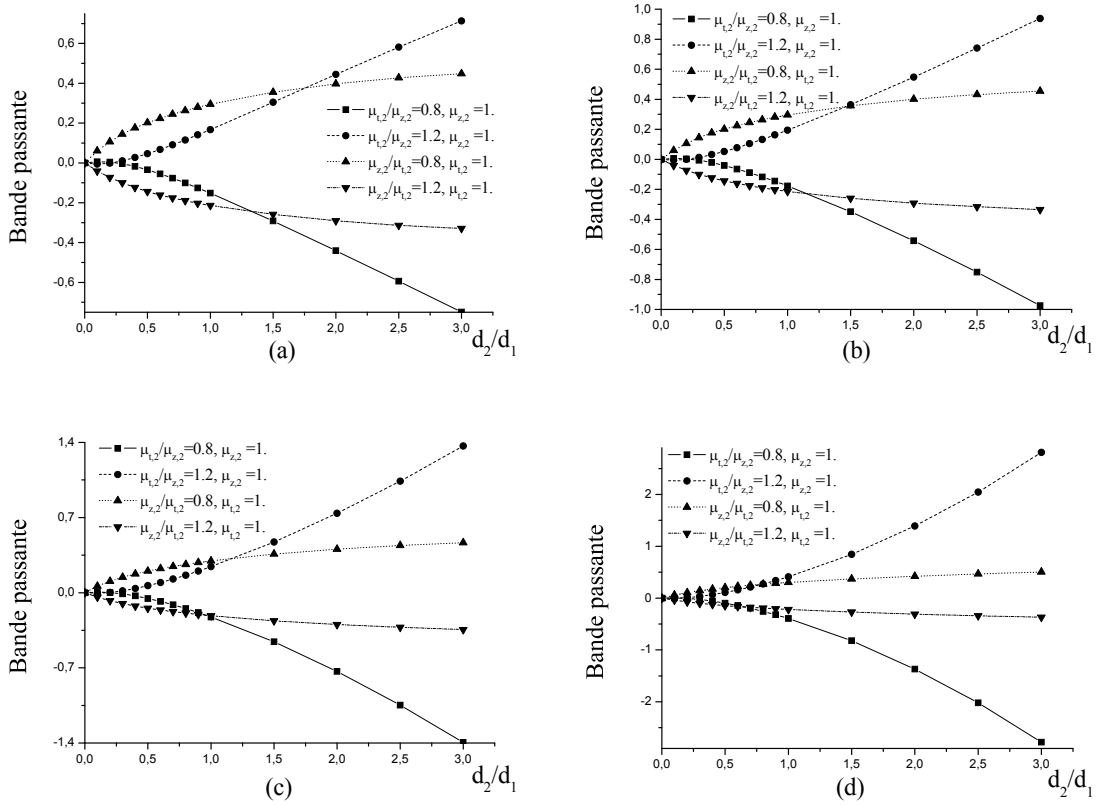


Figure B.6: Ecart rapporté sur la bande passante par les anisotropies uniaxiale positives et négatives de la perméabilité. $d_I=0.1$ cm, $\varepsilon_{r,I}=2.35$,

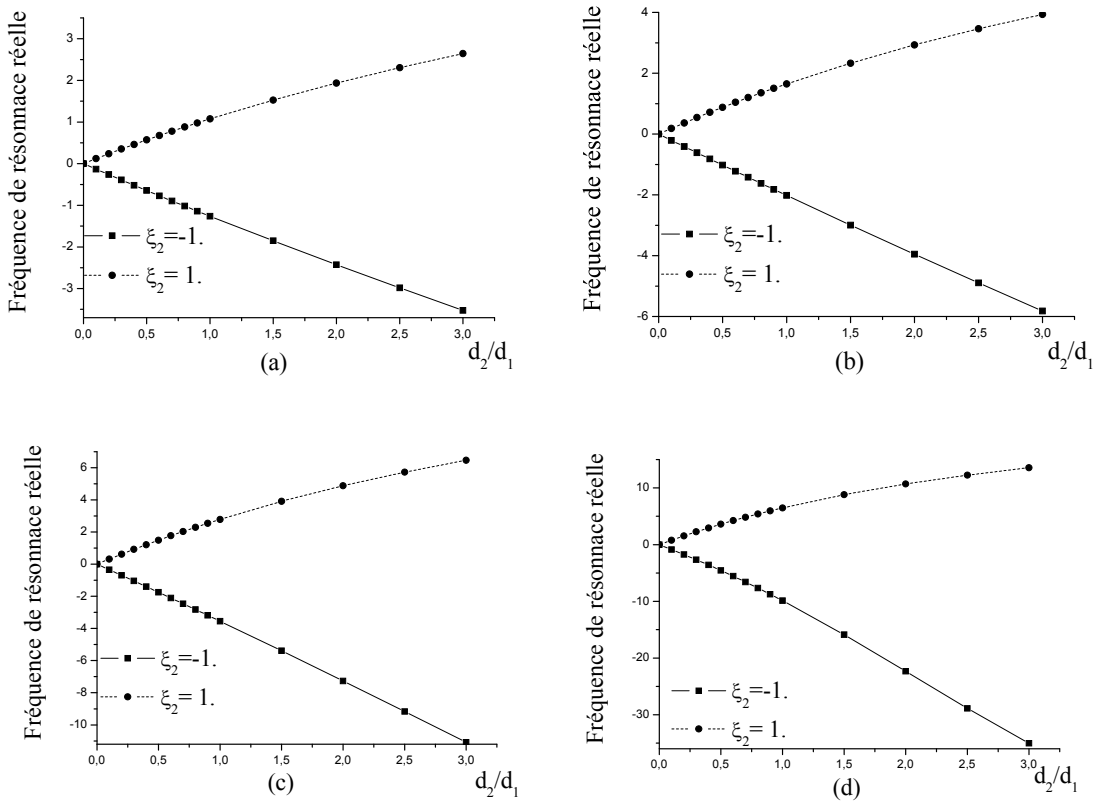


Figure B.7: Ecart rapporté sur la fréquence de résonance réelle par les anisotropies de la chiralité positives et négatives. $d_I=0.1$ cm, $\varepsilon_{r,I}=2.35$, (a) $\varepsilon_{r,2}=1.5$, (b) $\varepsilon_{r,2}=2.35$, (c) $\varepsilon_{r,2}=4$, (d) $\varepsilon_{r,2}=10$.

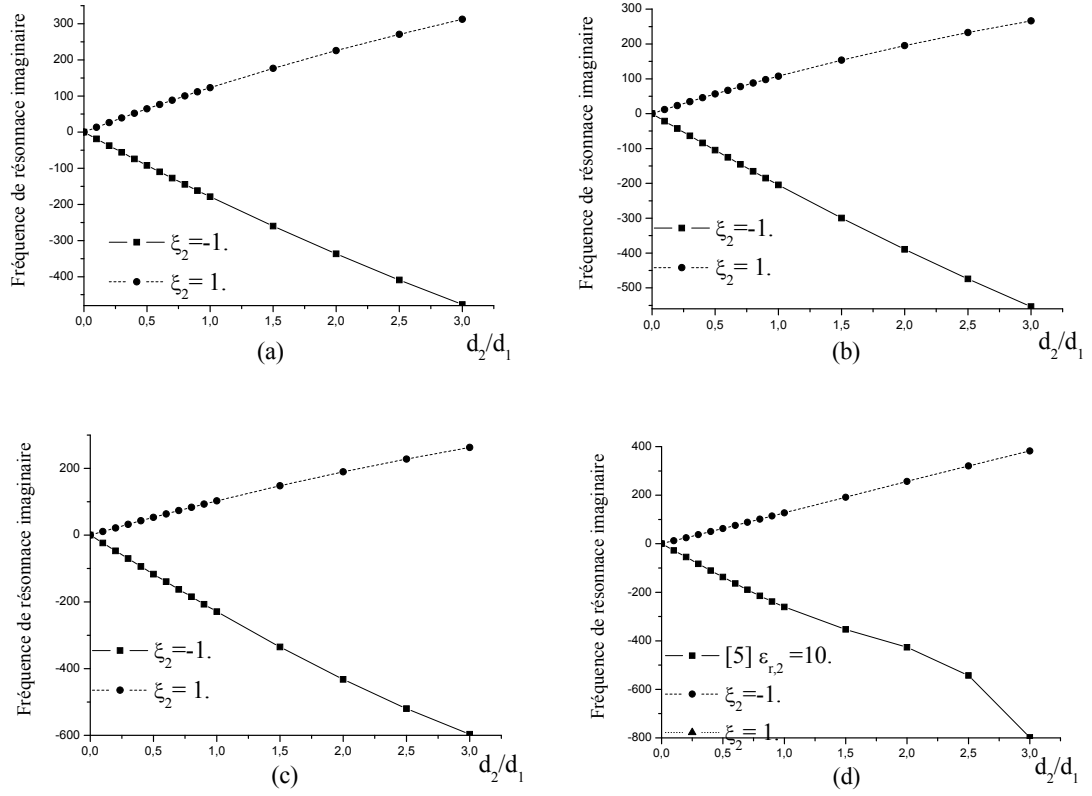


Figure B.8: Ecart rapporté sur la fréquence de résonance imaginaire par les anisotropies de la chiralité positives et négatives. $d_1=0.1$ cm, $\epsilon_{r,1}=2.35$, (a) $\epsilon_{r,2}=1.5$, (b) $\epsilon_{r,2}=2.35$, (c) $\epsilon_{r,2}=4$, (d) $\epsilon_{r,2}=10$.

Annexe C:

La symétrie et l'asymétrie du chiral, qu'il soit bi-isotope ou autres ont été signalées par certains auteurs, [B.1] [B.2]. Dans [B.1], a été étudié le chiral doté d'une bi-isotropie, où l'auteur a trouvé que l'effet primaire du substrat chiral est de produire des champs longitudinaux asymétriques, par contre les transversaux sont gardés symétriques. Cet effet a pu de manière significative changer les propriétés des dispositifs à micro-ondes construits sur un substrat chiral, et en ce qui concerne l'asymétrie dans ce cas on est obligé d'évaluer la forme asymptotique du tenseur de Green. Cette forme est obtenue analytiquement juste ci-dessous, quand $d_1 \rightarrow 0$, et conservant d_2 constante afin de montrer l'effet asymétrique de la chiralité de cette couche.

$$\mathbf{G}(\kappa_s) \rightarrow \frac{d_1}{j\omega\varepsilon} \begin{bmatrix} \left(\kappa_0^2 \varepsilon_{t,1} - \kappa_s^2 \right) \left(\kappa_z \cos(\kappa_{z,2}^e d_2) + \left(j \frac{\kappa_{z,2}^e}{\varepsilon_{t,2}} + \frac{\kappa_0 \xi_2}{\kappa_{z,2}^e} (\kappa_z \varepsilon_{t,2} + j \kappa_0 \xi_2) \right) \sin(\kappa_{z,2}^e d_2) \right) & 0 \\ \left(\kappa_z \varepsilon_{t,1} \cos(\kappa_{z,2}^e d_2) + j \left(\kappa_{z,2}^e \sin(\kappa_{z,2}^e d_2) - j \frac{\varepsilon_{t,1}}{\varepsilon_{t,2}} \frac{\kappa_0 \xi_2}{\kappa_{z,2}^e} (\kappa_z \varepsilon_{t,2} + j \kappa_0 \xi_2) \right) \sin(\kappa_{z,2}^e d_2) \right) & 0 \\ 0 & \kappa_0^2 \end{bmatrix}$$

Mettant l'expression précédente sous la forme :

$$\mathbf{G}^e(\kappa_s) \rightarrow f \left(\frac{\kappa_0}{\kappa_{z,2}^e} (\kappa_z \varepsilon_{t,2} \xi_2 + j \kappa_0 \xi_2^2) \sin(\kappa_{z,2}^e d_2) \right)$$

La forme asymétrique est donc apparente a cause du facteur :

$$\left(\frac{\kappa_0}{\kappa_{z,2}^e} (\kappa_z \varepsilon_{t,2} \xi_2 + j \kappa_0 \xi_2^2) \sin(\kappa_{z,2}^e d_2) \right), \text{ ou le terme } (\varepsilon_{t,2} \xi_2 \sin(\kappa_{z,2}^e d_2)) \text{ devient significatif}$$

pour $\varepsilon_{t,2} \gg$

Nous pouvons expliquer ceci aussi par le fait que les champs peuvent être divisés en composantes symétriques et asymétriques. Les composantes symétriques du champ ont été légèrement affectées par la chiralité du milieu. Cependant les composantes asymétriques affecteraient de manière significative l'accouplement entre les lignes microruban sur un substrat chiral.

Et ceci peut être clairement noté en écrivant de nouveau les équations, des immitances en modes TE et TM (facteur d'accouplement entre le champ électrique et magnétique) (11)

(12) sous les formes symétriques et asymétriques

$$(11) \rightarrow \mathbf{g}(\kappa_s) = \text{diag} \left[\underbrace{j \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_t \kappa_0 \xi}{(\kappa_0^2 \xi^2 + \kappa_z^{e2})}}_{\text{asymétrique coeff}} + \underbrace{j \kappa_z^e \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_t}{(\kappa_0^2 \xi^2 + \kappa_z^{e2})}}_{\text{symétrique coeff}} \quad \underbrace{\frac{j(\kappa_0 \xi + j \kappa_z^h)}{\omega \mu_0 \mu_t}}_{\text{asymétrique coeff}} \right]$$

$$(12) \rightarrow \mathbf{h}(\kappa_s) = \text{diag} \left[\underbrace{j \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_t \kappa_0 \xi}{(\kappa_0^2 \xi^2 + \kappa_z^{e2})}}_{\text{asymétrique coeff}} - \underbrace{j \kappa_z^e \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_t}{(\kappa_0^2 \xi^2 + \kappa_z^{e2})}}_{\text{symétrique coeff}} \quad \underbrace{\frac{j(\kappa_0 \xi - j \kappa_z^h)}{\omega \mu_0 \mu_t}}_{\text{asymétrique coeff}} \right]$$

Références :

[B.1] Michael S. Kluskens and Edward H. Newman, "A Microstrip Line on a Chiral Substrate", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., VOL. 39, NO. 11, November 1991, pp 1889-1891

[B.2] D T IC M.S. Kluskens and E.H. Newman, *Method of Moments Analysis of Scattering by Chiral Media*, July 1991

Annexe D:

Cette annexe, présente l'effet de la chiralité du substrat combiné avec celui du superstrat par les figures ci-dessous, pour la fréquence de résonance réelle et imaginaire, selon l'épaisseur du substrat $d_1=1mm$. On constate qu'avec une couche mince, l'effet de chiralité est négligeant.

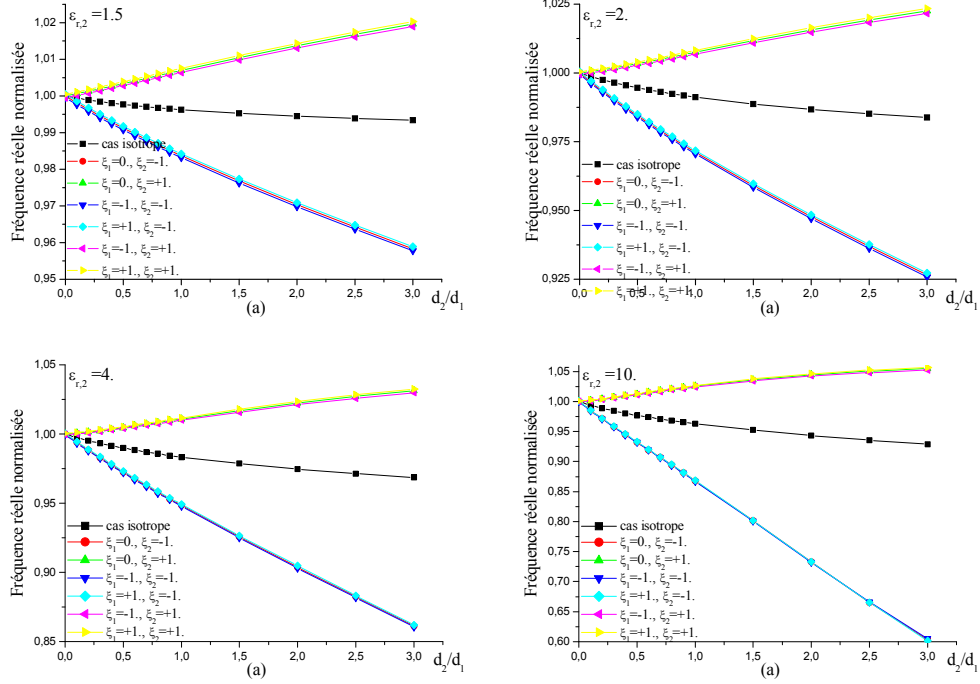


Figure D.1. fréquence réelle normalisée d'une plaque rectangulaire en fonction de l'épaisseur du superstrat.

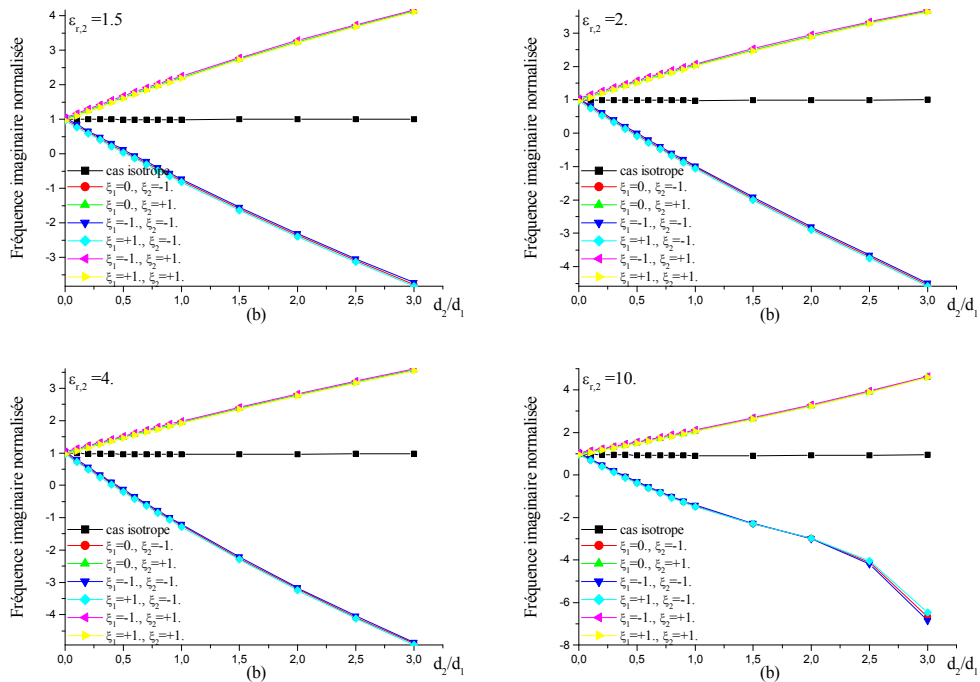


Figure D.2. Fréquence imaginaire d'une plaque rectangulaire en fonction de l'épaisseur du superstrat.

Annexe E:

Pour pouvoir distinguer l'effet de la chiralité du substrat combiné avec celle du superstrat rapporté sur la fréquence réelle, on doit calculer l'écart entre les différentes augmentations ou diminutions introduites sur ces fréquences.

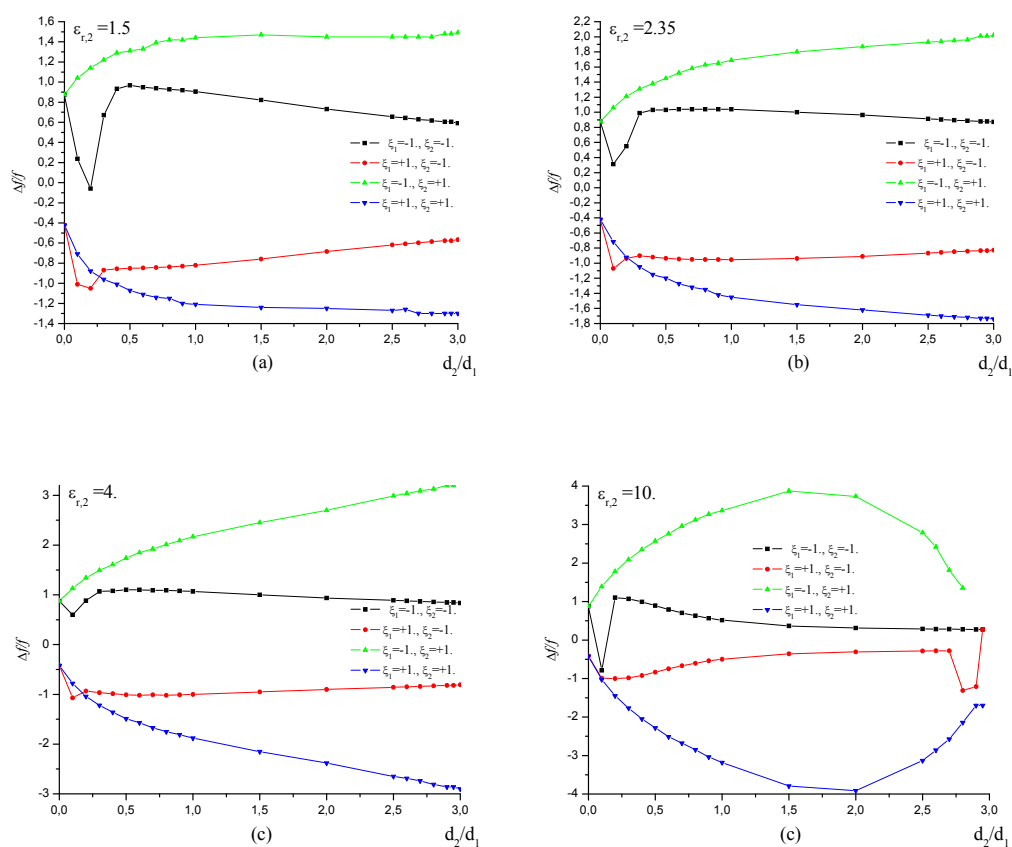


Figure E.1. fréquence réelle normalisée d'une plaque rectangulaire piégée en fonction de l'épaisseur du superstrat ; $a=6$ cm, $b=5$ cm, $d_1=0.5$ cm, $\epsilon_{1,1}=\epsilon_{z,1}=2.35$, $\epsilon_{z,2}=1.5, 2.35, 4, 10$.

Résumé :

Dans ce travail, Les effets de l'anisotropie uniaxiale, la gyrotropie magnétique (ferrite) et magnétoélectrique (chiral) des substrats sur la constante de propagation d'une ligne microruban ainsi que sur la fréquence de résonance et la bande passante d'un résonateur microruban rectangulaire sont étudiés, pour plusieurs configurations de résonateurs : la monocouche, structure à deux couche, et la multicouche.

L'étude théorique est rigoureusement formulée par l'utilisation de l'équation intégrale, et résolue selon la méthode des moments via la procédure du Galerkin. La fréquence de résonance complexe du mode TM_{01} est étudiée en utilisant les fonctions de base sinusoïdales ou les fonctions de Bessel (cas multicouche).

Des résultats originaux et intéressants ont été déduits et publiés, et ont menés à l'amélioration des composants hyperfréquences selon:

- la fréquence de travail (cas des lignes) ou la fréquence de résonance et bande passante (cas des résonateurs).
- le volume et la masse du composant où une miniaturisation est possible.
- une réalisation d'un résonateur implanté sur milieux magnétique a été faite au Laboratoire Micro ondes du Technopole de Brest Iroise. France.

ملخص:

في هذا عمل، تمت دراسة تأثير التباين أحادي المحور للمادة، التباين المغناطيسي (ferrite) ، و التباين الكهرومغناطيسي (chiral) للطبقة السفلية على ثابتة الانتشار للخط الشريطي، و على التردد الرنان و عرض النطاق لرنان مستطيل في عدة تشكيلات.

وصيغت بدقة الدراسة النظرية بإستعمال معادلة التكمال، و حلت وفقا لطريقة العزوم بإستعمال الإجراء الغالركي. لدراسة التردد الخاص للأسلوب TM01 استعملت الدوال الأساسية الجيبية أو دوال Bessel في حالة تعدد الطبقات.

كانت النتائج مثيرة للاهتمام وقد تم استنتاجها ونشرها، وأدت إلى تحسين مكونات الترددات العالية جدا وفقا لما يلي:

- وتيرة العمل (بالنسبة للخط الشريطي) أو التردد الرنان و عرض النطاق (حالة رنان مستطيل).
- حجم وكتلة رنان حيث التصغير ممكن.
- إنشاء رنان على طبقة مغناطيسية في مختبر الموجات الصغرى، في تكنوبوليس، بريست، فرنسا.

Abstract:

In this work, the effects of the uniaxial anisotropy, magnetic gyrotropy (ferrite) and magnetoelectric elements (chiral) of the substrates on the propagation constant of the microstrip line and on the resonant frequency and the band-width of a rectangular microstrip resonator are studied, for several configurations of resonators.

The theoretical study is rigorously formulated by the use of the integral equation, and solved according to the method of the moments via the procedure of Galerkin. The complex frequency of resonance of mode TM_{01} is studied by using the sinusoidal basic functions or the functions of Bessel (multi-layer case).

Original and interesting results were deduced and published, and led to the improvement of the components ultra high frequencies according to:

- The work frequency (case of the lines) or the frequency of resonance and band-width (case of the resonators).
- The volume and mass of the component where a miniaturization is possible.
- A realization of a resonator established on mediums magnetic was made at the Micro Laboratory waves of the Technopolis of Brest Iroise. France.