



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



Université de Batna

Faculté Des Sciences de l'Ingénieur

Département d'Electronique

MÉMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

Magister en Electronique

OPTION

Micro-ondes pour Télécommunication

Par

Mourad HASSAD

THEME

**MODÉLISATION D'UNE ANTENNE PATCH RÉALISÉE
SUR UN SUBSTRAT À TENSEURS DE PERMITTIVITÉ
ET DE PERMÉABILITÉ DIAGONAUX**

Soutenance le 17 juin 2009 devant le jury composé de

Président :	Mr. Djamel	BENATIA	Prof.	U. Batna
Rapporteur :	Mr. Tarek	FORTAKI	M.C.	U. Batna
Examineurs :	Mr. Djemai	ARAR	M.C.	U. Batna
	Mr. Abdelkader	DJELLOUL	M.C.	U. Khenchela
	Mr. Abderraouf	MESSAI	M.C.	U. Constantine

Remerciements

J'exprime ma profonde gratitude à mon encadreur Dr. **Tarek FORTAKI**, Maître de conférence à l'Université de BATNA, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe et pour avoir dirigé ce travail de thèse avec autant de dévouement. Je le remercie très sincèrement pour la qualité de ses conseils, sa disponibilité, sa patience et son aide tout au long de ma thèse.

Mes vifs remerciements à monsieur **Djamel BENATIA** Professeur à l'université de BATNA pour avoir accepté de présider mon jury, et Je le remercie pour son aide fraternel, et ces encouragements incessants.

J'adresse mes plus sincères remerciements aux membres de jury : à monsieur **Djemai ARAR** maître de conférence à l'université de BATNA, monsieur **Abdelkader DJELLOUL** maître de conférence à l'université de KHENCHELA, et à monsieur **Abderraouf MESSAI** maître de conférence à l'université de CONSTANTINE pour avoir accepté d'être membres en dépit de la distance et de leurs obligations.

Je tiens à remercier particulièrement tout le personnel de département de l'électronique pour leur gentillesse et leur disponibilité.

Mes remerciements vont également à tous les enseignants et les responsables de notre Institut, qui ont veillent sur notre formation.

Enfin, nous exprimons notre remerciement à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE -----	2
------------------------------------	---

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES ANTENNES MICRO-RUBANS

I.1. INTRODUCTION-----	5
I.1.2. Définition et généralité sur les antennes-----	5
I.2. CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES-----	6
I.2.1. Impédance d'entrée de l'antenne-----	6
I.2.2. Coefficient de réflexion et R.O.S-----	6
I.3. LES ANTENNES PLAQUEES-----	7
I.3.1. Définitions des antennes plaquées-----	7
I.3.2. Caractéristiques des antennes miniatures-----	8
I.4. EXEMPLES-----	9
I.4.1. Dipôle imprimé-----	9
I.4.2. Antenne imprimée sur substrat diélectrique -----	10
I.5. LES MODELES-----	12
I.5.1. Modèle avec ouvertures-----	12
I.5.2. Modèle en cavité simple-----	12
I.6. RECAPITULATION ET LIMITATION DES ANTENNES ETUDIEES-----	13
I.7. ANALYSE DE L'ALIMENTATION D'UN PATCH-----	14
I.7.1. Influence de l'épaisseur du substrat h sur la bande passante-----	16
I.7.2. Influence de l'épaisseur du substrat sur la fréquence de résonance-----	17
I.8. AVANTAGES ET LIMITATIONS DES ANTENNES PATCH-----	17
I.9. CONCLUSION-----	18

CHAPITRE II

FORMULATION THEORIQUE DU PROBLEME

II.1. INTRODUCTION-----	20
II.2. FORMULATION THEORIQUE DU PROBLEME DE LA FONCTION DE GREEN-----	20
II.2.1. Transformées vectorielles de Fourier : -----	21
II.2.2. Equations de propagations du champ électrique E_z et magnétique H_z -----	22
II.3. LA REPRESENTATION [TM(e), TE (h)] DU TENSEUR SPECTRAL DE GREEN-----	26
II.4. DETERMINATION DU TENSEUR DE GREEN POUR LA STRUCTURE ETUDIEE-----	29
II.5. FORMULATION DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES DE L'ANTENNE-----	33
II.5.1. Equation intégrale du champ électrique-----	33
II.5.2. Résolution de l'équation intégrale par la procédure de Galerkin-----	33
II.5.3. Calcul de la fréquence de résonance et la bande passante-----	35
II.6. CHOIX DES FONCTIONS DE BASE-----	35
II.6.1. Détermination de la transformer de Fourier des fonctions de base-----	37
II.7. Conclusion-----	38

CHAPITRE III

DISCUSSION DES RESULTATS NUMERIQUES

III.1. INTRODUCTION-----	40
III.2. INTEGRATION DES ELEMENTS DE LA MATRICE IMPEDANCE-----	40
III.3. COMPARAISON DES RESULTATS NUMERIQUES AVEC LA LITTEERATURE-----	41
III.4.L' EFFET DES PARAMETRES PHYSIQUE DE L'ANTENNE SUR-----	44
LA FREQUENCE DE RESONANCE COMPLEXE ET LA BANDE PASSANTE	
III.4.1. L'effet de l'épaisseur d'un substrat isotrope-----	44
III.4.2. L'effet de la permittivité d'un substrat isotrope-----	46
III.4.3. L'effet de la perméabilité d'un substrat isotrope-----	48
III.5. RESULTATS D'UNE ANTENNE A ANISOTROPIE UNIAXIALE-----	50
III.5.1 Variation de la fréquence de résonance en fonction de ϵ_x et ϵ_z -----	50
III.5.2 Variation de la fréquence de résonance en fonction de μ_x et μ_z -----	54
III.6. EFFET DE L'ANISOTROPIE UNIAXIALE-----	58
III.6.1 L'effet de l'anisotropie électrique-----	58
III.6.2 L'effet de l'anisotropie magnétique-----	60
III.7. EXPLICATION PHYSIQUE DES RESULTATS OBTENUS-----	62
III.8. La forme simplifiée de la fréquence de résonance pour une épaisseur mince du substrat-----	63
III.9. CONCLUSION-----	64
CONCLUSION GENERALE-----	66

BIBLIOGRAPHIE

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE-----	69
---------------------------------	----

ANNEXE

ANNEXE A-----	76
---------------	----

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

La démocratisation des systèmes électroniques (informatique, multimédia,...) a engendré ces dernières années, pour des raisons d'encombrement et de coût, une course à la miniaturisation qui s'est traduite notamment par de très grands progrès dans la taille des transistors. Les systèmes de télécommunications n'échappent pas à ce phénomène. Cela a donné naissance à ce que l'on appelle la technologie MMIC (Circuit Intégré Monolithique Micro-onde). En particulier, en raison de l'essor de la téléphonie mobile, Ces composants passifs permettent notamment de différencier et de sélectionner les ondes reçues et émises par les systèmes de télécommunications. Les applications se situent dans les systèmes embarqués dans les avions, qui nécessitent d'excellentes communications. Il est tout à fait envisageable de reproduire, sous forme intégrée, le comportement hyperfréquence de tels composants micro-ondes. Plusieurs études ont déjà été réalisées sur les antennes à base de substrat anisotrope. Les chercheurs poursuivent, depuis plusieurs années, des recherches visant à la réalisation sous forme de couches, Pour ce faire, ils disposent en effet de plusieurs dispositifs de dépôt, la pulvérisation cathodique, la co-évaporation au canon à électrons et l'ablation laser.

Il a été montré que le paramètre le plus sensible lors de l'estimation des performances d'une antenne microbande est la constante diélectrique du substrat. Cependant, beaucoup de substrats pratiques utilisés dans les structures microbandes exhibent un taux significatif d'anisotropie, spécialement l'anisotropie uniaxiale électrique et magnétique. Parmi ces substrats pratiques nous citons le saphir, l'Epsilam-10 et la Nitrure de Bore. Cette anisotropie affecte les performances des antennes imprimées, et donc une caractérisation et conception précises de ces dernières doivent tenir compte de cet effet.

Dans ce travail, les effets de l'anisotropie uniaxiale électrique et magnétique sur la fréquence de résonance, la bande passante et le facteur de qualité sont étudiés. Au meilleur de notre connaissance ce sujet n'a pas été traité au paravent dans la littérature ouverte ; uniquement l'effet de l'anisotropie uniaxiale électrique à été reporté par [1], [2], [3], [4] et [5].

Le premier chapitre dressera donc un état de l'art des antennes imprimées. Nous présenterons la définition et les paramètres électriques des antennes micro-bande. Les contraintes imposées par les caractéristiques de l'antenne en terme de taille et de performances, nous ont conduit à une étude paramétrique. En effet, nous avons examiné dans ce chapitre, l'influence d'un substrat diélectrique sur la fréquence de résonance, et la hauteur du substrat sur la bande passante (déjà connue dans la littérature ouverte). Le rôle de

l'excitation est aussi évoqué, nous avons présenté les avantages et les inconvénients des différents types d'alimentation.

Dans le deuxième chapitre, le problème de la fréquence de résonance est formulé sous formes d'une équation intégrale via les transformées vectorielles de Fourier. Dans le domaine spectral et en utilisant ces transformées, une nouvelle technique est proposée pour le calcul du tenseur de Green, on montre par la même occasion que pour un substrat à anisotropie uniaxiale ce tenseur est toujours diagonal en représentation TM, TE. La méthode des moments/procédure de Galerkin est utilisée pour discrétiser l'équation intégrale pour la ramener à un système linéaire d'équations algébriques. Une solution non triviale de ce système donne la fréquence de résonance. Cette fréquence est complexe due aux pertes par rayonnement. À ce moment, La bande passante et le facteur de qualité sont aisément calculés.

Le troisième chapitre est consacré à la discussion des résultats obtenus. Nous avons tout d'abord réalisé des études de calculs numériques et nous avons poursuivi en confrontant nos résultats avec les données expérimentales et théoriques disponibles dans la littérature. L'influence de l'épaisseur, la permittivité, et de la perméabilité du substrat sur la fréquence de résonance et la bande passante est discuté. Enfin, nous discutons en détails les effets de l'anisotropie uniaxiale électrique et magnétique dans le substrat sur la fréquence d'opération de l'antenne, ainsi que sur la bande passante. Dans le même chapitre Une explication physique des résultats obtenus est donnée. Finalement, les résultats essentiels et des suggestions sont proposés pour des études complémentaires concernant notre travail, seront résumés dans le quatrième chapitre présenté comme une conclusion générale.

Pour améliorer le contenu du mémoire et pour plus de clarté du thème traité, un annexe et une liste de références bibliographiques seront rajoutées, dont le lecteur pourra s'en servir pour plus de détails sur n'importe quel sujet évoqué au cours de notre étude.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES ANTENNES MICRO-RUBANS

1.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons rappeler les paramètres électriques des antennes plaquées, ainsi que leur rôle dans la caractérisation des antennes. En effet, la connaissance de ces paramètres tels que la fréquence de résonance, la bande passante, le coefficient de qualité, l'impédance d'entrée, et le coefficient de réflexion à un rôle important dans l'étude du couplage pour prévoir éventuellement la désadaptation. Nous définirons les antennes plaquées et nous donnerons leurs caractéristiques, leurs domaines d'utilisation, leurs avantages ainsi que leurs inconvénients. Nous examinerons ensuite le type et l'endroit de l'alimentation qui jouent un rôle important dans l'étude du couplage. Enfin, nous montrerons l'influence de la permittivité du substrat ϵ_r et de la hauteur sur la fréquence de résonance et sur la bande passante.

1.1.2. Définition et généralité sur les antennes

Une antenne est un transducteur entre la ligne de transmission connectée à un générateur et le milieu où l'onde rayonne. Ainsi on peut définir une antenne en émission ou en réception selon son mode de fonctionnement. Une antenne reliée à une ligne de transmission et rayonnant en espace libre peut être considérée comme un dispositif de couplage entre une onde guidée le long de la ligne et une onde rayonnée dans l'espace. Par conséquent, une antenne est un dispositif qui permet de recevoir et d'émettre les ondes radioélectriques. Elle transforme l'énergie guidée en énergie rayonnée et vice versa. Ce dispositif est en général réciproque. Lorsqu'il est utilisé pour transmettre l'énergie électromagnétique d'une source radioélectrique vers le milieu de propagation, on l'appelle antenne d'émission. Par contre, lorsqu'il est utilisé en sens inverse, on l'appelle antenne de réception. L'antenne a plusieurs rôles dont les principaux sont les suivants :

- Permettre une adaptation correcte entre l'équipement radioélectrique et le milieu de propagation
- Assurer la transmission ou la réception de l'énergie dans des directions privilégiées
- transmettre le plus fidèlement possible une information.

Par ailleurs, afin de décrire les caractéristiques et les performances des antennes, divers paramètres sont utilisés. Ces paramètres sont classés en deux groupes. Le premier groupe caractérise l'antenne comme un élément de circuit électrique (Z_{in} et S_{11}) et le second groupe s'intéresse à ses propriétés de rayonnement, tel que le diagramme de rayonnement, la

directivité et le gain. Enfin, précisons que la notion de puissance rayonnée joue un rôle important dans l'étude des antennes plaquées que nous développerons ultérieurement.

I.2 CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES

Les paramètres électriques définissent l'antenne comme élément du circuit dans lequel elle est connectée. Ils permettent d'évaluer la charge apportée par l'antenne au circuit d'excitation et, ainsi, de caractériser l'efficacité du transfert de puissance entre le système radioélectrique et le milieu de propagation. Plusieurs paramètres peuvent servir à cette caractérisation mais nous ne définirons que les trois principaux, à savoir l'impédance d'entrée, le coefficient de réflexion et le taux d'onde stationnaire.

I.2.1. Impédance d'entrée de l'antenne

En ce qui concerne l'émission et conformément à la théorie des circuits linéaires, l'antenne peut être représentée par un dipôle d'impédance d'entrée complexe $Z_e(f) = R_e(f) + jX_e(f)$ « chargeant » la sortie du circuit émetteur, modélisé par une source d'impédance interne : $Z_s(f) = R_s(f) + jX_s(f)$ (Figure I.1). Précisons que f est la fréquence de résonance de l'antenne.

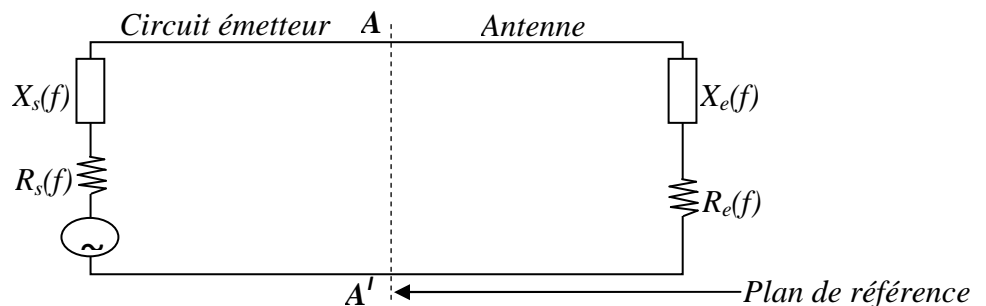


Figure I.1. Schéma équivalent du dispositif à l'émission.

D'une part, la partie réelle de l'impédance d'entrée $R_e(f)$ caractérise la puissance dissipée par l'antenne sous forme de rayonnement et de pertes diverses dans sa structure (effet Joule, onde de surface, etc.) et d'autre part, la partie imaginaire $X_e(f)$, d'interprétation plus délicate est liée à la puissance réactive concentrée au voisinage immédiat de l'antenne et au déphasage.

I.2.2. Coefficient de réflexion et R.O.S

Dans le plan de référence introduit précédemment, la discontinuité présentée par l'antenne peut être caractérisée par le coefficient de réflexion ρ (en tension ou champ) ; Le coefficient ρ est alors lié à l'impédance d'entrée de l'antenne par une relation classique. Dans la pratique, l'adaptation est délicate par rapport à la géométrie de l'antenne, la fréquence, l'endroit de la ligne d'alimentation ou encore l'impédance d'entrée. Ces paramètres jouent un rôle plus ou moins fort.

1.3 LES ANTENNES PLAQUEES

1.3.1. Définitions des antennes plaquées

L'antenne imprimée n'est pas un concept nouveau. Les premières publications apparaissent en 1953 avec G. A. Deschamps [7] et en 1955 avec le dépôt d'un brevet français par H. Gutton et G. Baissinot [8]. Les premières réalisations naissent avec R. E. Munson [9] en 1970. Ce n'est qu'à partir de cette date que l'on porte un grand intérêt pour ce concept. Le développement prodigieux de ces structures imprimées est lié aux progrès considérables réalisés dans les années 80 dans le domaine de la miniaturisation, de l'intégration des circuits électroniques et surtout des substrats diélectriques à faibles pertes. Il convient de souligner leur faible poids, un encombrement réduit, un faible coût de revient et une configuration plane compatible avec les circuits intégrés et éventuellement conformable. Ainsi, les études et les réalisations s'intensifient et visent de nombreuses utilisations dans les domaines civile, militaire et médical. Plusieurs études de structures imprimées ont été réunies dans un numéro spécial de D. M. Pozar [10] et dans deux livres, celui de I. J. Bahl et P. Bhartia [11] et celui de J. R. James *et al.* [12]. L'emploi d'antennes plaquées s'est quasiment généralisé dans tous les systèmes de communication mobile. Ces antennes sont légères, peu encombrantes et peu coûteuses. Elles sont fabriquées selon les techniques photolithographiques des circuits imprimés. Selon l'utilisation, on trouve différentes formes d'éléments rayonnants, différents types de substrats ou encore différents types d'alimentation. Cependant, de nombreux paramètres permettent de classer les antennes plaquées en différentes grandes catégories dans la mesure où une antenne plaquée (imprimée) n'est pas nécessairement une antenne électriquement petite. Généralement, ces antennes sont définies comme celles qui possèdent des propriétés "d'étroitesse" en terme de dimension et de longueur d'onde. d'après K. Hirasawa et M. Haneishi [13] elles sont divisées en quatre catégories:

La première catégorie est constituée d'antennes électriquement petites. Ces antennes présentent des dimensions très petites comparées à la longueur d'onde (λ_0). Par exemple, une antenne dont les différentes dimensions sont inférieures à $\lambda_0/6.28$ est considérée comme électriquement petite. La deuxième catégorie regroupe les antennes petites par contrainte physique. Celles-ci ne sont pas forcément électriquement petites, mais présentent une structure telle qu'une réduction de taille est réalisée selon une dimension, par exemple l'antenne imprimée sur substrat diélectrique qui possède une très faible hauteur. La troisième catégorie concerne les antennes qui sont physiquement petites, c'est-à-dire dont les dimensions sont "faibles" au sens strict (par distinction avec les antennes "électriquement" petites). Ainsi, une antenne dont les dimensions ne dépassent pas 30 cm pour une longueur

d'onde λ_0 inférieure à 60cm peut, par exemple, être considérée comme petite. Enfin la dernière catégorie concerne les antennes fonctionnellement petites. Il s'agit de systèmes d'antennes intégrant des fonctions supplémentaires (antenne active) mais qui ne nécessitent pas forcément une augmentation de la taille de l'antenne.

Toutefois, la dénomination d'antenne imprimée est communément employée pour ne désigner que les deux premières catégories d'antennes, lesquelles présentent le plus d'intérêt dans les besoins de diminution d'encombrement. Pour être plus complet, il convient d'ajouter à la liste d'antennes présentées les boucles magnétiques et les fentes. Toutefois, ces antennes sont susceptibles d'apparaître comme complémentaires aux antennes dipolaires, selon le principe de Babinet cité dans le livre de S. Drabowitch et C. Ancona [14].

1.3.2. Caractéristiques des antennes miniatures

La réduction en taille d'une antenne se traduit généralement par une réduction importante de la bande passante ainsi qu'une diminution de son efficacité de rayonnement [15]. En effet, la réduction des dimensions de l'antenne entraîne une augmentation de l'intensité des champs électromagnétiques au voisinage de la structure. Les phénomènes de résonance susceptibles de se produire présentent alors un fort coefficient de qualité qui rend délicat l'adaptation de l'antenne ainsi que l'obtention de larges bandes passantes. C'est pourquoi, les antennes imprimées ont la particularité de présenter des performances médiocres qui se dégradent en même temps que leurs dimensions se réduisent. De plus, les antennes sont sensibles aux matériaux métalliques et diélectriques qui constituent leur proche environnement de rayonnement.

Ces phénomènes sont classiquement connus sous le nom d'effet de proximité. Citons comme cas particulier à ces effets, la structure sur laquelle ces antennes sont disposées est susceptible de modifier fortement leur fonctionnement, d'autant que les dimensions de cette structure sont généralement petites (de l'ordre de la longueur d'onde). Cette sensibilité peut aussi poser des problèmes d'expérimentation où les systèmes de maintien et d'alimentation des antennes (câble coaxial) peuvent provoquer des modifications sur l'impédance d'entrée et le rayonnement. Ces phénomènes s'expliquent également par la présence de forts champs électromagnétiques au voisinage de l'antenne imprimée qui sont susceptibles de se coupler avec les proches structures environnantes.

I.4. EXEMPLES

D'abord, nous allons décrire brièvement quelques-unes des principales antennes imprimées, ensuite, nous rappellerons les performances classiques de ces antennes sous leur forme la plus simple ainsi que leur principe de fonctionnement.

I.4.1. Dipôle imprimé

Les dipôles imprimés, sous leur configuration de base, consistent en une paire de fines lignes métalliques identiques et colinéaires, imprimées sur la face supérieure d'un substrat diélectrique. La face inférieure du substrat est en général entièrement métallisée et constitue le plan de masse de l'antenne. Différents procédés sont utilisés pour alimenter cette structure. Les techniques les plus couramment rencontrées utilisent soit une sonde coaxiale, soit une ligne microruban double connectée à chacun des deux éléments rayonnants, soit une ligne microruban unique couplée électro-magnétiquement au dipôle [16]. Le principe de fonctionnement est analogue à celui du dipôle et résulte d'un phénomène d'onde stationnaire, dans la mesure où la longueur du dipôle est suffisamment grande par rapport à la longueur d'onde. Le mode fondamental du dipôle se caractérise par une répartition de courant sur la ligne de type demi-onde, avec des nœuds d'intensité aux extrémités de la ligne (Figure I.2).

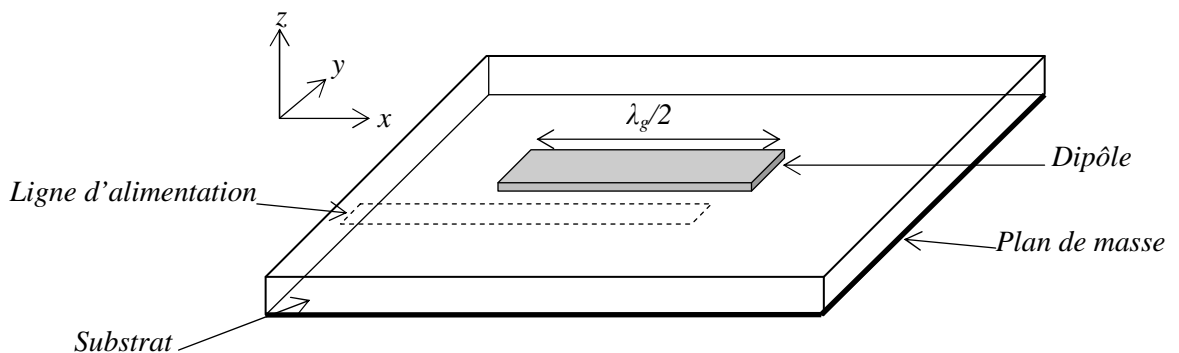


Figure I.2. Dipôle imprimé alimenté par ligne couplée.

Pour ce type d'antenne, la bande passante est faible. Elle est en effet inférieure à 1% de bande relative. Celle-ci peut cependant être considérablement élargie en augmentant la hauteur séparant le dipôle du plan de masse ($h \geq \lambda_0/5$), mais cela introduit des phénomènes parasites (ondes de surface, modification du rayonnement, etc.). Compte tenu de la disposition de l'élément rayonnant, le champ rayonné est à polarisation rectiligne horizontale et le diagramme de rayonnement décrit, dans la direction perpendiculaire à l'axe du dipôle, une forme cardioïdale sur tout le demi-hémisphère supérieur. Les valeurs de directivité maximale obtenues sur la structure la plus simple sont comprises entre 4 et 5 dB [17].

Elles sont obtenues dans la direction perpendiculaire à l'élément rayonnant. Notons que la forme du rayonnement dépend fortement de la hauteur à laquelle est disposé le dipôle au-dessus du plan de masse.

I.4.2. Antenne imprimée sur substrat diélectrique

Dans sa configuration géométrique usuelle, une antenne imprimée est constituée d'une plaque métallique de forme quelconque, appelée élément rayonnant, située sur la face supérieure d'un substrat diélectrique. On considère en général le conducteur comme étant parfait et d'épaisseur négligeable. La face inférieure de la lame diélectrique est métallisée et constitue le plan de masse. L'alimentation de ce type de structure s'opère de différentes façons : par sonde coaxiale, par ligne microruban, par effet de proximité ou encore par fente. Dans son fonctionnement normal d'utilisation, une antenne imprimée sur substrat diélectrique peut être considérée en première approximation comme une cavité résonnante imparfaite, présentant des murs magnétiques verticaux à pertes. Pour certaines fréquences, appelées fréquences de résonance, cette cavité emmagasine de l'énergie électromagnétique selon un ensemble de modes de type $TM_{m,n}$ [16]. Le rayonnement engendré par cette structure s'interprète alors comme des pertes qui s'opèrent au niveau des murs magnétiques. La forme et l'orientation des lignes de champs en bordure de l'élément rayonnant caractérisent les directions privilégiées du champ rayonné. Généralement, le mode de fonctionnement de l'antenne est le fondamentale, celui-ci se caractérise par une répartition de champ électrique sous l'élément rayonnant dont une dimension au moins est égale à une demi-longueur d'onde (Figure I.3). Le rayonnement est à polarisation rectiligne horizontale parallèle au côté qui correspond à la résonance, de forme cardioïdale. On obtient 6 à 8 dB de directivité avec ce type d'antenne, et la largeur de la bande passante est très faible et exprimée en pourcentage par rapport à la fréquence centrale.

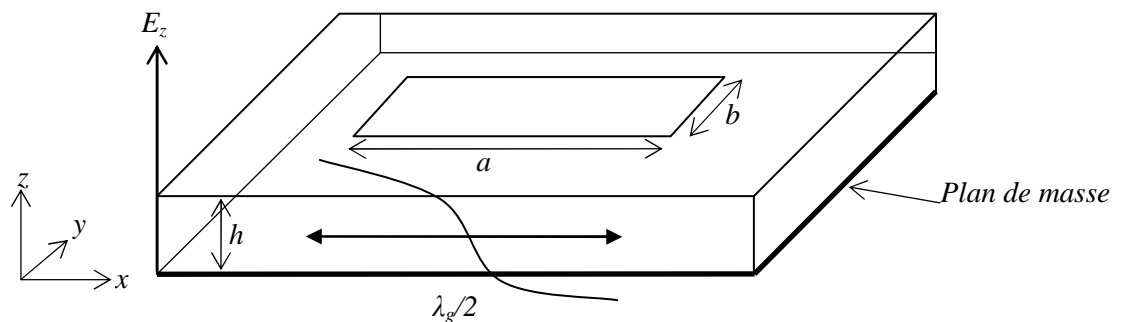


Figure I.3. Antenne imprimée sur son mode fondamental TM_{10}

L'épaisseur de la couche diélectrique (h) (Figure I.4), les caractéristiques du substrat diélectrique (permittivité ϵ_r , pertes diélectriques, etc.), les dimensions du conducteur métallique supérieur (longueur et largeur du rectangle, rayon du disque, etc.) sont les grandeurs qui caractérisent l'antenne imprimée (figure I.5).

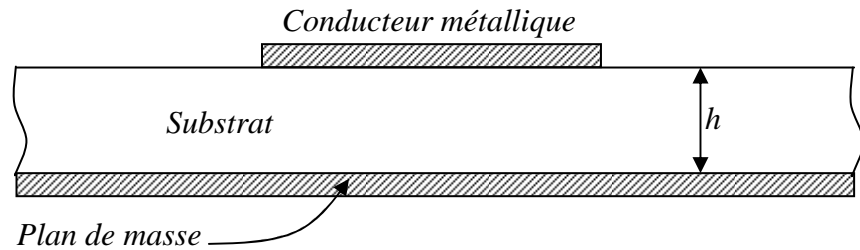


Figure I.4. Constitution d'une antenne imprimée

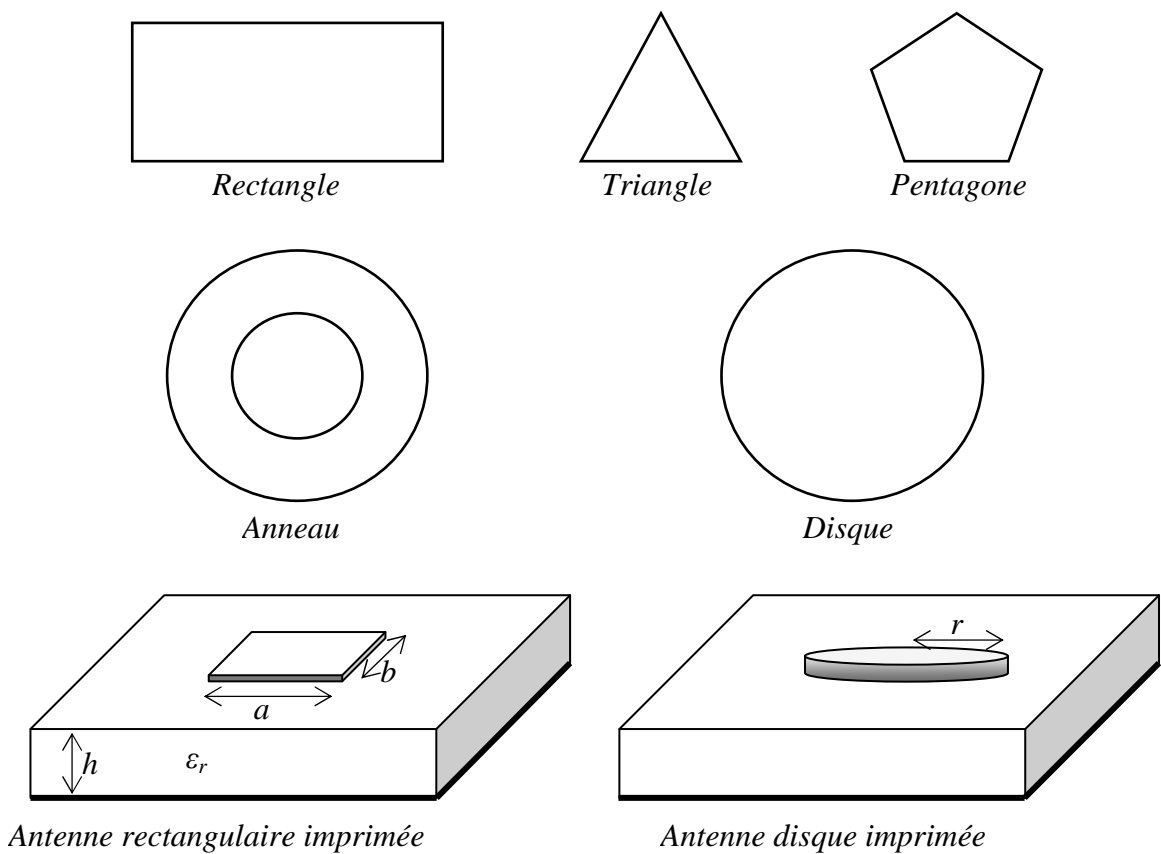


Figure I.5. Diverses géométries du conducteur métallique

I.5. LES MODELES

I.5.1. Modèle avec ouvertures

L'existence de trois types de discontinuités différentes (air-diélectrique, conducteur et plan de masse) dans les antennes microruban ont permis l'élaboration de plusieurs modèles basés sur le calcul numérique ou sur des méthodes analytiques plus ou moins rigoureuses. Parmi ces modèles, on trouve le modèle avec ouverture. En effet J. R. James et C. J. Wilson [17], ont montré que le calcul par la méthode des ouvertures peut être utilisé pour approcher le diagramme de rayonnement d'un résonateur (d'une ligne ouverte microruban).

Cette méthode est très précise lorsque l'on connaît parfaitement la distribution des champs dans l'ouverture. En effet, la méthode considère des lignes (conducteur) avec des longueurs L et des largeurs W quelconques. De plus, la méthode tient compte des réflexions aux extrémités de la ligne et permet une estimation des pertes dues à la présence des ondes de surface dans le substrat diélectrique. L'avantage de la méthode est que la résistance de rayonnement des modes supérieurs peut être évaluée pour un point particulier de l'alimentation, ce qui donne une indication sur l'importance de chaque mode excité.

I.5.2. Modèle en cavité simple

Une antenne imprimée peut être assimilée à une cavité fermée par deux murs électriques en $z = 0$, plan de masse et en $z = h$, le conducteur métallique supérieur, et par des murs magnétiques verticaux. Une longueur et une largeur effective sont introduites pour prendre en compte les débordements des champs sur les bords de l'antenne. Pour l'excitation, on prend pour modèle un courant électrique J parallèle à l'axe oz (Figure I.6) et répartie uniformément.

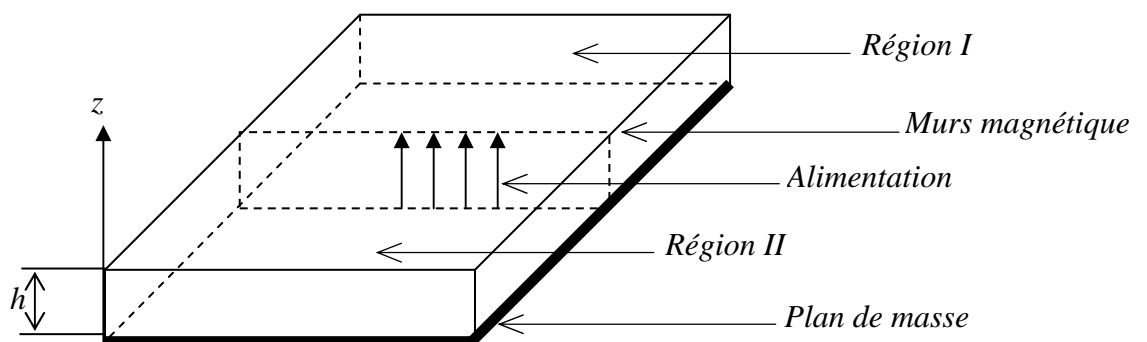


Figure I.6. Modèle de la cavité.

Pour calculer le champ interne à la cavité E_z , on utilise la méthode dite de raccord de mode. Elle consiste à diviser la cavité en deux régions I et II dépourvues de sources et ensuite à résoudre l'équation de Helmholtz (sans second membre) dans chaque région. Les champs lointains sont donnés par le rayonnement des ouvertures verticales et la puissance totale rayonnée est obtenue en intégrant le champ lointain dans tout le demi-espace supérieur. De plus, une conductance de rayonnement est définie pour chaque mode. Cette conductance dissipe la même puissance que celle rayonnée par la cavité. Enfin, les pertes dans le conducteur et dans le diélectrique sont obtenues en utilisant une méthode de perturbation. On calcule les pertes diélectriques en intégrant le champ électrique (évalué dans le cas sans perte) sur le volume de la cavité [18].

1.6. RECAPITULATION ET LIMITATION DES ANTENNES ETUDIEES

Les antennes présentées montrent qu'elles ne réunissent pas de façon entièrement satisfaisante l'ensemble des spécifications requises pour une antenne miniature utilisable dans les divers systèmes modernes de communication mobile.

En effet, il est rare de trouver une antenne qui présente à la fois des caractéristiques de fonctionnement (bande passante, efficacité de rayonnement, diagramme de rayonnement, polarisation, etc.) et un encombrement compatible avec les besoins exigés dans les différents systèmes actuels ou futurs. Si bien qu'en général, un compromis doit être réalisé entre toutes ces caractéristiques de sorte à utiliser l'antenne la moins "mauvaise". Les antennes filaires (dipôles et monopôles) ne présentent pas l'inconvénient d'une bande passante étroite, ce qui explique en partie leur utilisation sur de nombreux équipements mobiles de communication malgré un encombrement parfois pénalisant. Néanmoins, compte tenu de la tendance actuelle (à intégrer les antennes sur les terminaux portatifs), d'importantes investigations sont consacrées à la recherche de techniques permettant d'améliorer les performances des dispositifs rayonnants. De nombreuses solutions ont été trouvées et elles permettent d'améliorer certaines de leurs performances, principalement la bande passante [19], [20] ou alors de diminuer leur encombrement. Toutefois, les méthodes développées se traduisent généralement par une augmentation des dimensions du dispositif (cas de l'élargissement de la bande passante) ou alors s'accompagnent de l'apparition de phénomènes parasites qui dégradent les autres caractéristiques de fonctionnement de l'antenne (déformation du diagramme de rayonnement, diminution de l'efficacité, etc.). Si bien que l'amélioration de telle caractéristique de l'antenne s'effectue généralement au détriment d'une autre.

Concernant les antennes imprimées, les critères les plus pénalisants sont liés à la bande passante, $BP < 2 \%$, à l'efficacité de rayonnement, à l'encombrement et au couplage induit par la disposition des éléments rayonnant côte à côte. Ainsi nous avons choisi dans ce chapitre de nous intéresser à l'effet du couplage induit par la disposition des éléments rayonnants disposés en réseau. Les travaux présentés dans [32], montre comment ce phénomène de couplage, considéré initialement comme parasite, peut être identifié et quantifié afin de le prendre en compte dans la conception des antennes imprimées disposées en réseau. De plus, l'auteur montre d'une part, comment nous pouvons caractériser une antenne imprimée par une méthode numérique temporelle rigoureuse, la FDTD et d'autre part, comment extraire le schéma électrique équivalent d'un patch ainsi que le schéma électrique équivalent d'un réseau d'antennes plaquées. L'effet du couplage est d'entre autre aux ondes de surface. Pour montrer l'apparition de ces ondes de surface, nous avons présenté dans la figure I.7 un schéma simplifié des différents types d'ondes susceptibles de se propager. On distingue alors trois types d'ondes qui se propagent ; Onde guidée (A), Onde rayonnée (B), Onde de surface (C).

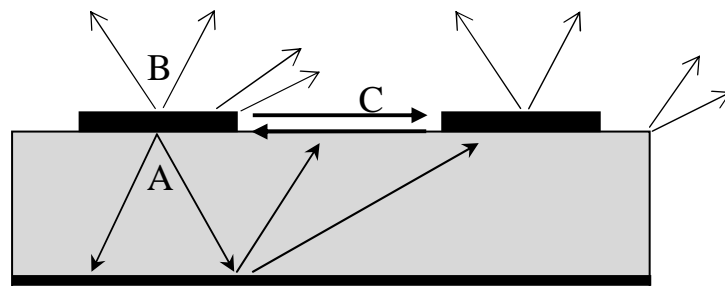


Figure I.7. Trajectoires des rayons dans une antenne microruban (coupe).

1.7. ANALYSE DE L'ALIMENTATION D'UN PATCH

Un point important dans l'étude et la réalisation d'antennes imprimées est leur alimentation. Pour cela, plusieurs techniques ont été considérées dans ce but. En théorie, des circuits et des éléments rayonnants peuvent être combinés sur un même substrat. Par exemple, la présence de lignes d'alimentation sur le même niveau que les éléments rayonnants connectés directement (figure I.8) peut produire un rayonnement additionnel, qui peut affecter le diagramme de l'antenne [21]. Il est possible d'éviter cet effet en "enterrant" l'alimentation, que l'on dispose à un niveau inférieur, alimentation par couplage (figure I.9) [22]. Mais ceci complique la réalisation des antennes, suite à la présence de deux couches diélectriques. On peut aller plus loin, en superposant une antenne microruban et un circuit triplaque isolés par les plans de masse [23], [24]. L'alimentation se fait dans ce cas à travers une ouverture. On peut encore séparer l'antenne du circuit en l'alimentant avec une ligne

coaxiale (figure I.10) [25]. En effet, une sonde coaxiale est reliée à l'élément rayonnant à travers le plan de masse. Dans ce cas, on distingue dans la modélisation d'une alimentation coaxiale deux types de générateur, le générateur de courant ou le générateur de tension. Dans le cas d'un générateur de tension placé à la base du coaxial, l'impédance calculée est celle de l'antenne en série avec la partie de la sonde située au-dessus du générateur. Par contre, dans le calcul utilisant un générateur de courant, la tension utilisée est celle qui existe entre les deux extrémités de la sonde, et l'impédance est directement celle de l'antenne seule.

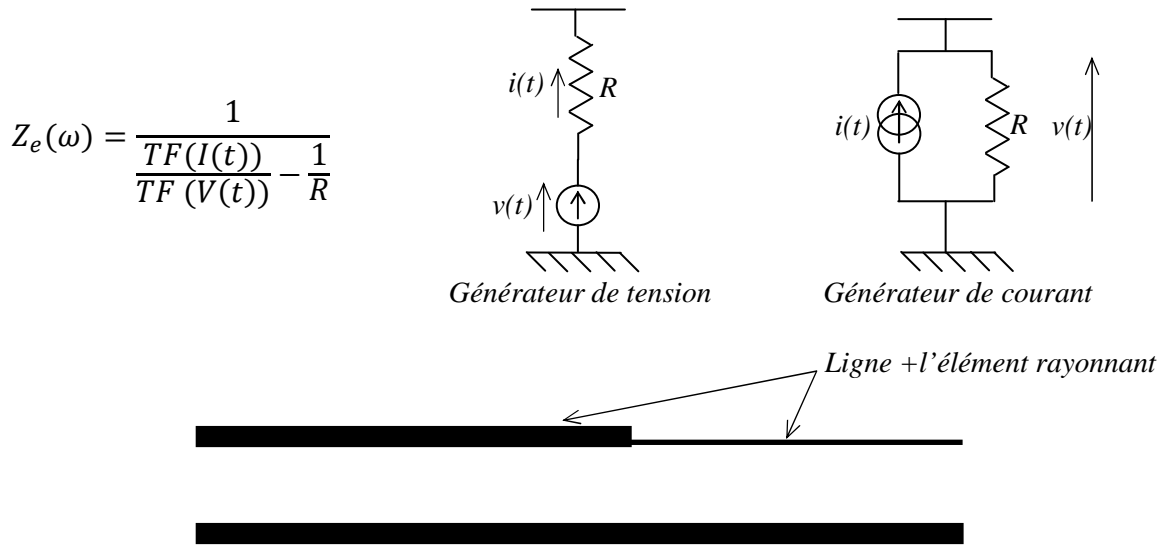


Figure I.8. Ligne d'alimentation au même niveau

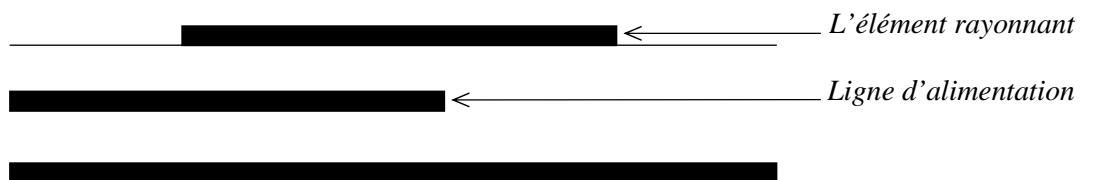


Figure I.9. Ligne d'alimentation « enterrée »

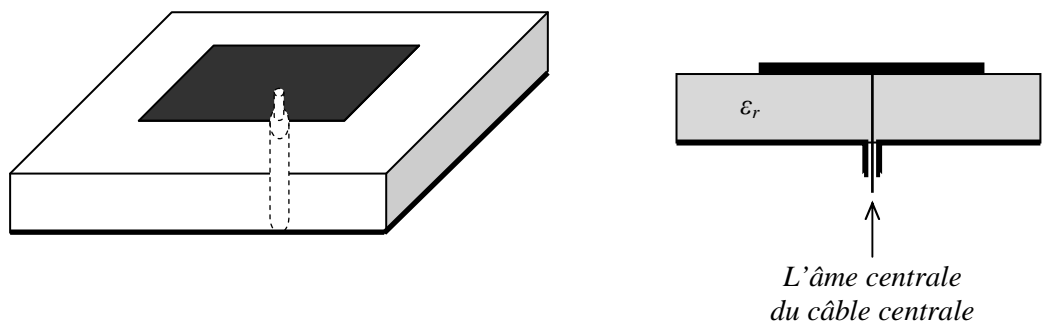


Figure I.10. Alimentation coaxiale d'une antenne patch sur un substrat diélectrique.

I.7.1. Influence de l'épaisseur du substrat h sur la bande passante

Le choix du substrat repose sur différents paramètres. Il y a entre autres, la permittivité, la perméabilité, l'épaisseur du substrat, les pertes, la stabilité dans le temps, la stabilité en température ainsi que la bonne tenue face aux contraintes technologiques. Pour garantir d'une part, une bonne efficacité de rayonnement et d'autre part, une bande passante importante, l'épaisseur du substrat doit être la plus élevée possible. Mais cela risque de générer des ondes de surface [26]. La notion de bande passante diffère selon les paramètres considérés, gain, polarisation, adaptation. Dans notre cas, la bande passante est définie comme la différence des fréquences pour les quelles $S_{11} < -10 \text{ dB}$ [27]. Pour cela, il faut d'abord étudier les paramètres S_{ij} et ensuite, tracer la courbe de la bande passante en fonction de h pour $\epsilon_r = 2,2$ (Figure I.11). L'antenne simulée possède les caractéristiques suivantes : L'antenne patch, de longueur $L=10\text{mm}$, de largeur $W=15\text{mm}$, de ligne d'alimentation $L=10\text{mm}$, la hauteur du substrat h est de 1.58mm , $\epsilon_r = 2,2$. La bande de fréquence d'analyse est $0-20 \text{ GHz}$. La ligne d'alimentation est au centre. La structure est simulée en FDTD avec le pas spatio-temporel $dx = 0,469\text{mm}$, $dy = 0,4\text{mm}$, $dz = 0,395\text{mm}$. La largeur de la ligne est $0,937 \text{ mm}$. L'antenne est simulée avec $32dx \times 25dy$. On excite par une gaussienne, $F_{max} = 20\text{GHz}$. on' a comparé les résultats de la simulation avec le simulateur Momentum les résultats de simulation sont données dans la (figures I.10).

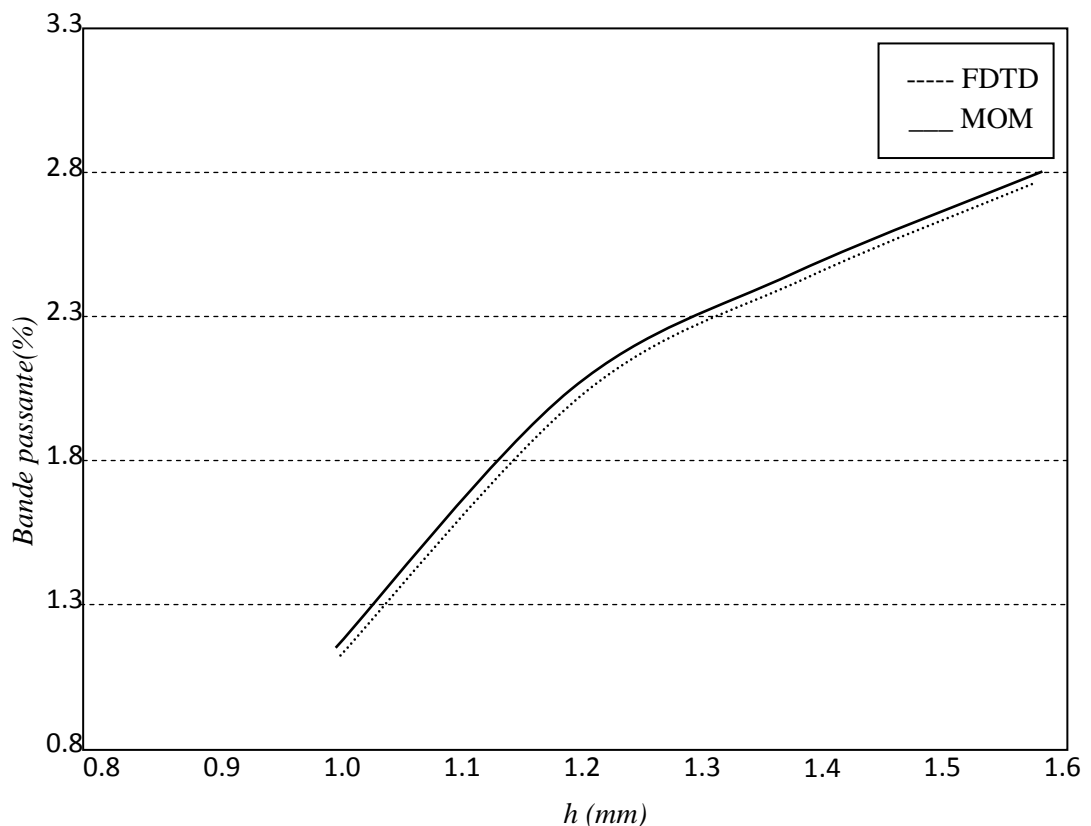


Figure I.11. Variation de la bande passante en fonction de la hauteur du substrat

La (figure I.10) montre le comportement de la bande passante relative, définie pour un ROS inférieur à 2 ($S_{11} < -9,54 \text{ dB}$). La bande passante est plus large quand h augmente, mais les valeurs de h sont limitées et on ne peut pas prendre n'importe quelle valeur. D'autre part, un h très grand favorise l'excitation d'onde de surface. L'une des solutions alors est de réduire ϵ_r pour augmenter la bande passante. Ceci nous conduit à dire que plus h augmente, plus la puissance de l'onde guidée dans le substrat est importante, les ondes sont confinées et les performances de rayonnement de l'antenne diminuent.

1.7.2. Influence de l'épaisseur du substrat sur la fréquence de résonance

Dans le tableau I.1, ci-dessous, nous présentons la variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat du patch. Pour différentes valeurs de (h), on a comparé les valeurs obtenues de la fréquence de résonance calculées par la FDTD aux valeurs théoriques et expérimentales obtenues par d'autres auteurs [28], [29], [30], [31]. Nous remarquons dans le tableau I.1 que les valeurs calculées de J. R. James *et al.* donnée par l'article [29] et les valeurs trouvées par la méthode de la cavité [31] sont inférieures aux valeurs mesurées [28], tandis que les valeurs calculées de Hammerstad [30] et les valeurs calculées par la méthode FDTD [32] sont supérieures aux valeurs mesurées, à l'exception de la première valeur. Les résultats sont acceptables du fait que les mesures sont aussi entachées d'erreurs. Nous avons calculé le pourcentage d'erreur par rapport aux mesures, la valeur maximale est de 5.21%.

Tableau I.1. La fréquence de résonance d'une structure
à faible et à forte épaisseur avec $\epsilon_r=2,33$

a (cm)	b (cm)	d (cm)	Mesure (GHz)	JAMES (GHz)	HAMMERSTAD (GHz)	Cavité (GHz)	FDTD (GHz)	%5(erreur)
1.70	1.10	0.1524	7.87	7.46	7.84	7.75	7.46	5.21
1.70	1.10	0.3175	6.80	6.47	7.01	6.74	7.10	4.41
1.70	1.10	0.9525	4.73	4.32	5.27	4.58	4.86	2.74

1.8. AVANTAGES ET LIMITATIONS DES ANTENNES PATCH

Les antennes Microstrip présentent de nombreux avantages comparés aux antennes micro-ondes classiques et leurs applications couvrent le large domaine de fréquence : 100 MHz à 100 GHz. Certains avantages sont les suivants :

- Faible poids, encombrement réduit, configurations conformes possibles.
- Faible coût de fabrication, production en masse possible.
- Polarisation linéaire et circulaire pour les télécommunications.
- Antennes multibandes, multipolarisations possibles.
- Compatibilité avec les circuits hybrides et MMIC (Microwave Monolithic Integrated Circuit).
- Réseaux d'alimentation et d'adaptation fabriqués simultanément avec l'antenne.

Toutefois, les antennes microruban ont également des limitations que ne présentent pas les antennes traditionnelles :

- Bande passante étroite, souvent associée avec les problèmes de tolérances (géométriques et physiques) ; Généralement faible gain (6 dB).
- La plupart des antennes rayonnent uniquement dans le demi-plan.
- Supportent uniquement des faibles puissances (100 W).
- Pertes de rayonnement par ondes de surfaces.

Ces limitations sont connues depuis plusieurs années et des progrès considérables ont été réalisés depuis pour améliorer les performances des antennes patch. Notamment, leur bande passante peut être augmentée jusqu'à 70 % en utilisant une configuration multicouche et leur gain peut s'accroître de 30 % en mettant en réseau plusieurs antennes.

1.9. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons montré le rôle et l'évolution technologique des patches ainsi que les avantages et inconvénients des antennes miniatures. Nous avons évoqué l'influence de quelques paramètres, la position de la ligne d'alimentation et nous avons montré l'influence de la hauteur du substrat sur la fréquence de résonance. Nous avons également montré l'influence de la hauteur du substrat sur la bande passante. L'étude de ces paramètres est importante et permet de concevoir une antenne en fonction de son utilisation. Contrairement aux composants basses fréquences, il est très difficile voir même impossible d'ajuster les caractéristiques des antennes microbandes une fois qu'elles sont réalisées. Par conséquent, il est nécessaire d'avoir des outils pour l'estimation des caractéristiques des ces antennes, le meilleur et même le seul outil est la CAO qu'est un outil indispensable dans la réalisation de ces antennes. Le véritable challenge dans la CAO se situe au niveau des méthodes numériques fiables qui offrent à la fois des caractéristiques exactes et un temps de calcul réduit.

CHAPITRE II

FORMULATION THEORIQUE DU PROBLEME

II.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous nous intéressons au calcul de la fréquence d'opération d'une antenne microbande, constituée d'un élément rayonnant (patch) rectangulaire fabriqué d'un matériau conducteur parfait ; réalisé sur substrat d'une anisotropie électrique et magnétique monocouche sur une surface, le plan de masse sur l'autre. Le problème de la fréquence de résonance complexe est formulé en terme d'une équation intégrale. Cette dernière est calculé à l'aide de plusieurs formules et procédures, les transformées vectorielles de Fourier et la fonction de Green. La procédure de Galerkin est utilisée pour résoudre l'équation intégrale. La figure II.1 montre la géométrie d'un patch rectangulaire de longueur a , de largeur b , imprimée sur un substrat anisotrope d'épaisseur d , caractérisé par une permittivité tensorielle diagonale $[\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z]$ et une perméabilité tensorielle diagonale $[\mu_x, \mu_y, \mu_z]$.

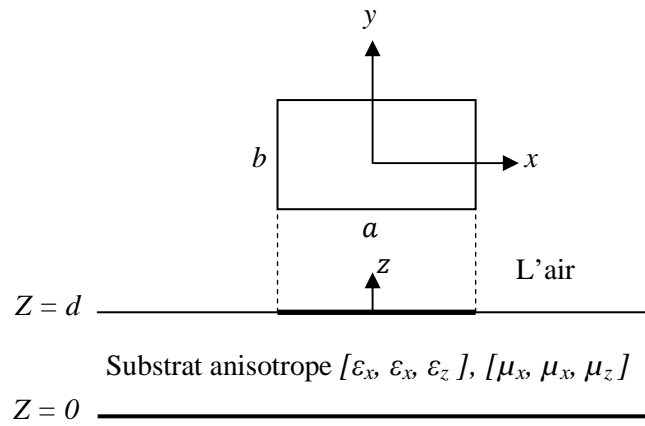


Figure II.1 : Géométrie d'une antenne microbande rectangulaire réalisée sur un substrat anisotrope.

II.2. FORMULATION THEORIQUE DU PROBLEME DE LA FONCTION DE GREEN

Considérons une onde électromagnétique qui se propage dans une région lointain des sources ($\rho=0, j=0$), la dépendance temporelle est en $e^{i\omega t}$ (régime harmonique). Les équations de maxwell s'écrivent :

$$\nabla \times \bar{E} = -i\omega[\mu]\bar{H} \tag{II.1a}$$

$$\nabla \times \bar{H} = i\omega[\varepsilon]\bar{E} \tag{II.1b}$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \tag{II.1c}$$

$$\nabla \cdot \bar{D} = 0 \tag{II.1d}$$

$$\bar{B} = [\mu] \cdot \bar{H} \tag{II.1e}$$

$$\bar{D} = [\varepsilon] \cdot \bar{E} \tag{II.1f}$$

II.2.1. Transformées vectorielles de Fourier :

L'analyse dans le domaine de la transformée de Fourier a été présentée la première fois par Yamashina et Mittra pour le calcul de l'impédance caractéristique et la vitesse de phase de la ligne de microruban ; basée sur une approximation de quasi-TEM. Une méthode efficace a été employée dans le domaine de transformée de Fourier pour calculer la capacité de la ligne pour assumer la densité de charge. À mesure que la fréquence de fonctionnement est augmentée, les caractéristiques de dispersion du microruban deviennent importantes pour des conceptions précises. Cette condition a mené entièrement l'analyse de vague des lignes microrubans, représentée par le travail de Denlinger, qui a résolu l'équation intégrale en utilisant une technique de la transformée de Fourier. La résolution par sa méthode, cependant, dépend fortement des distributions courantes assumées sur la bande en cours de solution. Pour éviter cette difficulté et permettre l'amélioration systémique de la solution pour les composants courants à un degré désiré d'exactitude, une nouvelle méthode a été présentée par Itoh et Mittra, généralement appelée maintenant l'approche spectrale (SDA) [6]. La raison principale que le SDA est numériquement efficace est qu'elle exige un prétraitement analytique significatif. Ce dispositif impose alternativement une certaine restriction à l'applicabilité de la méthode. Une des limitations est que la SDA exige l'épaisseur infinitésimale pour le patch. Il est également difficile de traiter la structure avec un élément rayonnant ayant une conductivité finie. On ne permet aucune discontinuité dans le substrat dans la direction latérale. Cependant, malgré ces limitations, la SDA est l'une des techniques numériques les plus populaires et les plus employées couramment. Donc pour simplifier les calculs nous allons passer au domaine des transformées vectorielles, à noter que le formalisme des transformés vectoriels de Fourier est utilisé pour les géométries rectangulaires et triangulaires, alors que celui des transformées de Hankel est réservé aux formes circulaires et annulaires.

Les transformées vectorielles de Fourier sont définies par les relations suivantes [6], [33]:

$$\tilde{\bar{A}}(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{A}(x, y, z) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (\text{II.2a})$$

$$\bar{A}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\bar{A}}(k_x, k_y, z) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.2b})$$

Maintenant nous allons écrire les équations de maxwell dans le domaine spectral (Fourier).

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{i} \left(\frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_y \right) + \vec{j} \left(\frac{\partial}{\partial z} E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z \right) + \vec{k} \left(\frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x \right) \quad (\text{II.3})$$

On note que la transformée vectorielle de Fourier de la dérivé partielle d'une fonction est donnée par les deux propriétés suivantes :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right) = ik_x \tilde{f} \\ \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right) = ik_y \tilde{f} \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

Par l'utilisation des équations précédentes on aura :

$$\left(\vec{\nabla} \times \vec{E} \right) = \vec{i} \left(ik_y \tilde{E}_z - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_y \right) + \vec{j} \left(\frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_x - ik_x \tilde{E}_z \right) + \vec{k} \left(ik_x \tilde{E}_y - ik_y \tilde{E}_x \right) \quad (\text{II.5})$$

$$= \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ ik_x & ik_y & \frac{\partial}{\partial z} \\ \tilde{E}_x & \tilde{E}_y & \tilde{E}_z \end{vmatrix} = \vec{\nabla} \times \tilde{E} \quad (\text{II.6})$$

$$\text{Avec :} \quad \vec{\nabla} = ik_x \cdot \vec{i} + ik_y \cdot \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \quad (\text{II.7})$$

II.2.2. Equations de propagations du champ électrique E_z et magnétique H_z

Les équations (II.1a) et (II.1b) s'écrivent dans le domaine spectral de Fourier par les formes suivantes :

$$\vec{\nabla} \times \tilde{E} = -i\omega[\mu] \tilde{H} \quad (\text{II.8a})$$

$$\vec{\nabla} \times \tilde{H} = i\omega[\varepsilon] \tilde{E} \quad (\text{II.8b})$$

Nous allons écrire les équations de propagations de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z dans le domaine spectral.

A partir des équations (II.1a) et (II.1b) On' a:

$$\frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_y = -j\omega\mu_0\mu_x H_x \quad (\text{II.9a})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z = -j\omega\mu_0\mu_x H_y \quad (\text{II.9b})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x = -j\omega\mu_0\mu_z H_z \quad (\text{II.9c})$$

$$\frac{\partial}{\partial y} H_z - \frac{\partial}{\partial z} H_y = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x E_x \quad (\text{II.10a})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x E_y \quad (\text{II.10b})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{\partial}{\partial y} H_x = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z E_z \quad (\text{II.10c})$$

A partir des équations (II.10e) et (II.10f) on peut écrire :

$$\frac{\partial}{\partial x} E_x + \frac{\partial}{\partial y} E_y + \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{\partial}{\partial z} E_z = 0 \quad (\text{II.11a})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_x + \frac{\partial}{\partial y} H_y + \frac{\mu_z}{\mu_x} \frac{\partial}{\partial z} H_z = 0 \quad (\text{II.11b})$$

D'une part :

$$\frac{\partial}{\partial x} \times (\text{II. 9. b}) \equiv \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} E_x - \frac{\partial^2}{\partial x^2} E_z = -j\omega \mu_0 \mu_x \frac{\partial}{\partial x} H_y \quad (\text{II.12a})$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \times (\text{II. 9. a}) \equiv \frac{\partial^2}{\partial y^2} E_z - \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} E_y = -j\omega \mu_0 \mu_x \frac{\partial}{\partial y} H_x \quad (\text{II.12b})$$

$$(\text{II. 12. b}) - (\text{II. 12. a}) \equiv$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_z + \frac{\partial^2}{\partial y^2} E_z - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial x} E_x + \frac{\partial}{\partial y} E_y \right) - j\omega \mu_0 \mu_x \left(\frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{\partial}{\partial y} H_x \right) = 0 \quad (\text{II.13})$$

On remplace par (II.1e) et (II.10c) dans (II.13) on trouve :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_z + \frac{\partial^2}{\partial y^2} E_z + \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_z + k_0^2 \mu_x \varepsilon_z E_z = 0 \quad (\text{II.14})$$

Et d'autre part :

$$\frac{\partial}{\partial x} \times (\text{II. 10. b}) \equiv \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} H_x - \frac{\partial^2}{\partial x^2} H_z = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x \frac{\partial}{\partial x} E_y \quad (\text{II.15a})$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \times (\text{II. 10. a}) \equiv \frac{\partial^2}{\partial y^2} H_z - \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} H_y = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x \frac{\partial}{\partial y} E_x \quad (\text{II.15b})$$

$$(\text{II. 15. b}) - (\text{II. 15. a}) \equiv$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} H_z + \frac{\partial^2}{\partial y^2} H_z - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial x} H_x + \frac{\partial}{\partial y} H_y \right) + j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x \left(\frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x \right) = 0 \quad (\text{II.16})$$

On remplace par (II.1f) et (II.9c) dans (II.16) on trouve :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} H_z + \frac{\partial^2}{\partial y^2} H_z + \frac{\mu_z}{\mu_x} \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_z + k_0^2 \varepsilon_x \mu_z H_z = 0 \quad (\text{II.17})$$

$$\text{Avec :} \quad k_0^2 = \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 \quad (\text{II.18})$$

La transformée de Fourier des équations de propagations des champs électrique et magnétique

$$\text{sont : } \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_z + k_a^2 E_z = 0 \quad (\text{II.19a})$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} H_z + k_b^2 H_z = 0 \quad (\text{II.19b})$$

Avec :

$$k_a^2 = \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z} (\mu_x \varepsilon_z k_0^2 - k_s^2) \quad (\text{II.20a})$$

$$k_b^2 = \frac{\mu_x}{\mu_z} (\varepsilon_x \mu_z k_0^2 - k_s^2) \quad (\text{II.20b})$$

$$k_s^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (\text{II.20c})$$

Nous allons à présent déterminer les composantes transversales en fonction des composantes longitudinales E_z et H_z . [34].

On' a

$$\frac{\partial}{\partial z} \times (\text{II. 9b}) \equiv \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_x - \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} E_z = -j\omega \mu_0 \mu_x \frac{\partial}{\partial z} H_y \quad (\text{II.21a})$$

On remplace (II.10a) dans (II.21a) :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon_x \mu_x k_0^2 \right) E_x = \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} E_z - j\omega \mu_0 \mu_x \frac{\partial}{\partial y} H_z \quad (\text{II.21b})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \times (\text{II. 9a}) \equiv \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_y - \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} E_z = j\omega \mu_0 \mu_x \frac{\partial}{\partial z} H_x \quad (\text{II.22a})$$

On remplace (II.10b) dans (II.22a) :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon_x \mu_x k_0^2 \right) E_y = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} E_z + j\omega \mu_0 \mu_x \frac{\partial}{\partial x} H_z \quad (\text{II.22b})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \times (\text{II. 10b}) \equiv \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_x - \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} H_z = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x \frac{\partial}{\partial z} E_y \quad (\text{II.23a})$$

On remplace (II.9a) dans (II.23a) :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon_x \mu_x k_0^2 \right) H_x = \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} H_z + j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x \frac{\partial}{\partial y} E_z \quad (\text{II.23b})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \times (\text{II. 10a}) \equiv \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_y - \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} H_z = -j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x \frac{\partial}{\partial z} E_x \quad (\text{II.24a})$$

On remplace (II.9b) dans (II.24a) :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon_x \mu_x k_0^2 \right) H_y = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} H_z - j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x \frac{\partial}{\partial x} E_z \quad (\text{II.24b})$$

A partir des équations (II.21b), (II.22b), (II.23b) et (II.24b) Nous allons à présent déterminer la transformé de Fourier des composantes transversales en fonction des composantes longitudinales E_z et H_z .

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon_x \mu_x k_0^2\right) \tilde{E}_x = j k_x \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z + \omega \mu_0 \mu_x k_y \tilde{H}_z \quad (\text{II.25a})$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon_x \mu_x k_0^2\right) \tilde{E}_y = j k_y \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z - \omega \mu_0 \mu_x k_x \tilde{H}_z \quad (\text{II.25b})$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon_x \mu_x k_0^2\right) \tilde{H}_x = j k_x \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z - \omega \varepsilon_0 \varepsilon_x k_y \tilde{E}_z \quad (\text{II.25c})$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon_x \mu_x k_0^2\right) \tilde{H}_y = j k_y \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + \omega \varepsilon_0 \varepsilon_x k_x \tilde{E}_z \quad (\text{II.25d})$$

On peut écrire ces équations sous la forme :

$$\tilde{E}_x = j \frac{1}{k_s^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} k_x \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z + \frac{1}{k_s^2} \omega \mu_0 \mu_z k_y \tilde{H}_z \quad (\text{II.26a})$$

$$\tilde{E}_y = j \frac{1}{k_s^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} k_y \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z - \frac{1}{k_s^2} \omega \mu_0 \mu_z k_x \tilde{H}_z \quad (\text{II.26b})$$

$$\tilde{H}_x = j \frac{1}{k_s^2} \frac{\mu_z}{\mu_x} k_x \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z - \frac{1}{k_s^2} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_z k_y \tilde{E}_z \quad (\text{II.26c})$$

$$\tilde{H}_y = j \frac{1}{k_s^2} \frac{\mu_z}{\mu_x} k_y \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + \frac{1}{k_s^2} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_z k_x \tilde{E}_z \quad (\text{II.26d})$$

Après avoir effectué quelques manipulations algébriques simples, nous pouvons mettre les équations (II.26a) et (II.26b) sous la forme :

$$\tilde{\bar{E}} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} \quad (\text{II.27a})$$

De même à partir des équations (II.26c) et (II.26d) on peut écrire :

$$\tilde{\bar{H}} = \begin{bmatrix} \tilde{H}_y \\ -\tilde{H}_x \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} \quad (\text{II.27b})$$

Les exposants \bar{e} et \bar{h} dans les équations (II.27a) et (II.27b) dénotent les ondes TM et TE e^e, e^h, h^e et h^h respectivement sont définis par:

$$\bar{e} = \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} j \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z \\ \omega \mu_0 \mu_z \tilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.28a})$$

$$\bar{h} = \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_z \tilde{E}_z \\ j \frac{\mu_z}{\mu_x} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.28b})$$

D'après les équations de propagations (II.19a), (II.19b) les formes générales de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z sont données par les relations suivantes [34]:

$$\tilde{E}_z = A_1 e^{-ik_a z} + B_1 e^{ik_a z} \quad (\text{II.29a})$$

$$\tilde{H}_z = A_2 e^{-ik_b z} + B_2 e^{ik_b z} \quad (\text{II.29b})$$

En remplaçant les équations (II.28a) et (II.28b) dans (II.27a) et (II.27b) nous obtenons :

$$\bar{e}(k_s, z) = \begin{vmatrix} e^{-ik_a z} & 0 \\ 0 & e^{-ik_b z} \end{vmatrix} \bar{A} + \begin{vmatrix} e^{ik_a z} & 0 \\ 0 & e^{ik_b z} \end{vmatrix} \bar{B} \quad (\text{II.30a})$$

$$\bar{h}(k_s, z) = \bar{g}(k_s) \cdot \left[\begin{vmatrix} e^{-ik_a z} & 0 \\ 0 & e^{-ik_b z} \end{vmatrix} \bar{A} - \begin{vmatrix} e^{ik_a z} & 0 \\ 0 & e^{ik_b z} \end{vmatrix} \bar{B} \right] \quad (\text{II.30b})$$

$$\bar{g}(k_s) = \text{diag}[g^e(k_s), g^h(k_s)] = \text{diag}\left[\frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x}{k_a}, \frac{k_b}{\omega \mu_0 \mu_x}\right] \quad (\text{II.30c})$$

Démonstration de la formule (II.30c) [Voire annexe A].

II.3. LA REPRESENTATION [TM(e), TE (h)] DU TENSEUR SPECTRAL DE GREEN

Considérons maintenant que la région où l'onde se propage est limitée entre les deux plans Z_j et Z_{j-1} .

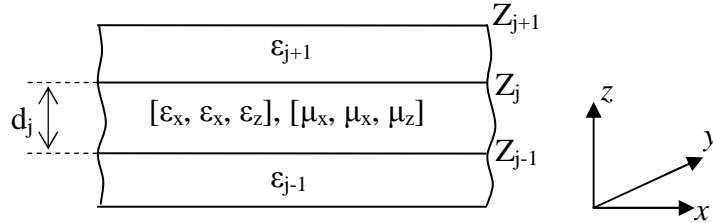


Figure II.2 Représentation d'une couche j

On écrivant les équations (II.29a) et (II.29b) dans le plan $Z=Z_j$ puis dans le plan $Z=Z_{j-1}$ et par élimination des inconnus \bar{A} et \bar{B} , une relation relie les composantes \bar{e} et \bar{h} sur les deux interfaces de la couche est obtenue.

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{T}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (\text{II.31})$$

$$\bar{T}_j = \begin{bmatrix} \bar{T}_j^{11} & \bar{T}_j^{12} \\ \bar{T}_j^{21} & \bar{T}_j^{22} \end{bmatrix} \quad (\text{II.32})$$

Avec :

$$\bar{\bar{T}}_j^{11} = \bar{\bar{T}}_j^{22} = \begin{bmatrix} \cos(k_{aj}d_j) & 0 \\ 0 & \cos(k_{bj}d_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II.33})$$

$$\begin{aligned} \bar{\bar{T}}_j^{12} &= -j \begin{vmatrix} \sin(k_{aj}d_j) & 0 \\ 0 & \sin(k_{bj}d_j) \end{vmatrix} \times \bar{\bar{g}}_j^{-1} \\ &= \begin{bmatrix} -j \frac{k_{aj}}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x} \sin(k_{aj}d_j) & 0 \\ 0 & -j \frac{\omega \mu_0 \mu_x}{k_{bj}} \sin(k_{bj}d_j) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{II.34})$$

$$\begin{aligned} \bar{\bar{T}}_j^{21} &= -j \begin{vmatrix} \sin(k_{aj}d_j) & 0 \\ 0 & \sin(k_{bj}d_j) \end{vmatrix} \times \bar{\bar{g}}_j \\ &= \begin{bmatrix} -j \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x}{k_{aj}} \sin(k_{aj}d_j) & 0 \\ 0 & -j \frac{k_{bj}}{\omega \mu_0 \mu_x} \sin(k_{bj}d_j) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{II.35})$$

La forme matricielle montrée par (II.31) est similaire à celle adoptée dans la méthode de la limite équivalente présentée dans les études [35], [36] il suffit simplement de prendre $\varepsilon_x = \varepsilon_z$. Mais les champs électriques et magnétiques transverses présentés par l'équation (II.31) sont exprimés dans la représentation (TM, TE) au lieu des coordonnées cartésiennes utilisées dans [35], [36]. Si l'interface $Z=Z_j$ est dépourvue de courants électriques alors (II.31) s'écrit :

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (\text{II.36})$$

Si par contre l'interface $z=z_j$ contient des courants électriques, nous avons :

$$\begin{cases} \tilde{H}_y(z_j^-) - \tilde{H}_y(z_j^+) = \tilde{J}_x(z_j) \\ \tilde{H}_x(z_j^-) - \tilde{H}_x(z_j^+) = -\tilde{J}_y(z_j) \end{cases} \quad (\text{II.37})$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{H}_y(z_j^-) \\ -\tilde{H}_x(z_j^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \tilde{H}_y(z_j^+) \\ -\tilde{H}_x(z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(z_j) \\ \tilde{J}_y(z_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II.38})$$

En remplaçant par (II.26a) et (II.26b) dans (II.37) nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} h^e(z_j^-) \\ h^h(z_j^-) \end{bmatrix} - \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} h^e(z_j^+) \\ h^h(z_j^+) \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(z_j) \\ \tilde{J}_y(z_j) \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} h^e(z_j^-) \\ h^h(z_j^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} h^e(z_j^+) \\ h^h(z_j^+) \end{bmatrix} &= \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(z_j) \\ \tilde{J}_y(z_j) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_x(z_j) \\ J_y(z_j) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{II.39})$$

Avec :

$$\bar{J} = \begin{bmatrix} J^e \\ J^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (\text{II.40})$$

$$\tilde{\bar{J}} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} J^e \\ J^h \end{bmatrix} \quad (\text{II.41})$$

Donc on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, z_j^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{J}(z_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II.42})$$

A partir de (II.36) et (II.42) on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, z_j^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{J}(z_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II.43})$$

Si le milieu $z < z_{j-1}$ est un conducteur parfait (plan de masse) alors :

$$\bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) = \bar{0} \quad (\text{II.44})$$

Si le milieu $z > z_j$ est l'air tenant compte de la condition de rayonnement on aura a partir de

(II.24) et (II.25) :

$$\bar{h}_{j+1}(k_s, z_j^+) = \bar{g}_{j+1}(k_s) \cdot \bar{e}_{j+1}(k_s, z_j^+) \quad (\text{II.45})$$

Les équations (II.36), (II.38), (II.44) et (II.45) formant les équations de base pour déterminer le tenseur spectral de Green $\bar{\bar{G}}$, ce dernier relie le champ électrique tangentiel avec le courant dans le plan du patch :

$$\tilde{\tilde{E}} = \bar{\bar{G}} \cdot \tilde{\tilde{J}} \quad (\text{II.46})$$

$$\tilde{\tilde{E}} = \begin{bmatrix} \tilde{\tilde{E}}_x \\ \tilde{\tilde{E}}_y \end{bmatrix}, \tilde{\tilde{J}} = \begin{bmatrix} \tilde{\tilde{J}}_x \\ \tilde{\tilde{J}}_y \end{bmatrix}, \bar{\bar{G}} = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix}$$

Dans la représentation [TM(e), TE (h)] le tenseur spectral de Green $\bar{\bar{Q}}$ relie le champ électrique tangentiel \bar{e} avec le courant \bar{J} dans le plan du patch :

$$\bar{e} = \bar{\bar{Q}} \cdot \bar{J} \quad (\text{II.47})$$

Avec :

$$\bar{e} = \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix}, \bar{J} = \begin{bmatrix} J^e \\ J^h \end{bmatrix}, \bar{\bar{Q}} = \begin{bmatrix} Q^e & 0 \\ 0 & Q^h \end{bmatrix}$$

Il est facile de montrer la relation qui existe entre le tenseur diagonal $\bar{\bar{Q}}$ et le tenseur $\bar{\bar{G}}$:

$$\bar{\bar{G}} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \bar{\bar{Q}} \cdot \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \quad (\text{II.48})$$

II.4. DETERMINATION DU TENSEUR DE GREEN POUR LA STRUCTURE ETUDIEE

L'analyse dans le domaine spectral est largement utilisée dans les structures microbande. Dans cette approche la fonction tensorielle spectrale de Green qui relie le champ électrique tangentiel avec les courants dans les différents plans conducteurs doit être déterminée. Plusieurs techniques ont été proposées pour calculer le tenseur; la structure de la figure II.3 est une antenne microbande rectangulaire avec un substrat diélectrique anisotrope d'une épaisseur d, une permittivité et une perméabilité tensorielle diagonale $[\epsilon]$, $[\mu]$. Le patch de largeur a, de longueur b et d'une épaisseur négligeable est construit à partir d'un matériau conducteur.

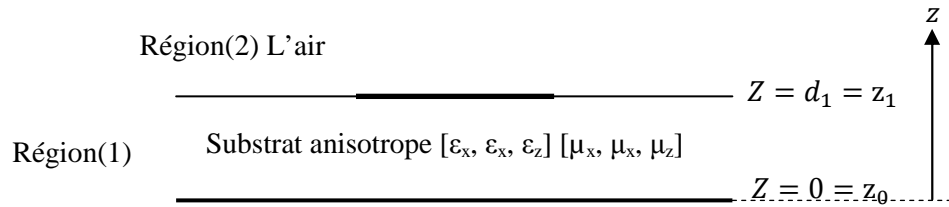


Figure II.3 Représentation simplifiée de la structure étudiée

Les équations de continuité de la structure de la figure II.3 et l'équation déduite (II.43) nous permettent d'écrire :

$$\bar{e}_1(k_s, z_0^+) = \bar{0} \quad (\text{II.49})$$

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_2(k_s, z_1^+) \\ \bar{h}_2(k_s, z_1^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_1 \begin{bmatrix} \bar{e}_1(k_s, z_0^+) \\ \bar{h}_1(k_s, z_0^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{J}(z_1) \end{bmatrix} \quad (\text{II.50})$$

$$\bar{h}_2(k_s, z_1^+) = \bar{g}_2(k_s) \cdot \bar{e}_2(k_s, z_1^+) \quad (\text{II.51})$$

On peut simplifier les équations (II.49), (II.50) et (II.51) par les suivantes :

$$\bar{e}_1 = \bar{0} \quad (\text{II.52})$$

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_2 \\ \bar{h}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{T}_1^{11} & \bar{T}_1^{12} \\ \bar{T}_1^{21} & \bar{T}_1^{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{e}_1 \\ \bar{h}_1 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{J} \end{bmatrix} \quad (\text{II.53})$$

$$\bar{h}_2 = \bar{g}_0 \cdot \bar{e}_2 \quad (\text{II.54})$$

Dans la représentation [TM(e), TE (h)] le tenseur spectral de Green \bar{Q} relie le champ électrique tangentiel \bar{e}_2 avec le courant \bar{J} dans le plan du patch.

$$\bar{e}_2 = \bar{Q} \cdot \bar{J} \quad (\text{II.55})$$

En remplaçant (II.52) dans (II.53) nous obtenons :

$$\bar{e}_2 = \bar{T}_1^{11} \cdot \bar{h}_1 \quad (\text{II.56})$$

$$\bar{h}_2 = \bar{T}_1^{22} \cdot \bar{h}_1 - \bar{J} \quad (\text{II.57})$$

$$\bar{h}_1 = (\bar{T}_1^{12})^{-1} \cdot \bar{e}_2 \quad (\text{II.58})$$

En remplaçant (II.54) et (II.58) dans (II.57) on aura :

$$\bar{g}_0 \cdot \bar{e}_2 = \bar{T}_1^{22} \cdot (\bar{T}_1^{12})^{-1} \cdot \bar{e}_2 - \bar{J}$$

$$\left[\bar{T}_1^{22} \cdot (\bar{T}_1^{12})^{-1} - \bar{g}_0 \right] \cdot \bar{e}_2 = \bar{J}$$

$$\bar{e}_2 = \left[\bar{T}_1^{22} \cdot (\bar{T}_1^{12})^{-1} - \bar{g}_0 \right]^{-1}$$

$$\bar{Q} = \left[\bar{T}_1^{22} \cdot (\bar{T}_1^{12})^{-1} - \bar{g}_0 \right]^{-1}$$

Avec :

$$\bar{T}_1^{22} = \begin{bmatrix} \cos(k_a \cdot d_1) & 0 \\ 0 & \cos(k_b \cdot d_1) \end{bmatrix}$$

$$\bar{T}_1^{12} = \begin{bmatrix} -j \frac{k_a}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x} \sin(k_a \cdot d_1) & 0 \\ 0 & -j \frac{\omega \mu_0 \mu_x}{k_b} \sin(k_b \cdot d_1) \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned}
 (\bar{T}_1^{12})^{-1} &= \begin{bmatrix} j \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x}{k_a \sin(k_a d_1)} & 0 \\ 0 & j \frac{k_b}{\omega \mu_0 \mu_x \sin(k_b d_1)} \end{bmatrix} \\
 \bar{T}_1^{22} \cdot (\bar{T}_1^{12})^{-1} &= \begin{bmatrix} j \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x \cos(k_a d_1)}{k_a \sin(k_a d_1)} & 0 \\ 0 & j \frac{k_b \cos(k_b d_1)}{\omega \mu_0 \mu_x \sin(k_b d_1)} \end{bmatrix} \\
 \bar{g}_0 &= \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon_0}{k_{z0}} & 0 \\ 0 & \frac{k_{z0}}{\omega \mu_0} \end{bmatrix} \\
 \bar{T}_1^{22} \cdot (\bar{T}_1^{12})^{-1} - \bar{g}_0 &= \begin{bmatrix} j \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x \cos(k_a d_1)}{k_a \sin(k_a d_1)} - \frac{\omega \varepsilon_0}{k_{z0}} & 0 \\ 0 & j \frac{k_b \cos(k_b d_1)}{\omega \mu_0 \mu_x \sin(k_b d_1)} - \frac{k_{z0}}{\omega \mu_0} \end{bmatrix} = \bar{Q}^{-1} \\
 (Q^e)^{-1} &= \frac{1}{Q^e} = j \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x \cos(k_a d_1)}{k_a \sin(k_a d_1)} - \frac{\omega \varepsilon_0}{k_{z0}}
 \end{aligned}$$

Avec :

$$\begin{aligned}
 (Q^e)^{-1} &= j \omega \varepsilon_0 \cdot \left(\frac{\varepsilon_x \cos(k_a d_1)}{k_a \sin(k_a d_1)} + \frac{j}{k_{z0}} \right) \\
 Q^e &= \frac{-j}{\omega \varepsilon_0} \cdot \left(\frac{k_{z0} k_a \sin(k_a d_1)}{\varepsilon_x k_{z0} \cos(k_a d_1) + j k_a \sin(k_a d_1)} \right) \tag{II.59}
 \end{aligned}$$

$$(Q^h)^{-1} = \frac{1}{Q^h} = j \frac{k_b \cos(k_b d_1)}{\omega \mu_0 \mu_x \sin(k_b d_1)} - \frac{k_{z0}}{\omega \mu_0}$$

$$(Q^h)^{-1} = \frac{j}{\omega \mu_0} \left(\frac{k_b \cos(k_b d_1)}{\mu_x \sin(k_b d_1)} + j k_{z0} \right)$$

$$(Q^h)^{-1} = \frac{j}{\omega \mu_0} \left(\frac{k_b \cos(k_b d_1) + j k_{z0} \mu_x \sin(k_b d_1)}{\mu_x \sin(k_b d_1)} \right)$$

$$Q^h = \frac{-j}{\omega \varepsilon_0} \left(\frac{k_0^2 \mu_x \sin(k_b d_1)}{k_b \cos(k_b d_1) + j k_{z0} \mu_x \sin(k_b d_1)} \right) \tag{II.60}$$

Les équations (II.59) et (II.60) donnent le tenseur spectral de Green \bar{Q} dans la représentation [TM(e), TE(h)]:

$$\bar{Q} = \begin{bmatrix} Q^e & 0 \\ 0 & Q^h \end{bmatrix}$$

$$Q^e = \frac{-j}{\omega \varepsilon_0} \cdot \left(\frac{k_{z0} k_a \sin(k_a d_1)}{T_m} \right) \quad (\text{II.61})$$

$$Q^h = \frac{-j}{\omega \varepsilon_0} \left(\frac{k_0^2 \mu_x \sin(k_b d_1)}{T_e} \right) \quad (\text{II.62})$$

Nous avons : $\bar{G} = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix}$

Avec : $\bar{G} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \bar{Q} \cdot \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix}$

$$G_{xx} = \frac{1}{k_s^2} (k_x^2 Q^e + k_y^2 Q^h) \quad (\text{II.63a})$$

$$G_{xy} = G_{yx} = \frac{k_x k_y}{k_s^2} (Q^e - Q^h) \quad (\text{II.63b})$$

$$G_{yy} = \frac{1}{k_s^2} (k_y^2 Q^e + k_x^2 Q^h) \quad (\text{II.63c})$$

Après quelques manipulations algébriques on trouve :

$$G_{xx} = \frac{1}{jk_s^2 \omega \varepsilon_0} \left(\frac{k_x^2 k_{z0} k_a \sin(k_a d_1)}{T_m} + \frac{k_y^2 k_0^2 \mu_x \sin(k_b d_1)}{T_e} \right) \quad (\text{II.64a})$$

$$G_{xy} = G_{yx} = \frac{1}{jk_s^2 \omega \varepsilon_0} \left(\frac{k_x k_y k_{z0} k_a \sin(k_a d_1)}{T_m} - \frac{k_x k_y k_0^2 \mu_x \sin(k_b d_1)}{T_e} \right) \quad (\text{II.64b})$$

$$G_{yy} = \frac{1}{jk_s^2 \omega \varepsilon_0} \left(\frac{k_y^2 k_{z0} k_a \sin(k_a d_1)}{T_m} + \frac{k_x^2 k_0^2 \mu_x \sin(k_b d_1)}{T_e} \right) \quad (\text{II.64c})$$

Avec : $k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$

$$k_s^2 = k_x^2 + k_y^2$$

$$k_{z0}^2 = k_0^2 - k_s^2$$

$$k_a^2 = \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z} (\mu_x \varepsilon_z k_0^2 - k_s^2)$$

$$k_b^2 = \frac{\mu_x}{\mu_z} (\varepsilon_x \mu_z k_0^2 - k_s^2)$$

$$T_m = \varepsilon_x k_{z0} \cos(k_a d_1) + j k_a \sin(k_a d_1)$$

$$T_e = k_b \cos(k_b d_1) + j k_{z0} \mu_x \sin(k_b d_1)$$

II.5. FORMULATION DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES DE L'ANTENNE

II.5.1. Equation intégrale du champ électrique

Maintenant que nous avons la fonction de Green nécessaire, il est relativement simple de formuler la solution par la méthode des moments afin de déterminer les caractéristiques de l'antenne en terme de la solution obtenue.

Nous avons démontré que :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (\text{II.65})$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \tilde{E}_x = G_{xx}\tilde{J}_x + G_{xy}\tilde{J}_y \\ \tilde{E}_y = G_{yx}\tilde{J}_x + G_{yy}\tilde{J}_y \end{cases} \quad (\text{II.66})$$

Le champ électrique transverse peut être obtenu à partir de l'équation (II.66) via la transformée inverse de Fourier :

$$E_x(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} [G_{xx}\tilde{J}_x + G_{xy}\tilde{J}_y] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.67a})$$

$$E_y(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} [G_{yx}\tilde{J}_x + G_{yy}\tilde{J}_y] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.67b})$$

L'application des conditions aux limites exigeant l'annulation du champ électrique transverse des équations (II.67a) et (II.67b) sur la plaque conductrice. Ceci devient possible après l'élimination du champ électrique créé par l'effet conducteur dans le patch, ce qui donne l'équation intégrale recherchée :

$$\xrightarrow{(\text{II.67a})} \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{xx}\tilde{J}_x e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{xy}\tilde{J}_y e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II.68a})$$

$$\xrightarrow{(\text{II.67b})} \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{yx}\tilde{J}_x e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{yy}\tilde{J}_y e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II.68b})$$

III.5.2. Résolution de l'équation intégrale par la procédure de Galerkin

Maintenant que nous avons la fonction de Green nécessaire, il est relativement simple de formuler la solution par la méthode des moments (MOM), afin de déterminer les caractéristiques de l'antenne en termes de la solution obtenue. Cette méthode consiste à transformer l'équation intégrale en une équation algébrique matricielle qui peut être facilement à résoudre par les méthodes numériques. La méthode des moments est la technique numérique la plus utilisée dans le domaine électromagnétique [6]. La méthode de Galerkin, qui est un cas particulier de la méthode des moments, est implémentée dans le domaine de Fourier pour réduire le système des équations intégrales (II.68a) et (II.68b) à une équation matricielle.

Le courant surfacique $J(x, y)$ sur la plaque conductrice est développé en une série finie de fonctions de base connues J_x, J_y . Où a_n et b_m sont les coefficients du développement modal [6], [33], [37]:

$$J_x(x, y) = \sum_{n=1}^N a_n J_{xn}(x, y) \quad (\text{II.69a})$$

$$J_y(x, y) = \sum_{m=1}^M b_m J_{ym}(x, y) \quad (\text{II.69a})$$

Les transformées de Fourier des équations (II.69a) et (II.69b) sont :

$$\tilde{J}_x(x, y) = \sum_{n=1}^N a_n \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y)$$

$$\tilde{J}_y(x, y) = \sum_{m=1}^M b_m \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y)$$

En remplaçant dans (II.68a) et (II.68b) pour trouver les équations suivantes :

$$\sum_{n=1}^N a_n \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{xx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II.70a})$$

$$\sum_{n=1}^N a_n \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{yy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II.70b})$$

En multipliant (II.70a) par $J_{xk}(x, y)$ pour $k = 1 \dots N$ et en intégrant sur le domaine du patch $[(x, y) \text{ patch}]$ On obtient :

$$\sum_{n=1}^N a_n \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{xx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II.71a})$$

En multipliant (II.70b) par $J_{yl}(x, y)$ pour $l = 1 \dots M$ et en intégrant sur le domaine du patch $[(x, y) \text{ patch}]$ On obtient :

$$\sum_{n=1}^N a_n \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{yy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II.71b})$$

Les équations (II.71a) et (II.71b) peuvent être écrites sous une forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} (Z_{kn}^1)_{N \times N} & (Z_{km}^2)_{N \times M} \\ (Z_{ln}^3)_{M \times N} & (Z_{lm}^4)_{M \times M} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (a_n)_{N \times 1} \\ (b_m)_{M \times 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{0} \end{bmatrix} \quad (\text{II.72})$$

$$\text{Avec :} \quad Z_{kn}^1 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) G_{xx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II.73a})$$

$$Z_{km}^2 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II.73b})$$

$$Z_{ln}^3 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II.73c})$$

$$Z_{lm}^4 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) G_{yy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II.73d})$$

Avec : $k, n = 1, 2, \dots, N$ et $l, m = 1, 2, \dots, M$

II.5.3. Calcul de la fréquence de résonance et la bande passante

Dans le cas d'une équation matricielle homogène et pour éviter la solution triviale il faut que le système $[Z][C] = 0$ soit à matrice singulière ce qui est équivalent à imposer la condition, une solution non triviale de (II.72) existe si :

$$\det(Z(\omega)) = 0 \quad (\text{II.74})$$

L'équation (II.74) est satisfaite par fréquence complexe $f = \frac{\omega}{2\pi}$ qui est la fréquence de résonance de l'antenne. On remarque bien que le déterminant est une fonction de la fréquence, et les solutions qui l'annulent sont des fréquences de résonance; puisque la fréquence de résonance est définie comme la fréquence à laquelle le champ électrique se soutiennent sans la présence d'une source extérieure. Mais il reste que seule une fréquence complexe vérifie l'équation (II.74). Une fois le problème de la fréquence de résonance et résolu, le vecteur propre de la matrice $[Z]$ donne les coefficients du courant, le courant est obtenue sous forme numérique la technique de la phase stationnaire intervient dans le calcul du champ lointain.

II.6. CHOIX DES FONCTIONS DE BASE

La procédure de Galerkin consiste à développer la distribution des courants surfaciques en série de fonctions. Théoriquement, il existe plusieurs types et formes de fonctions de base, ce pendant dans les études pratiques le nombre des fonctions utilisées sont limitées. Ces fonctions doivent vérifiées certaines considérations telles que doit être en rapport direct avec la géométrie du patch. Généralement les fonctions sinusoïdales sont utilisées pour étudier les géométries triangulaires et rectangulaires, alors que les fonctions de Bessel sont réservées aux formats annulaires et circulaires [37], [38]. Le choix de ces fonctions influe sur la vitesse de la convergence des résultats numériques (pour le calcul de la fréquence de résonance). D'autre part le mauvais choix de ces fonctions peut donner des résultats erronés.

Dans notre étude nous allons utiliser des fonctions de base qu'est formés par l'ensemble des modes TM d'une cavité rectangulaire avec murs latéraux magnétiques, ces modes sont données par:

$$J_{xk}(x, y) = \sin \left[\frac{k_1 \pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \cos \left[\frac{k_2 \pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \quad (\text{II.75a})$$

$$J_{ym}(x, y) = \sin \left[\frac{m_2 \pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \cos \left[\frac{m_1 \pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \quad (\text{II.75b})$$

Les courants donnés par les équations sont définis uniquement sur la plaque rayonnante et nuls en dehors de cette dernière, les couples (k_1, k_2) et (m_1, m_2) sont des nombres entiers, le choix de ces membres dépend du mode étudié, dans notre étude nous intéressons au mode TM_{01} qui possède un courant dominant dans la direction Y [39], [40]. La figure (II-4) représente le comportement de quelques fonctions de base de ce premier type.

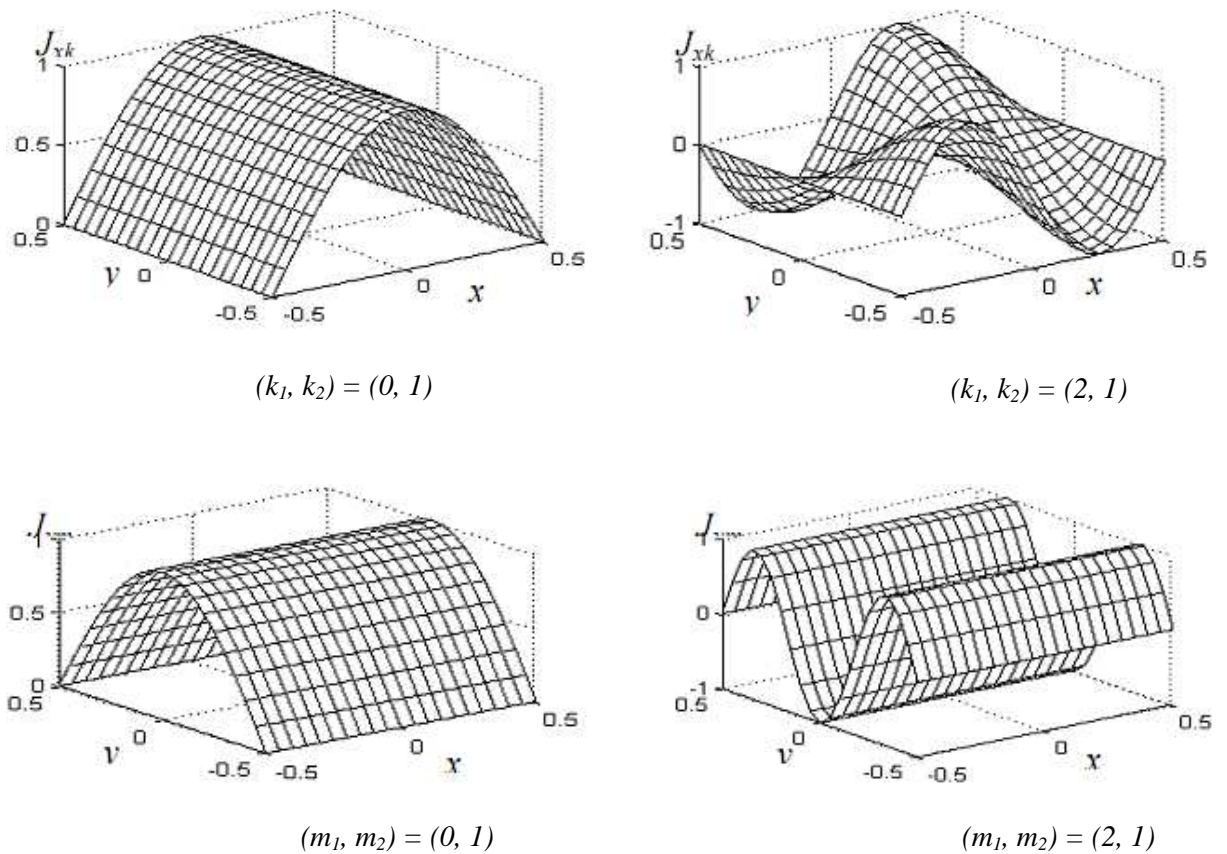


Figure. II.4 Comportement de quelques fonctions de base issues du modèle de la cavité.

II.6.1. Détermination de la transformée de Fourier des fonctions de base

La transformée de Fourier des les équations (II.75a) (II.75b) issues du modèle de la cavité peut être écrite sous la forme [40]:

$$\tilde{J}_{xk}(k_x, k_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \sin \left[\frac{k_1\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \cos \left[\frac{k_2\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (\text{II.76})$$

$$\tilde{J}_{xk}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \left[\frac{k_1\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] e^{-ik_x x} dx \times \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \left[\frac{k_2\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] e^{-ik_y y} dy$$

$$\tilde{J}_{xk}(k_x, k_y) = F(x) \cdot F(y)$$

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \left[\frac{k_1\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] e^{-ik_x x} dx = \frac{1}{2i} \int_{-a/2}^{+a/2} \left[e^{i \left[\frac{k_1\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right]} - e^{-i \left[\frac{k_1\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right]} \right] e^{-ik_x x} dx$$

$$F(x) = \frac{1}{i \left[\frac{k_1\pi}{a} - k_x \right]} \cdot e^{i \frac{k_1\pi}{2}} \sin \left[\left(\frac{k_1\pi}{a} - k_x \right) \frac{a}{2} \right] - \frac{1}{i \left[\frac{k_1\pi}{a} + k_x \right]} \cdot e^{-i \frac{k_1\pi}{2}} \sin \left[\left(\frac{k_1\pi}{a} + k_x \right) \frac{a}{2} \right]$$

$$F(x) = i \frac{a}{2} \left[e^{-i \frac{k_1\pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{k_1\pi}{a} + k_x \right) \frac{a}{2} \right] - e^{i \frac{k_1\pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{k_1\pi}{a} - k_x \right) \frac{a}{2} \right] \right] \quad (\text{II.77})$$

De la même manière de calcul F(x) en trouve :

$$F(y) = \frac{b}{2} \left[e^{i \frac{k_2\pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{k_2\pi}{b} + k_y \right) \frac{b}{2} \right] - e^{-i \frac{k_2\pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{k_2\pi}{b} - k_y \right) \frac{b}{2} \right] \right] \quad (\text{II.78})$$

Pour calculer la transformée de Fourier de $J_{ym}(x, y)$ on suivra la même démarche que pour \tilde{J}_{xn}

$$\tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \sin \left[\frac{m_2\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \cos \left[\frac{m_1\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (\text{II.79})$$

$$\tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \left[\frac{m_2\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] e^{-ik_y y} dy \times \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \left[\frac{m_1\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] e^{-ik_x x} dx$$

$$\tilde{J}_{xk}(k_x, k_y) = F(y) \cdot F(x)$$

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \left[\frac{m_1\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] e^{-ik_x x} dx = \frac{1}{2i} \int_{-a/2}^{+a/2} \left[e^{i \left[\frac{m_1\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right]} - e^{-i \left[\frac{m_1\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right]} \right] e^{-ik_x x} dx$$

$$F(x) = \frac{1}{i \left[\frac{m_1\pi}{a} - k_x \right]} \cdot e^{i \frac{m_1\pi}{2}} \sin \left[\left(\frac{m_1\pi}{a} - k_x \right) \frac{a}{2} \right] - \frac{1}{i \left[\frac{m_1\pi}{a} + k_x \right]} \cdot e^{-i \frac{m_1\pi}{2}} \sin \left[\left(\frac{m_1\pi}{a} + k_x \right) \frac{a}{2} \right]$$

$$F(y) = i \frac{b}{2} \left[e^{-i \frac{m_2\pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{m_2\pi}{b} + k_y \right) \frac{b}{2} \right] - e^{i \frac{m_2\pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{m_2\pi}{b} - k_y \right) \frac{b}{2} \right] \right] \quad (\text{II.80})$$

De la même manière de calcul F(x) en trouve :

$$F(x) = \frac{a}{2} \left[e^{i \frac{m_1\pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{m_1\pi}{a} + k_x \right) \frac{a}{2} \right] - e^{-i \frac{m_1\pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{m_1\pi}{a} - k_x \right) \frac{a}{2} \right] \right] \quad (\text{II.81})$$

Après ces opérations mathématiques, nous obtenons les expressions suivantes pour les transformées scalaire de Fourier J_{xk} et J_{ym} :

$$\begin{cases} \tilde{J}_{xn} = \tilde{I}_{xx} \times \tilde{I}_{xy} \\ \tilde{J}_{ym} = \tilde{I}_{yx} \times \tilde{I}_{yy} \end{cases} \quad (\text{II.82})$$

Avec :

$$\begin{aligned} \tilde{I}_{xx} &= i \frac{a}{2} \left[e^{-i \frac{k_1 \pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{k_1 \pi}{a} + k_x \right) \frac{a}{2} \right] - e^{i \frac{k_1 \pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{k_1 \pi}{a} - k_x \right) \frac{a}{2} \right] \right] \\ \tilde{I}_{xy} &= \frac{b}{2} \left[e^{i \frac{k_2 \pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{k_2 \pi}{b} + k_y \right) \frac{b}{2} \right] - e^{-i \frac{k_2 \pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{k_2 \pi}{b} - k_y \right) \frac{b}{2} \right] \right] \\ \tilde{I}_{yx} &= \frac{a}{2} \left[e^{i \frac{m_1 \pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{m_1 \pi}{a} + k_x \right) \frac{a}{2} \right] - e^{-i \frac{m_1 \pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{m_1 \pi}{a} - k_x \right) \frac{a}{2} \right] \right] \\ \tilde{I}_{yy} &= i \frac{b}{2} \left[e^{-i \frac{m_2 \pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{m_2 \pi}{b} + k_y \right) \frac{b}{2} \right] - e^{i \frac{m_2 \pi}{2}} \text{sinc} \left[\left(\frac{m_2 \pi}{b} - k_y \right) \frac{b}{2} \right] \right] \end{aligned}$$

II.7. CONCLUSION

Dans ce chapitre, une formulation théorique du problème de la fréquence de résonance d'une antenne microruban à anisotropie uniaxiale est donnée. Nous avons fait appel à la transformée vectorielle de Fourier, Ceci a pour but de réduire le problème tridimensionnel en un autre bidimensionnel, pour montré que les ondes TM et TE du courant et des champs sont découplées, ce qui réduit la complexité des calculs. La résolution de l'équation intégrale est faite par la méthode des moments / procédure de Galerkin. Les pertes par rayonnements engendrent une fréquence de résonance complexe. À partir de la quelle on peut directement déduire La bande passante de l'antenne. Ce système est résolu numériquement dans le chapitre qui suit.

CHAPITRE III

DISCUSSION DES RESULTATS NUMERIQUES

III.1. INTRODUCTION

L'analyse des antennes micro-rubans a connu une progression considérable, Dès que T. Itoh et W. Menzel ont proposé une nouvelle méthode d'analyse des structures microbandes Cette méthode qui opère dans le domaine spectrale est qualifiée comme étant rigoureuse parce qu'elle tient compte de tous les phénomènes d'ondes associées 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 qu'offre le groupe des méthodes intégrales, il souffre de quelques inconvénients notamment :

- un temps de calcul important.
- la précision exigée sur la détermination des éléments de la matrice impédance.
- les solutions non physiques connus sous le nom de solutions parasites.

Pour avoir une bonne précision sur les éléments de la matrice impédance une grande précision dans la routine d'intégration est demandée. Afin de minimiser l'effort de computation une méthode d'intégration appropriée doit être utilisée, surtout dans le cas où les intégrantes deviennent très oscillantes. 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 antennes micro-rubans, il serait utile parfois d'avoir des modèles de simulation rapide, il est possible d'obtenir des formules de régression (Curve Fitting Formulas .CFF) pour certaines caractéristiques de l'antenne, ces formules reproduisent rapidement les caractéristiques de l'antenne avec une tolérance très acceptable.

III.2. INTEGRATION DES ELEMENTS DE LA MATRICE IMPEDANCE

Dans l'évaluation des éléments de la matrice impédance donnée par l'équation (II.64-a), (II.64-b) il est préférable de transformé l'intégral aux coordonnées polaires :

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} dk_s = \iint_{-\infty}^{+\infty} dk_x dk_y = \int_0^{+\infty} dk_s \int_0^{2\pi} d\alpha \quad (\text{III.1})$$

L'égalité (III.1) permet de simplifier l'intégrale en une seule borne infinie au lieu de quatre, ce qui facilite l'opération d'intégration. La méthode de Gauss-Légendre à huit points est utilisée comme outil d'intégration. Le problème majeur rencontré lors de l'intégration est les singularités qui se présentent au niveau de la fonction tensorielle de Green, pour éviter ces singularités une déformation du contour d'intégration est possible. Le nouveau chemin d'intégration doit être choisi de manière à satisfaire les conditions de rayonnements.

III.3. COMPARAISON DES RESULTATS NUMERIQUES AVEC LA LITTEERATURE

Pour valider nos résultats, nous allons faire une comparaison avec les données théoriques et expérimentales disponibles dans la littérature. Dans les tableaux, (III.1.a), (III.1.b) et (III.1.b) nous comparons notre fréquence de résonance complexe avec celle obtenue par les formules de W. C. Chew (formules de régression, référence [41] pour la partie réelle et [42] pour la partie imaginaire et la bande passante) pour un patch microbande rectangulaire de dimension $a=1.5cm$, $b=1cm$, imprimé sur un substrat isotrope de permittivité relative $\epsilon_r=7$.

La comparaison est faite pour différents épaisseur du substrat. Nous notons que pour les substrats à épaisseur faible la fréquence de résonance calculée par l'approche du domaine spectral (Spectral Domain Approache SDA) coïncide avec celle donnée par le modèle de la cavité simple. La fréquence de résonance estimée par le modèle de la cavité simple est donnée par :

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

Ou ϵ_r est la permittivité du substrat isotrope.

Tableau. III.1.a Comparaison la partie réelle de la fréquence de résonance complexe avec celle de W. C. Chew, [41]; avec $a=1.5cm$, $b=1cm$, $\epsilon_r = \epsilon_x = \epsilon_z = 7$.

d (cm)	Nos calculs Partie réelle [GHz]	Résultats de [41] Partie réelle [GHz]
0.02	5.6185	5.6295
0.04	5.5779	5.5838
0.06	5.5265	5.5330
0.08	5.4702	5.4781
0.10	5.4109	5.4198
0.12	5.3494	5.3589
0.14	5.2864	5.2963
0.16	5.2221	5.2327
0.18	5.1570	5.1690
0.20	5.0914	5.1060

Tableau. III.1.b Comparaison la partie imaginaire de la fréquence de résonance complexe avec celle de W. C. Chew and Q. Liu, [42] ; avec $a=1.5\text{cm}$, $b=1\text{cm}$, $\epsilon_r = \epsilon_x = \epsilon_z = 7$.

d (cm)	Nos calculs Partie imaginaire [GHz]	Résultats de [42] Partie imaginaire [GHz]
0.02	0.0106	0.0102
0.04	0.0209	0.0204
0.06	0.0312	0.0308
0.08	0.0415	0.0413
0.10	0.0518	0.0518
0.12	0.0623	0.0623
0.14	0.0729	0.0729
0.16	0.0836	0.0835
0.18	0.0946	0.0942
0.20	0.1056	0.1005

Tableau. III.1.c Comparaison de notre bande passante avec celle de W. C. Chew and Q. Liu, [41], [42] ; avec $a=1.5\text{cm}$, $b=1\text{cm}$, $\epsilon_r = \epsilon_x = \epsilon_z = 7$.

d (cm)	Nos calculs Bande passante [%]	Résultats de [41], [42] Bande passante [%]
0.02	0.3789	0.3608
0.04	0.7479	0.7317
0.06	1.1282	1.1133
0.08	1.5169	1.5061
0.10	1.9158	1.9104
0.12	2.3282	2.3265
0.14	2.7570	2.7542
0.16	3.2034	3.1933
0.18	3.6671	3.6431
0.20	4.1478	3.9355

Dans le tableau. (III.2) Nous comparons uniquement la fréquence de résonance (la partie réelle de la fréquence de résonance complexe calculée) avec les données théoriques et expérimentales de D. M. Pozar [43] pour le cas d'une antenne microbande rectangulaire réalisée sur un substrat anisotrope $\epsilon_x = 13.0$ et $\epsilon_z = 10.2$.

Tableau. III.2. Comparaison de la fréquence de résonance avec les données théorique et expérimental de [43] pour une antenne à substrat anisotrope $\epsilon_x = 13.0$ et $\epsilon_z = 10.2$.

d (cm)	a (cm)	b (cm)	fréquence mesurée [43] [GHz]	fréquence calculée [43] [GHz]	Nos calculs [GHz]
0.127	3.00	2.00	2.264	2.268	2.2847
0.127	1.50	0.95	4.495	4.520	4.5996
0.254	3.00	1.90	2.242	2.260	2.2998

Dans le tableau (III.3) Nous comparons la fréquence d'opération d'une antenne microbande carrée de coté $a = 1.15$ cm. réalisée sur un substrat isotrope de permittivité relative $\epsilon_r = 7.25$. On note que dans le cas d'une antenne carrée les deux premiers modes fondamentales TM_{10} et TM_{01} ont la même fréquence de résonance.

Tableau. III.3. Comparaison de la fréquence d'opération d'une antenne microbande carrée avec celle de W. C. Chew [41] ; $a = b = 1.15$ cm, $\epsilon_r = 7.25$.

Epaisseur du substrat d [cm]	Résultats de W. C. Chew [41] [GHz]	Nos calculs [GHz]
0.000	4.844	4.7994
0.100	4.734	4.7387
0.150	4.640	4.6461
0.200	4.541	4.5430
0.225	4.496	4.4889
0.250	4.457	4.4338

III.4.L' EFFET DES PARAMETRES PHYSIQUE DE L'ANTENNE SUR LA FREQUENCE DE RESONANCE COMPLEXE ET LA BANDE PASSANTE

III.4.1. L'effet de l'épaisseur d'un substrat isotrope

Dans cette section, nous exposons la dépendance de quelques caractéristiques des antennes microbandes en fonction de leurs paramètres physiques. On discute l'influence de l'épaisseur du substrat diélectrique sur la fréquence de résonance complexe et la bande passante. La Figure. (III.1.a) montre la partie réelle de la fréquence de résonance complexe en fonction de l'épaisseur « d » du substrat, pour une plaque rayonnante rectangulaire de dimension $a=1.8\text{cm}$ et $b=1\text{cm}$ réalisée sur un substrat isotrope de permittivité relative $\epsilon_{r1}=2.35$ et $\epsilon_{r2}=3.25$.

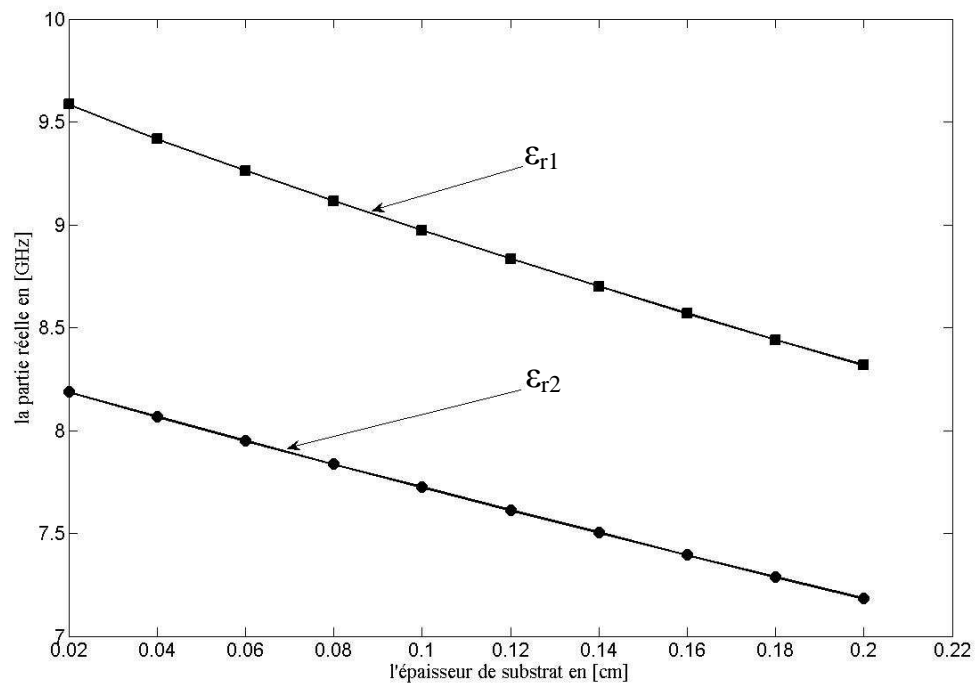


Figure.III.1.a : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b) = (1.8 \times 1.0) \text{ cm}^2$ en fonction de l'épaisseur d'un substrat isotrope pour différentes constantes diélectriques ($\epsilon_{r1} = \epsilon_x = \epsilon_z = 2.35$) ■, ($\epsilon_{r2} = \epsilon_x = \epsilon_z = 3.25$) ●.

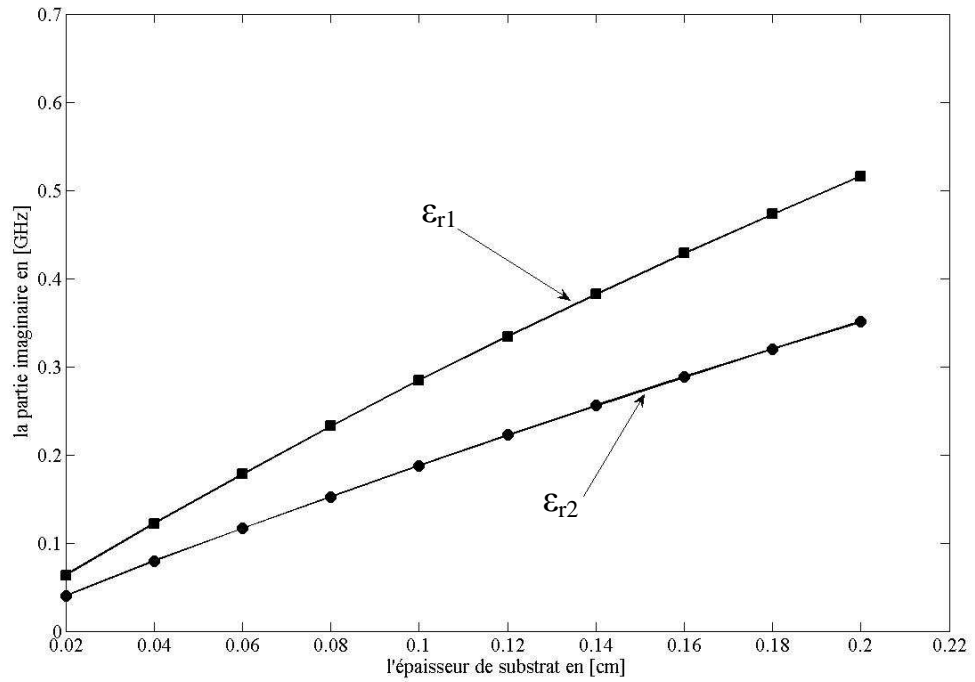


Figure.III.1.b : la partie imaginaire de la fréquence de résonance d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b) = (1.8 \times 1.0) \text{ cm}^2$ en fonction de l'épaisseur d'un substrat isotrope pour différentes constantes diélectriques ($\epsilon_{r1} = \epsilon_x = \epsilon_z = 2.35$) ■, ($\epsilon_{r2} = \epsilon_x = \epsilon_z = 3.25$) ●.

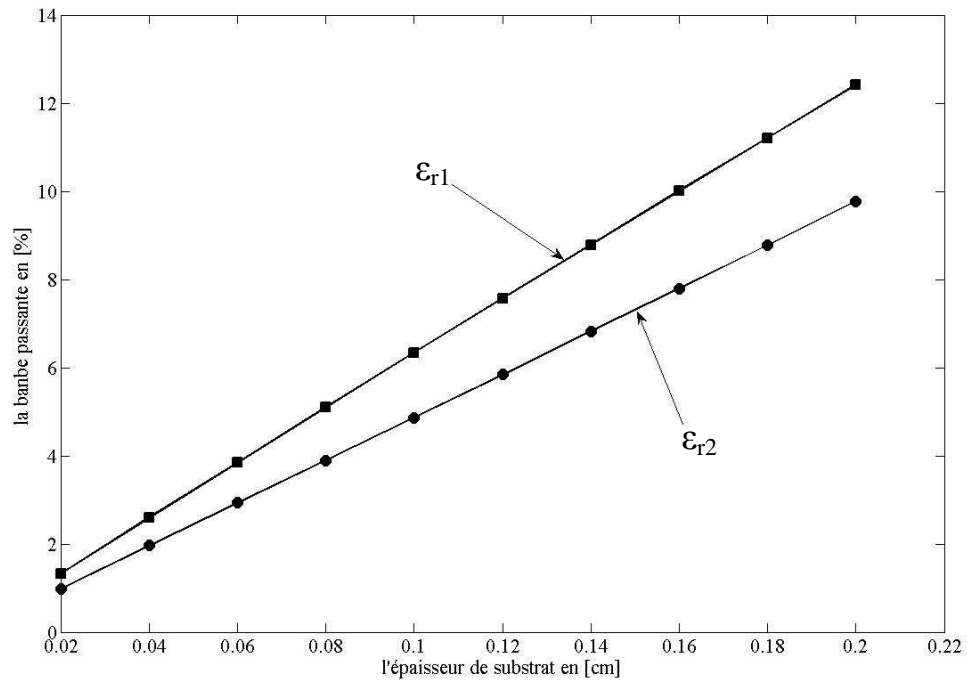


Figure.III.1.c : la bande passante d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b) = (1.8 \times 1.0) \text{ cm}^2$ en fonction de l'épaisseur d'un substrat isotrope pour différentes constantes diélectriques ($\epsilon_{r1} = \epsilon_x = \epsilon_z = 2.35$) ■, ($\epsilon_{r2} = \epsilon_x = \epsilon_z = 3.25$) ●.

La partie imaginaire de la fréquence de résonance et la bande passante en fonction de l'épaisseur « d » pour une antenne microbande ayant les mêmes caractéristiques que celle de la Figure. III.1.a sont montrées respectivement dans les Figures. III.1.b et III.1.c a partir des trois Figures on conclut que :

- l'augmentation de l'épaisseur du substrat diélectrique diminue la partie réelle de la fréquence de résonance.
- la partie imaginaire de la fréquence augmente avec l'augmentation de l'épaisseur.
- l'augmentation de l'épaisseur du substrat entraîne l'élargissement de la bande passante.

Bien que le travail avec des antennes à épaisseur élevés offrent une bande passante large, cependant les deux inconvénients majeurs pour ces types d'antennes sont :

- Le problème des ondes de surface et le couplage. En effet le mode TM_{01} de ces ondes possède une fréquence de coupure nulle ce qui le rend toujours propagatif, même pour les substrats minces.
- Lorsque l'épaisseur augmente, en outre du mode TM_{01} de ces ondes [44], [45], d'autres modes peuvent exister.

Par conséquent l'énergie, couplée entre ces modes sera d'autant plus grande et l'excitation supplémentaire due aux ondes de surface qui naissent aura les inconvénients suivants :

- L'efficacité du rayonnement de l'antenne micro-ruban peut être dégradée à des niveaux inacceptables.
- Le rayonnement dû aux ondes de surface peut engendrer de sérieuses perturbations sur le rayonnement de l'antenne.
- possibilité d'un couplage d'énergie indésirable dans le cas de réseau [46].

Lors de la conception des antennes microbandes, et dans le but d'élargir la bande passante, on peut utiliser des substrats diélectriques à épaisseur élevés, mais tout en essayant d'avoir un compromis entre cette amélioration et l'effet des ondes de surfaces.

III.4.2. L'effet de la permittivité d'un substrat isotrope

On discute l'influence de la permittivité d'un substrat diélectrique sur la fréquence de résonance complexe et la bande passante.

Les Figures (III.2.a, b, c) présentent la fréquence de résonance complexe et la bande passante en fonction de la permittivité relative « ϵ_r » du substrat, pour une plaque rayonnante rectangulaire de dimension $a=1.9\text{cm}$ et $b=2.29\text{cm}$ réalisée sur un substrat isotrope d'épaisseur $d=0.20\text{ cm}$.

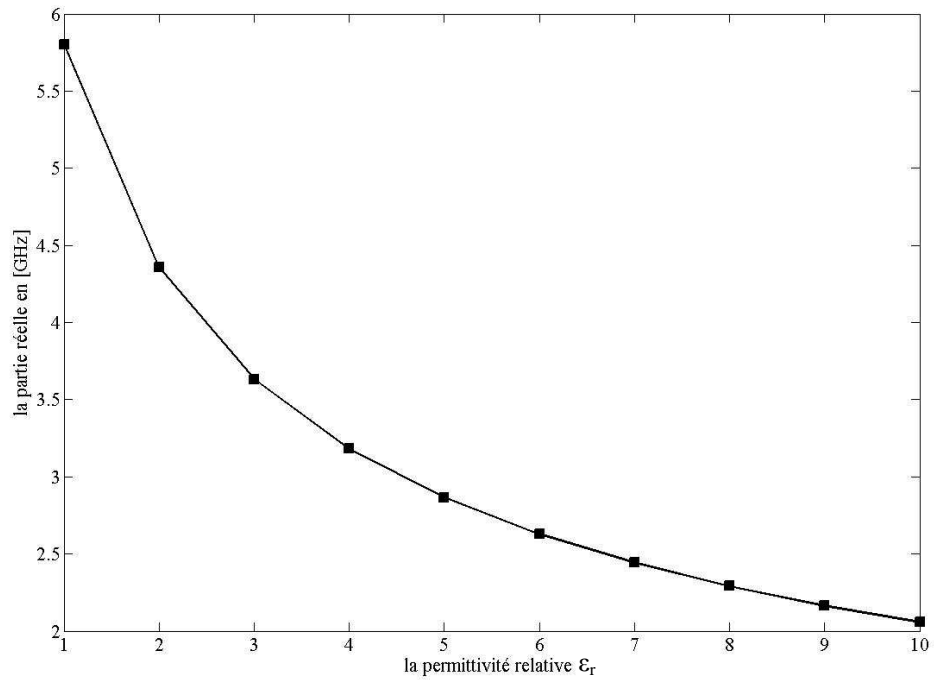


Figure.III.2.a : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 0.20) \text{ cm}^3$ en fonction de la permittivité relative ϵ_r .

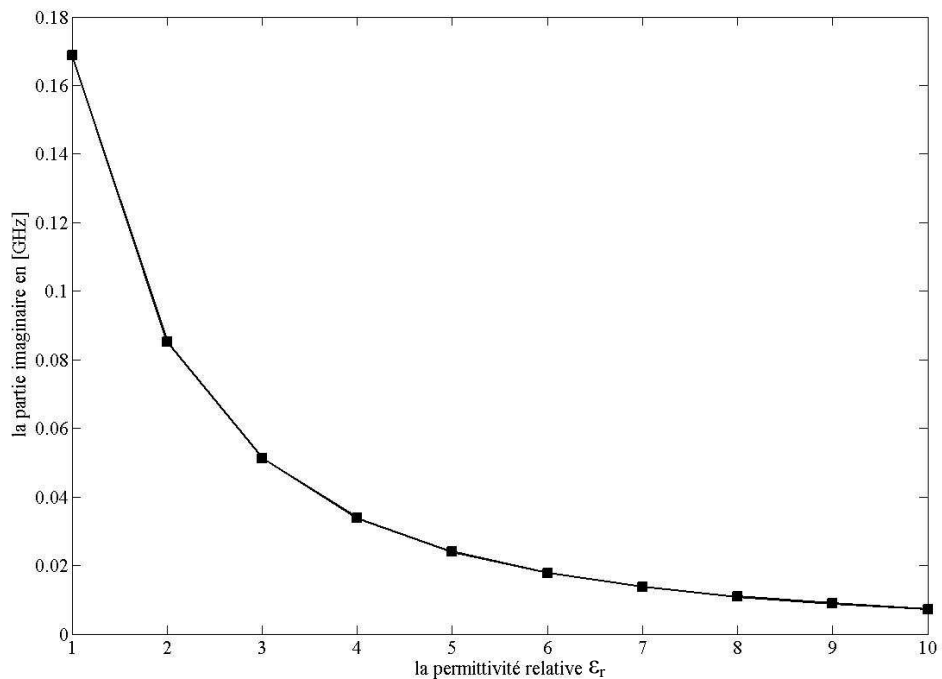


Figure.III.2.b : la partie imaginaire de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 0.20) \text{ cm}^3$ en fonction de la permittivité relative ϵ_r .

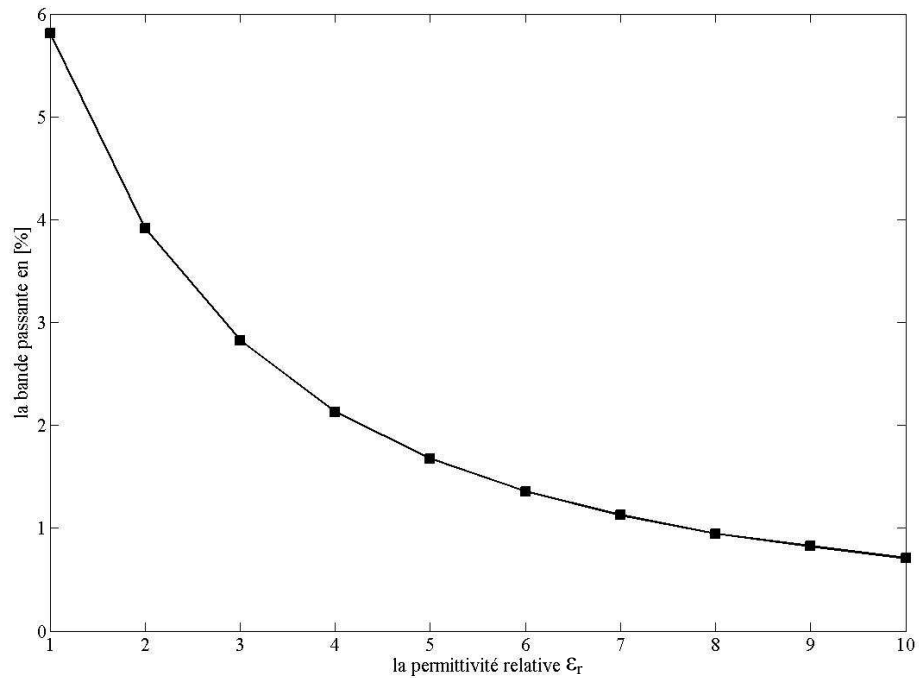


Figure.III.2.c : la bande passante d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 0.20) \text{ cm}^3$ en fonction de la permittivité relative ϵ_r .

À partir des trois Figures on conclut que :

- L'augmentation de la permittivité relative ϵ_r du substrat diélectrique diminue la partie réelle de la fréquence de résonance.
- La partie imaginaire de la fréquence diminue avec l'augmentation de la permittivité relative ϵ_r du substrat diélectrique.
- L'augmentation de la permittivité relative ϵ_r du substrat diélectrique entraîne la restriction de la bande passante.

III.4.3. L'effet de la perméabilité d'un substrat isotrope

On discute l'influence de la perméabilité d'un substrat diélectrique sur la fréquence de résonance complexe et la bande passante.

Les Figures (III.3. a, b, et c) montre la partie réelle de la fréquence de résonance complexe et la bande passante en fonction de la perméabilité relative « μ_r » du substrat, pour une plaque rayonnante rectangulaire de dimension $a=1.9\text{cm}$ et $b=2.29\text{cm}$ réalisée sur un substrat isotrope d'épaisseur $d=0.20 \text{ cm}$.

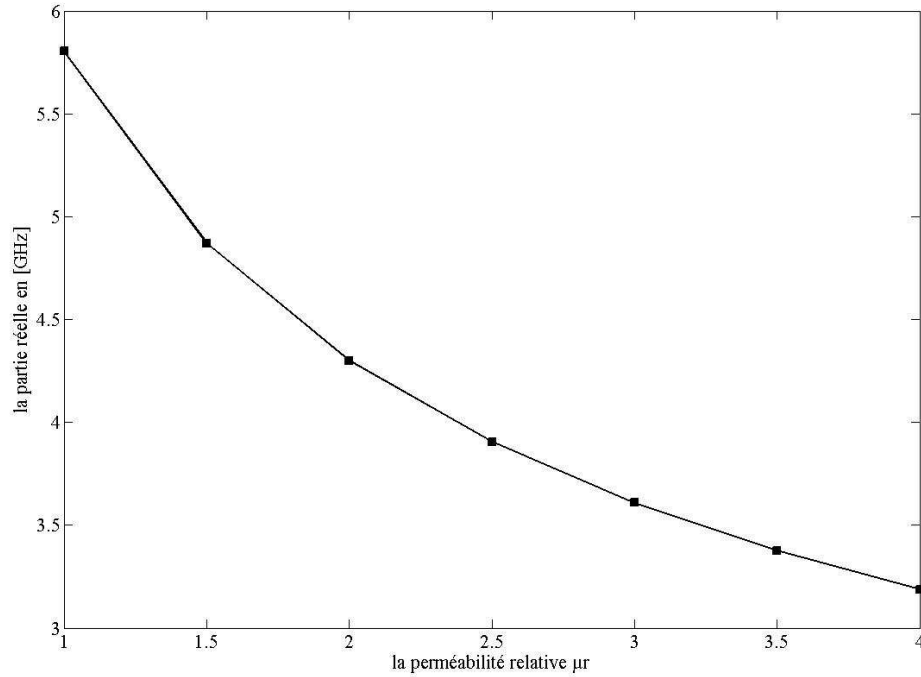


Figure.III.3.a : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 0.20) \text{ cm}^3$ en fonction de la perméabilité relative μ_r .

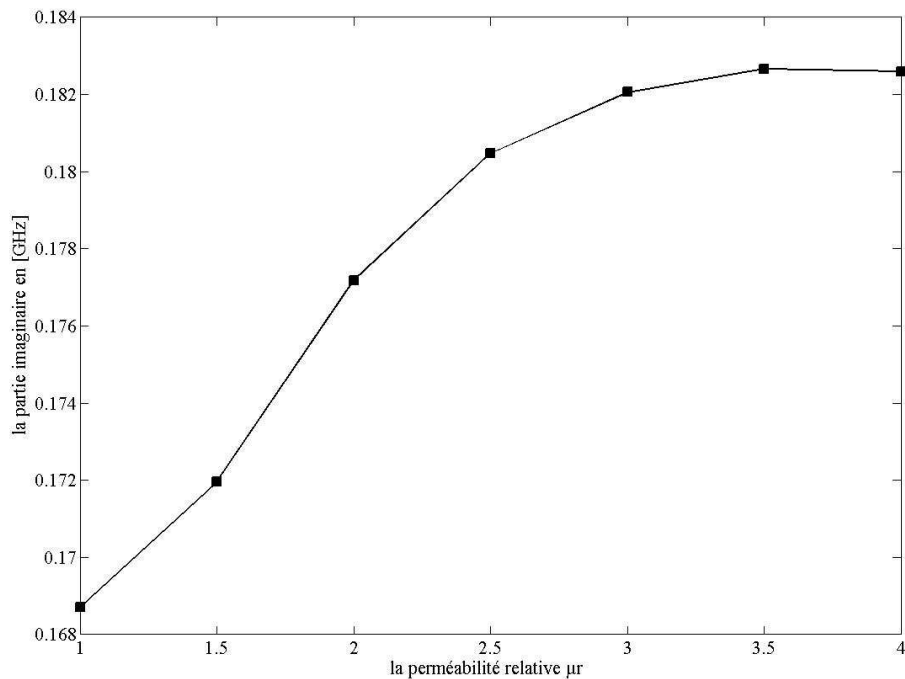


Figure.III.3.b : la partie imaginaire de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 0.20) \text{ cm}^3$ en fonction de la perméabilité relative μ_r .

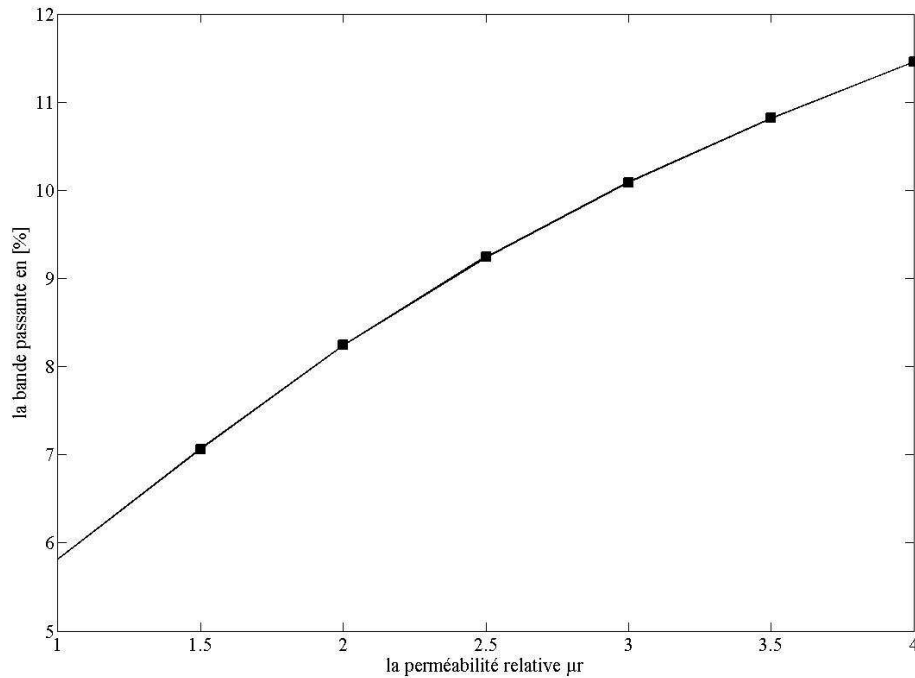


Figure.III.3.c : la bande passante d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 0.20) \text{ cm}^3$ en fonction de la perméabilité relative μ_r .

III.5. RESULTATS D'UNE ANTENNE A ANISOTROPIE UNIAXIALE

Dans la conception des antennes microbandes, il est important d'assurer la fréquence de résonance de l'antenne avec exactitude, parce que les antennes microbandes ont une bande passante étroite et ne peuvent opérer qu'au voisinage de la résonance. Par conséquent une petite erreur dans la détermination de la fréquence d'opération implique que l'antenne peut opérer en dehors de sa bande passante, et donc dégradation de ses caractéristiques. Il a été reporté dans la littérature que cette fréquence dépend fortement de la constante diélectrique du substrat. Cependant Beaucoup de substrats pratiques présentent un taux d'anisotropie spécialement l'anisotropie uniaxiale. Parmi ces substrats pratiques nous citons comme exemple le Saphire ($\epsilon_x=11.6$, $\epsilon_z=9.4$), Epsilam-10($\epsilon_x=10.2$, $\epsilon_z=13$) et le Boron nitrite ($\epsilon_x=10.2$, $\epsilon_z=13$). Pour cela l'effet de l'anisotropie doit être prise en compte par les concepteurs d'antennes.

III.5.1 Variation de la fréquence de résonance en fonction de ϵ_x et ϵ_z

Les effets de l'anisotropie uniaxiale sur les performances des antennes microbandes ont été étudiés la première fois par D. M. Pozar lors de l'analyse d'une antenne de forme rectangulaire. Récemment, R. M. Nelson *et al.* [47] ont montré une large variation de la fréquence de résonance d'une antenne microbande rectangulaire imprimé sur un substrat à anisotropie uniaxiale en fonction du rapport d'anisotropie $AR1 = \epsilon_x/\epsilon_z$, alors qu'une petite

influence de ce paramètre est reportée par K. L. Wong [48]. On montre que le paramètre AR1 seul n'est pas suffisant pour prédire les variations de la fréquence de résonance, et qu'une manière convenable d'étudier les effets de l'anisotropie uniaxiale est de varier les deux paramètres ϵ_x et ϵ_z .

Tableau. III.4. Dépendance de la fréquence de résonance de l'antenne micro-ruban rectangulaire en fonction des permittivités relatives (ϵ_x , ϵ_z).

Type de l'anisotropie uniaxiale	Permittivité relative ϵ_x	Permittivité relative ϵ_z	Rapport d'anisotropie ϵ_x/ϵ_z	Fréquences de résonance réelle	Changement Fractionnel $\frac{\Delta f_r}{f_r}$ [%]
Isotrope AR1=1	2.32	2.32	1	4.12311	00.00
Négative AR1>1	4.64	2.32	2	4.04212	01.96
Négative AR1>1	2.32	1.16	2	5.47631	32.82
Positive AR1<1	1.16	2.32	0.5	4.17431	01.24
Positive AR1<1	2.32	4.64	0.5	3.03201	26.46

La fréquence de résonance d'une antenne microbande rectangulaire de dimension $a=1.9\text{cm}$, $b=2.29\text{cm}$, et d'épaisseur $d=0.159\text{cm}$, pour différents pairs (ϵ_x , ϵ_z) de la constante diélectrique est montrée dans le tableau. 3.4., le changement dans la fréquence de résonance comparativement au cas isotrope ($\epsilon_x=\epsilon_z=2.32$) est calculé en utilisant l'expression suivante :

$$\frac{\Delta f_r}{f_r} = \left| 1 - \frac{f_{ra}}{f_{ri}} \right| \quad (\text{III.3})$$

Où f_{ri} et f_{ra} sont respectivement les fréquences de résonance de l'antenne pour les cas isotropes et anisotropes. On note que la fréquence f_{ri} de valeur 4.12311GHz est en bon accord avec la donnée mesurée dans [49] avec un petit décalage de 0.019GHz. On observe aussi, que pour l'anisotropie uniaxiale négative avec AR1=2, la fréquence de résonance f_{ri} peut se décaler vers une fréquence plus petite de valeur 4.04212GHz ou une fréquence plus grande de valeur 5.47631GHz. La même remarque est observée pour le cas de l'anisotropie uniaxiale positive avec AR1=0.5, les valeurs correspondantes de la petite et la grande fréquence sont respectivement 3.03201GHz et 4.17431GHz. Par conséquent, le paramètre AR1 seule n'est pas suffisant pour décider sur l'augmentation ou la diminution de la fréquence de résonance.

On note aussi que lorsque ϵ_x diminue ou (augmente) de 2.32 à 1.16 ou (4.64), la fréquence de résonance augmente ou (diminue) de 4.12311GHz à 5.47631GHz ou

(3.03201GHz) pour un changement fractionnel large de valeur 32.82% ou (26.46 %). Alors que lorsque ϵ_x change, des valeurs faibles sont obtenues pour le changement fractionnel, le maximum de changement est inférieur à 2%. On conclut que pour une antenne microbande rectangulaire imprimée sur un substrat uniaxiale, la fréquence d'opération est fortement dépendant de la permittivité ϵ_z le long de l'axe optique.

Ce résultat explique le changement dramatique de la fréquence de résonance en fonction du rapport d'anisotropie reporté par R. M. Nelson *et al* [47]. Un faible changement est reporté par K. L. Wong [48], du faite qu'ils ont considéré uniquement une variation de la permittivité ϵ_x perpendiculaire à l'axe optique, les figures (III.4), (III.5), montrent que la fréquence de résonance dépend uniquement de ϵ_z . En effet, dans le cas limite d'une séparation d électriquement très faible, lorsque d tend vers 0. Les figures (III.6), (III.7), expliquent que le changement de la fréquence de résonance est uniquement en fonction de la permittivité relative ϵ_z .

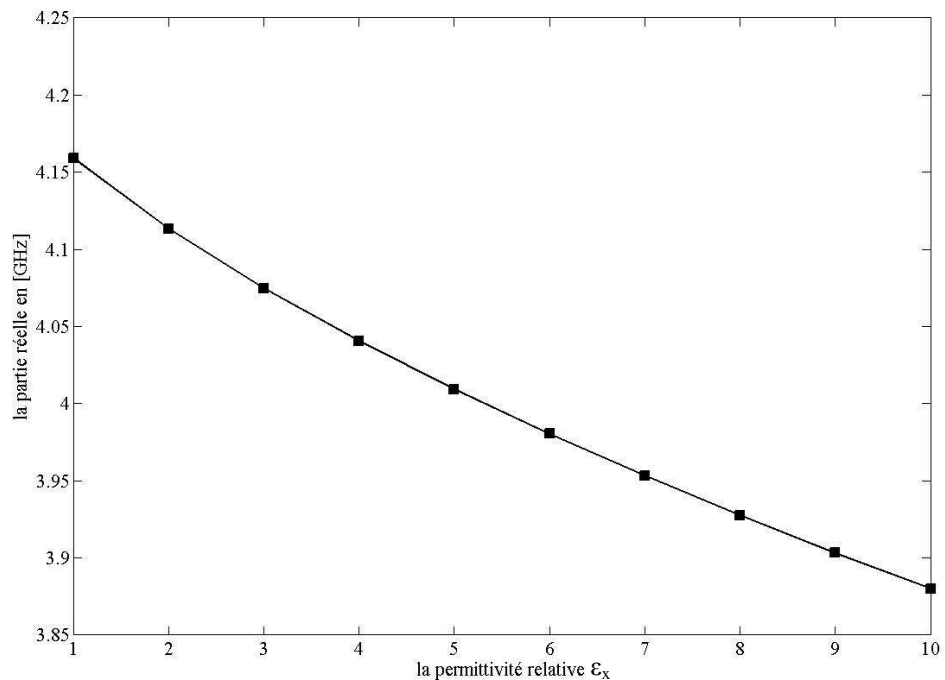


Figure.III.4 : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 0.159) \text{ cm}^3$ en fonction de la permittivité relative ϵ_x , Avec : $\epsilon_z=7.25$ $\mu_x=\mu_z=1$.

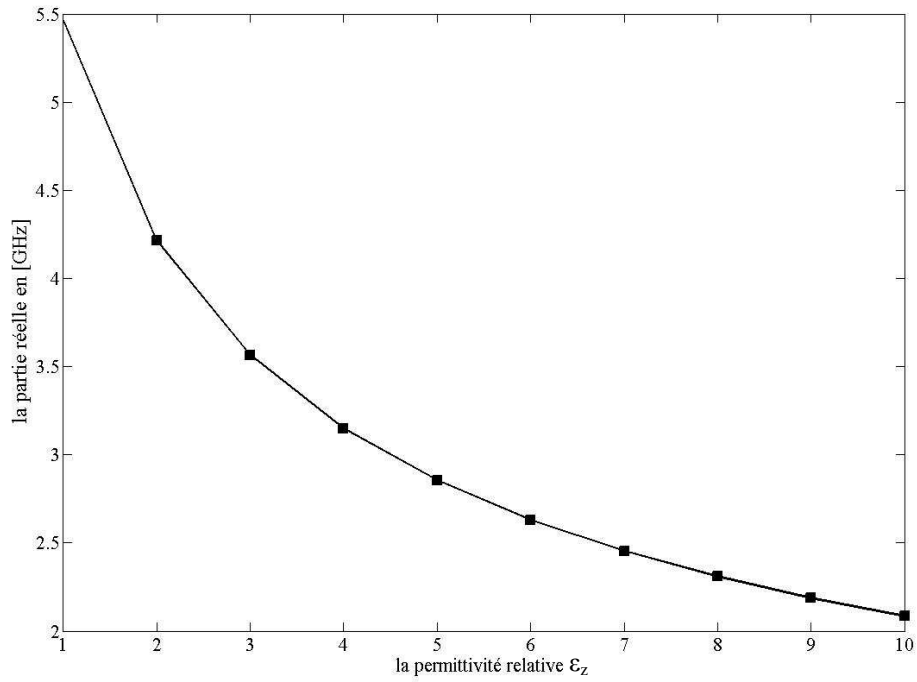


Figure.III.5 : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d’une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 0.159) \text{ cm}^3$ en fonction de la permittivité relative ϵ_z , Avec : $\epsilon_x=7.25 \mu_x=\mu_z=1$.

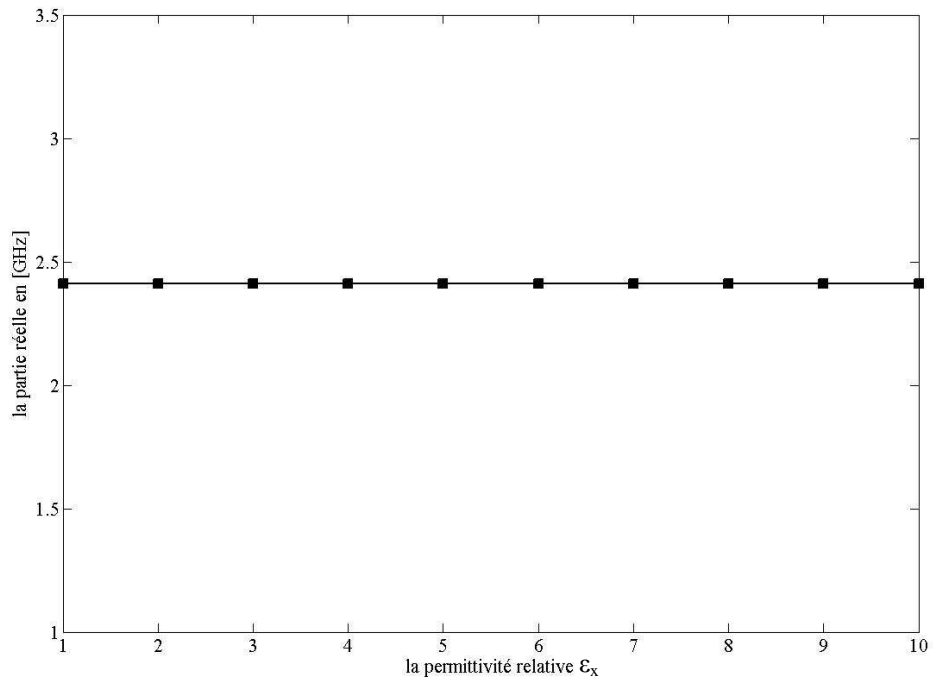


Figure.III.6 : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d’une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 10^{-12}) \text{ cm}^3$ en fonction de la permittivité relative ϵ_x , Avec : $\epsilon_z=7.25 \mu_x=\mu_z=1$.

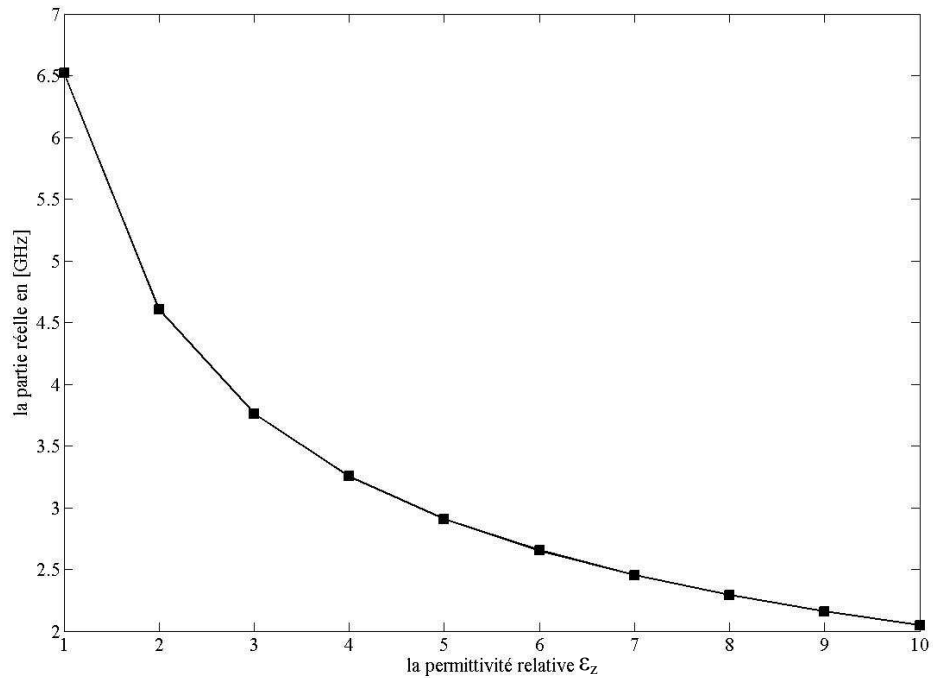


Figure.III.7 : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 10^{-12}) \text{ cm}^3$ en fonction de la permittivité relative ϵ_z , Avec : $\epsilon_x = 7.25$ $\mu_x = \mu_z = 1$.

III.5.2 Variation de la fréquence de résonance en fonction de μ_x et μ_z

Dans cette section on a étudié les effets de l'anisotropie uniaxiale magnétique sur les performances des antennes microbandes, lors de l'analyse d'une antenne de forme rectangulaire. Nos résultats ont montré une large variation de la fréquence de résonance d'une antenne microbande rectangulaire imprimé sur un substrat à anisotropie uniaxiale en fonction de la perméabilité relative μ_x , alors qu'une petite influence de la perméabilité relative μ_z . On montre que le paramètre AR2 seul n'est pas suffisant pour prédire les variations de la fréquence de résonance, et qu'une manière convenable d'étudier les effets de l'anisotropie uniaxiale est de varier les deux paramètres μ_x et μ_z .

Tableau. III.5. Dépendance de la fréquence de résonance de l'antenne micro-ruban rectangulaire en fonction des perméabilités relatives (μ_x, μ_z).

Type de l'anisotropie uniaxiale	perméabilités relative μ_x	perméabilités relative μ_z	Rapport d'anisotropie μ_x/μ_z	Fréquences de résonance réelle	Changement Fractionnel $\frac{\Delta f_r}{f_r}$ [%]
Isotrope AR2=1	2.40	2.40	1	4.0199	00.00
Négative AR2>1	4.80	2.40	2	2.9787	25.90
Négative AR2>1	2.40	1.20	2	4.0323	00.31
Positive AR2<1	1.20	2.40	0.5	5.4357	35.22
Positive AR2<1	2.40	4.80	0.5	4.0130	00.17

La fréquence de résonance d'une antenne microbande rectangulaire de dimension $a=1.9\text{cm}$, $b=2.29\text{cm}$, et d'épaisseur $d=0.159\text{cm}$, pour différents pairs (μ_x, μ_z) de la constante diélectrique est montrée dans le tableau III.5. le changement dans la fréquence de résonance comparativement au cas isotrope ($\mu_x=\mu_z=2.40$) est calculé en utilisant l'expression suivante :

$$\frac{\Delta f_r}{f_r} = \left| 1 - \frac{f_{ra}}{f_{ri}} \right| \quad (\text{III.4})$$

Où f_{ri} et f_{ra} sont respectivement les fréquences de résonance de l'antenne pour les cas isotropes et anisotropes. On note que la fréquence f_{ri} est de valeur 4.0199GHz . On observe aussi que pour l'anisotropie uniaxiale négative avec $AR2=2$, la fréquence de résonance f_{ri} peut se décaler vers une fréquence plus petite de valeur 2.9787GHz ou une fréquence plus grande de valeur 4.0323GHz . La même remarque est observée pour le cas de l'anisotropie uniaxiale positive avec $AR2=0.5$, les valeurs correspondantes de la petite et la grande fréquence sont respectivement 4.0130GHz et 5.4357GHz . Par conséquent, le paramètre $AR2$ seule n'est pas suffisant pour décider sur l'augmentation ou la diminution de la fréquence de résonance.

On note aussi que lorsque μ_x diminue ou (augmente) de 2.40 à 1.20 ou (4.80) , la fréquence de résonance augmente ou (diminue) de 4.0199GHz à 5.4357GHz ou (2.9787GHz) pour un changement fractionnel large de valeur 35.22% ou (25.90%) . Alors que lorsque μ_z change, des valeurs faibles sont obtenues pour le changement fractionnel, le maximum de changement est inférieur à 0.5% . On conclut que pour une antenne microbande rectangulaire imprimée sur un substrat uniaxiale, la fréquence d'opération est fortement dépendant de la perméabilité μ_x le long de l'axe optique.

Ces résultats expliquent un changement impressionnant de la fréquence de résonance en fonction du rapport d'anisotropie. Un faible changement de la fréquence de résonance, du fait qu'ils ont considéré uniquement une variation de la perméabilité μ_z perpendiculaire à l'axe optique, les figures (III.8), (III.9), dévoilent que la fréquence de résonance dépend fortement de μ_x . En effet, dans le cas limite d'une séparation d'électriquement très faible, lorsque d (épaisseurs du substrat) tend vers zéro. Les figures (III.10), (III.11), expliquent que la fréquence de résonance est uniquement en fonction de la perméabilité relative μ_x .

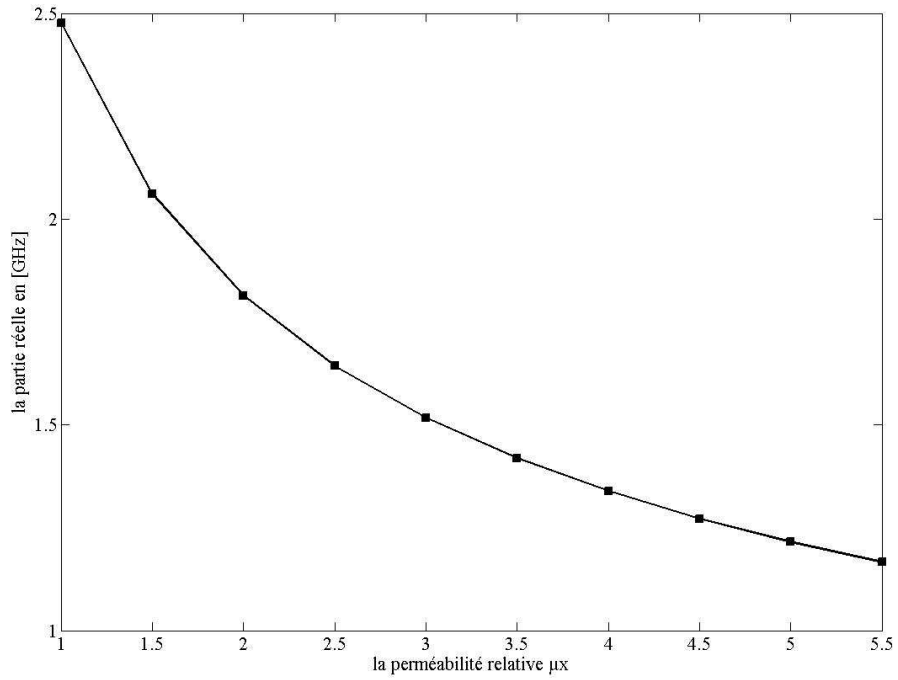


Figure.III.8 : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d’une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 0.159) \text{ cm}^3$ en fonction de la perméabilité relative μ_x , Avec : $\epsilon_x=1, \epsilon_z=7.25, \mu_z=5$.

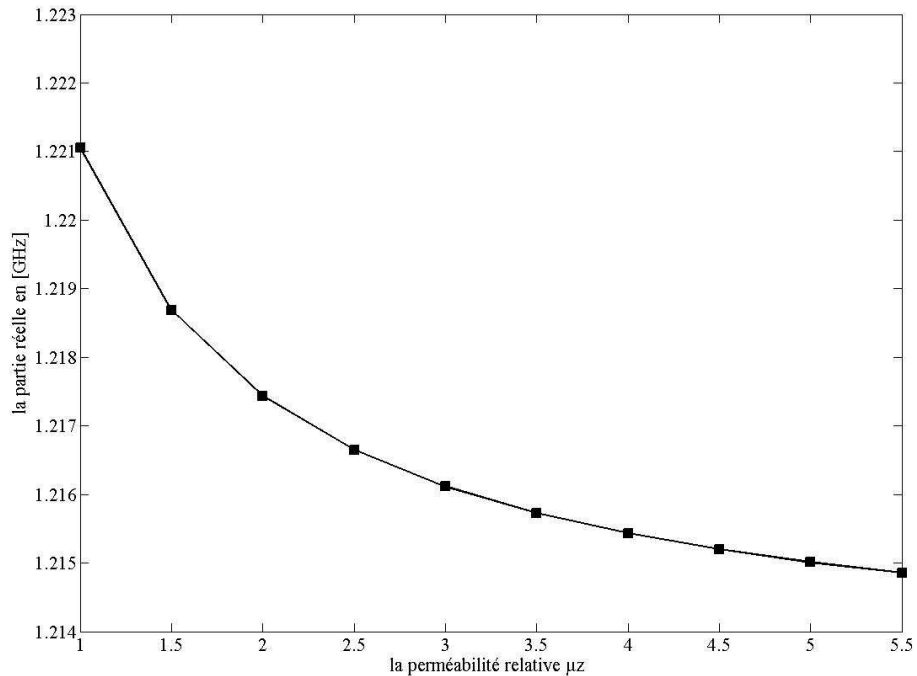


Figure.III.9 : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d’une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 0.159) \text{ cm}^3$ en fonction de la perméabilité relative μ_z , Avec : $\epsilon_x=1, \epsilon_z=7.25, \mu_x=5$.

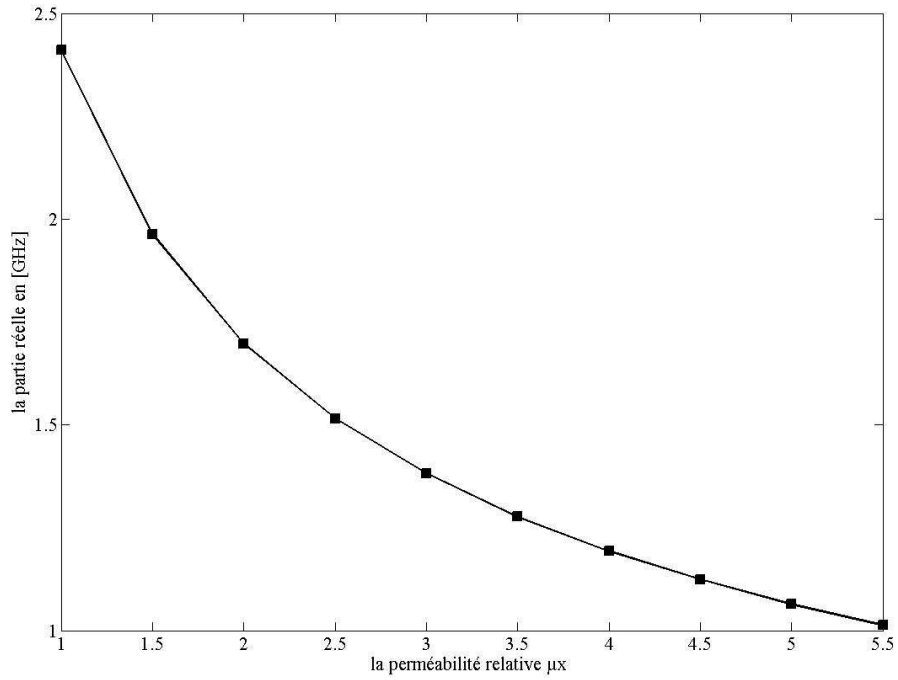


Figure.III.10 : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 10^{-12}) \text{ cm}^3$ en fonction de la perméabilité relative μ_x , Avec : $\epsilon_x=1, \epsilon_z=7.25, \mu_z=5$.

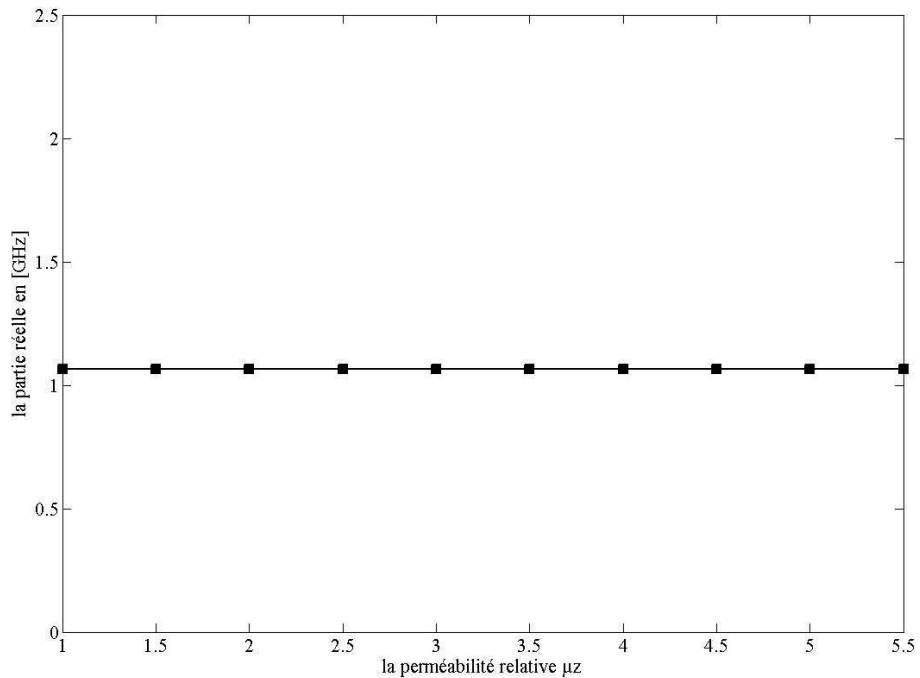


Figure.III.11 : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b \times d) = (1.9 \times 2.29 \times 10^{-12}) \text{ cm}^3$ en fonction de la perméabilité relative μ_z , Avec : $\epsilon_x=1, \epsilon_z=7.25, \mu_x=5$.

III.6. EFFET DE L'ANISOTROPIE UNIAXIALE

III.6.1. L'effet de l'anisotropie électrique

Dans les Figures (III.12a), (III.12b) et (III.12c), La partie réelle de la fréquence de résonance complexe, la partie imaginaire et la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat, pour le cas isotrope $\epsilon_x = \epsilon_z = 2.35$, l'anisotropie positive $\epsilon_x = 1.175$, $\epsilon_z = 2.35$ et l'anisotropie négative $\epsilon_x = 4.70$, $\epsilon_z = 2.35$ sont étudiées. L'anisotropie est obtenue en changeant ϵ_x , et en gardant ϵ_z constant. On note que les résultats de la partie réelle et imaginaire sont normalisés par celle du modèle de la cavité du cas isotrope. On observe que la fréquence réelle est la fréquence imaginaire se décalent vers des valeurs plus grandes pour le cas de l'anisotropie positive et plus petites pour le cas de l'anisotropie négative. La même remarque est valable pour la bande passante, mais avec un décalage très petit. On observe aussi que l'effet de l'anisotropie augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat, il est négligeable pour les faibles épaisseurs.

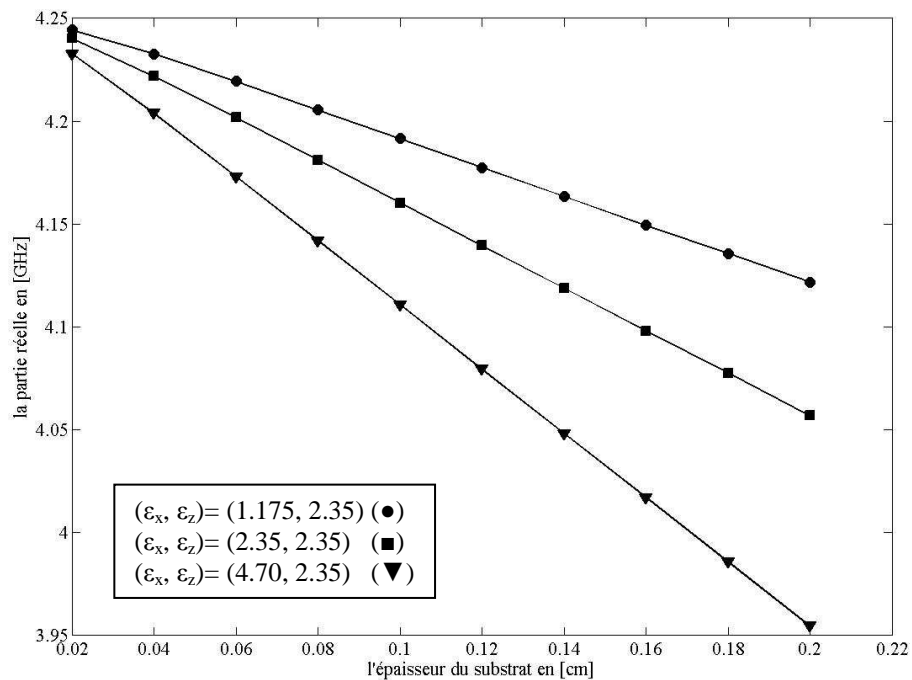


Figure.III.12.a : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b) = (1.9 \times 2.29) \text{ cm}^2$ en fonction de l'épaisseur du substrat pour différent rapport d'anisotropie électrique : (●) AR1=0.5, (■) AR1=1.0, (▼) AR1=2.0 et $\mu_x = \mu_z = 1$.

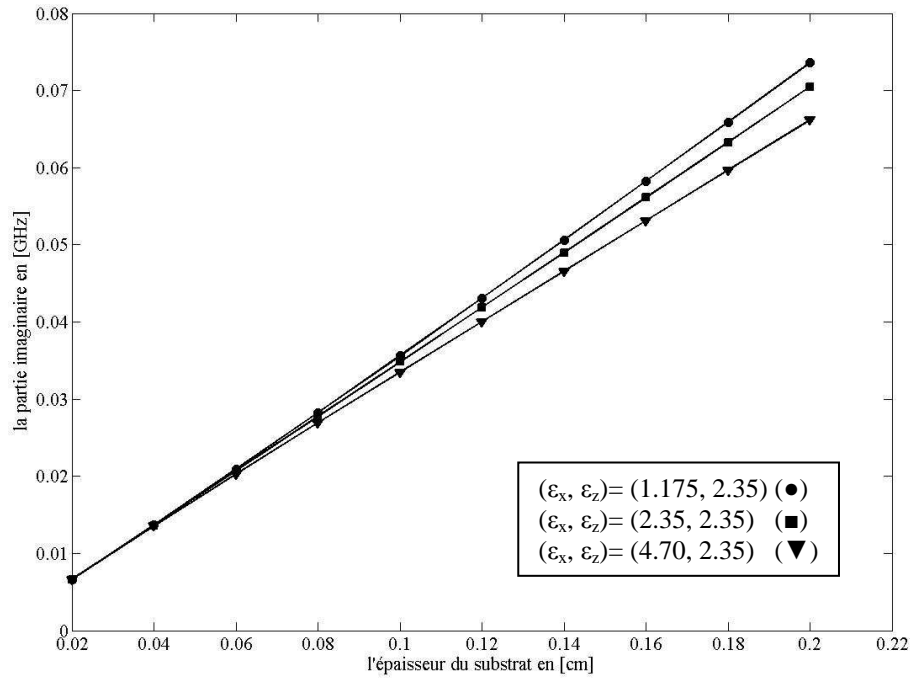


Figure.III.12.b : la partie imaginaire de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b) = (1.9 \times 2.29) \text{ cm}^2$ en fonction de l'épaisseur du substrat pour différent rapport d'anisotropie électrique : (●) AR1=0.5, (■) AR1=1.0, (▼) AR1=2.0 et $\mu_x = \mu_z = 1$.

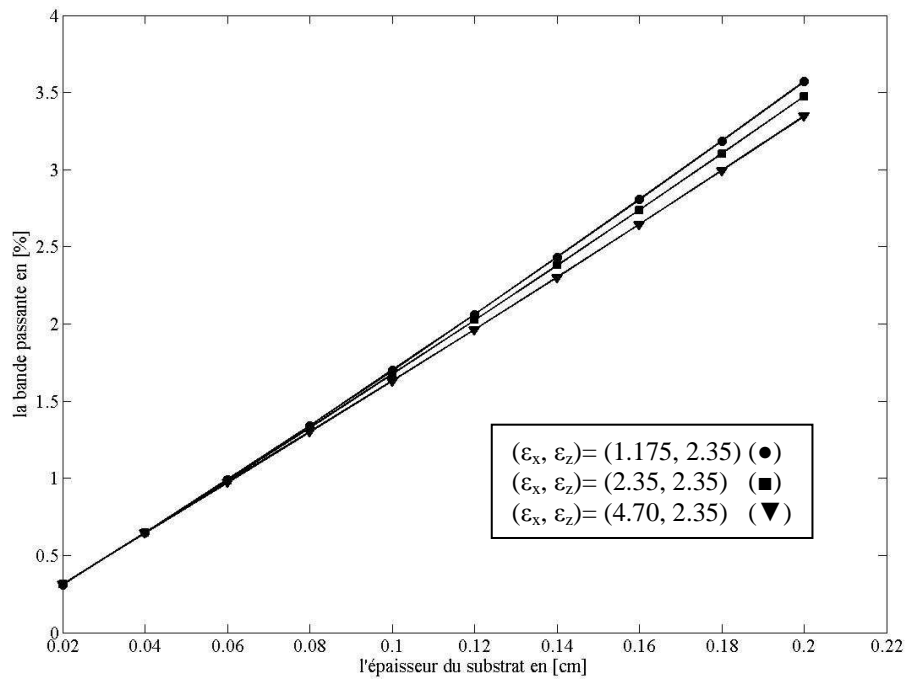


Figure.III.12.c : la bande passante de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b) = (1.9 \times 2.29) \text{ cm}^2$ en fonction de l'épaisseur du substrat pour différent rapport d'anisotropie électrique : (●) AR1=0.5, (■) AR1=1.0, (▼) AR1=2.0 et $\mu_x = \mu_z = 1$.

A partir des résultats de ces Figures On conclue que pour une antenne microbande rectangulaire:

- La fréquence réelle, la fréquence imaginaire et la bande passante sont fortement dépendant uniquement de la permittivité relative ϵ_z le long de l'axe optique.
- On conclue aussi que leur dépendance en fonction de ϵ_x diminue avec la diminution de l'épaisseur du substrat.
- Pour les antennes microbandes à épaisseurs très faibles la fréquence réelle, la fréquence imaginaire et la bande passante dépendent uniquement de ϵ_z .

III.6.2 L'effet de l'anisotropie magnétique

Dans les Figures (III.13a), (III.13b) et (III.13c), La partie réelle de la fréquence de résonance complexe, la partie imaginaire et la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat, pour le cas isotrope $\mu_x = \mu_z = 2.40$, l'anisotropie positive $\mu_x = 2.40$, $\mu_z = 4.80$ et l'anisotropie négative $\mu_x = 4.80$, $\mu_z = 2.40$ sont étudiées. L'anisotropie est obtenue en changeant μ_x , et en gardant μ_z constant. On note que les résultats de la partie réelle et imaginaire sont normalisés par celle du modèle de la cavité du cas isotrope. On observe que la fréquence réelle est la fréquence imaginaire se décalent vers des valeurs plus petites pour le cas de l'anisotropie positive et plus grandes pour le cas de l'anisotropie négative. La même remarque est valable pour la bande passante, mais avec un décalage très petit. On observe aussi que l'effet de l'anisotropie augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat, il est négligeable pour les faibles épaisseurs. A partir des résultats de ces Figures On conclue que pour une antenne microbande rectangulaire:

- La fréquence réelle, la fréquence imaginaire et la bande passante sont fortement dépendant uniquement de la permittivité relative μ_x le long de l'axe optique.
- On conclue aussi que leurs dépendance en fonction de μ_z diminue avec la diminution de l'épaisseur du substrat.
- Pour les antennes microbandes à épaisseurs très faibles la fréquence réelle, la fréquence imaginaire et la bande passante dépendent uniquement de μ_x .

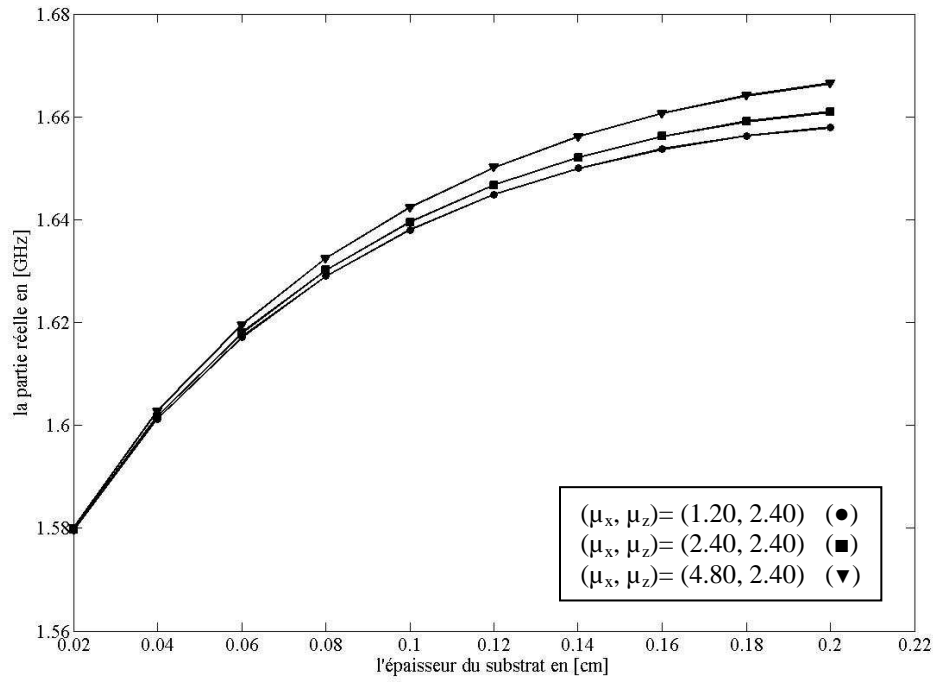


Figure.III.13.a : la partie réelle de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b) = (1.9 \times 2.29) \text{ cm}^2$ en fonction de l'épaisseur du substrat pour différent rapport d'anisotropie magnétique : (●) AR2=0.5, (■) AR2=1.0, (▼) AR2=2.0 et $\epsilon_x=3.25, \epsilon_z=7.25$.

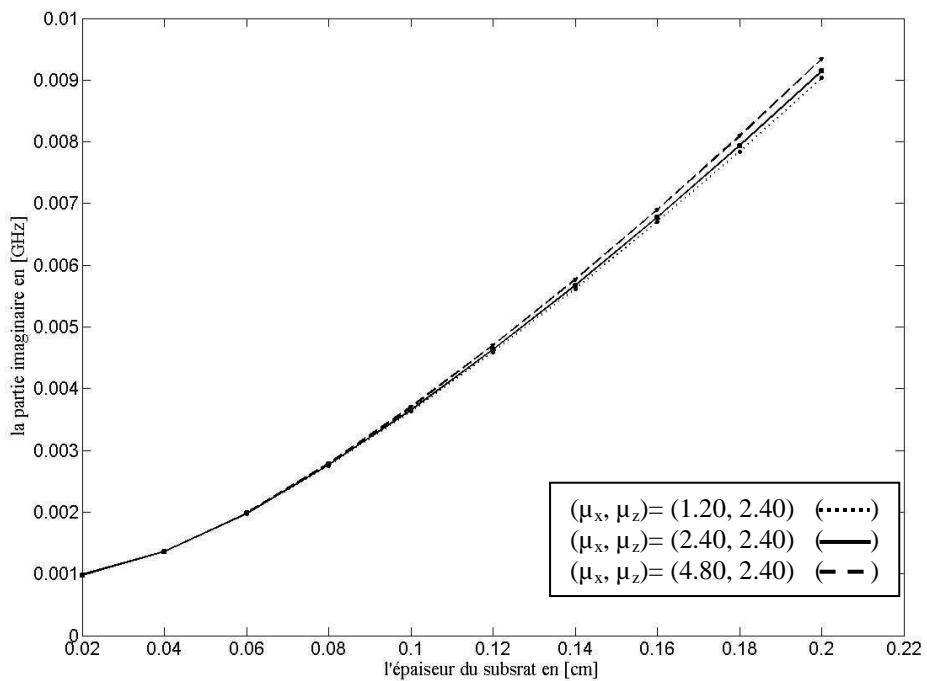


Figure.III.13.b : la partie imaginaire de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b) = (1.9 \times 2.29) \text{ cm}^2$ en fonction de l'épaisseur du substrat pour différent rapport d'anisotropie magnétique : (.....) AR2=0.5, (—) AR2=1.0, (- - -) AR2=2.0 et $\epsilon_x=3.25, \epsilon_z=7.25$.

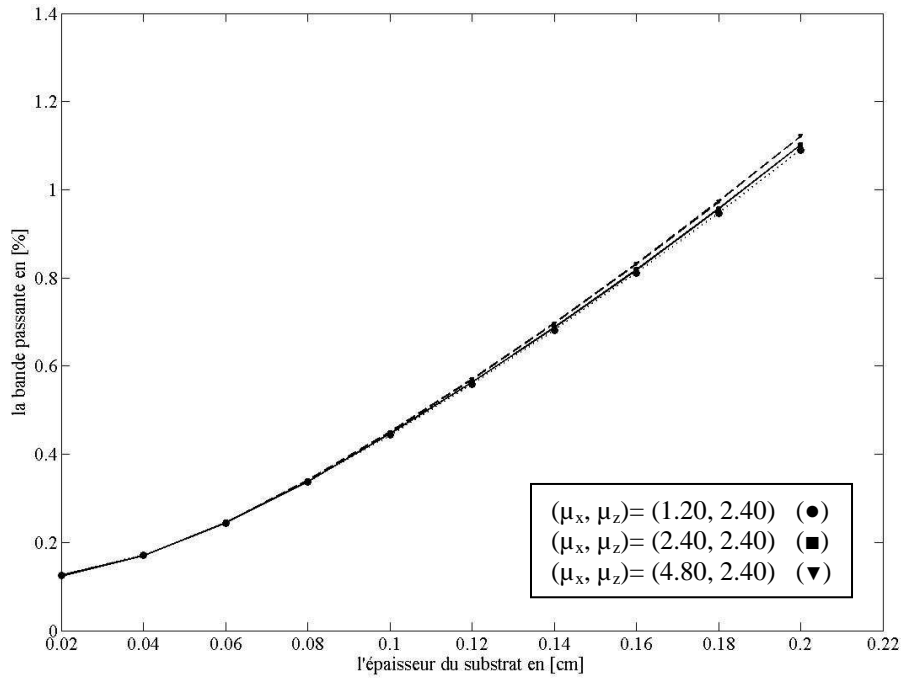


Figure.III.13.c : la bande passante de la fréquence de résonance complexe d'une antenne patch rectangulaire de dimension $(a \times b) = (1.9 \times 2.29) \text{ cm}^2$ en fonction de l'épaisseur du substrat pour différent rapport d'anisotropie magnétique :
 (—) AR2=0.5, (.....) AR2=1.0, (- - -) AR2=2.0 et $\epsilon_x=3.25$, $\epsilon_z=7.25$.

III.7. EXPLICATION PHYSIQUE DES RESULTATS OBTENUS

Après avoir discuté les résultats numériques, nous allons maintenant essayé de donner une explication physique concernant les résultats obtenues pour le cas de l'anisotropie uniaxiale. A l'intérieure de la région à substrat uniaxiale, les équations de Maxwell pour le champ électrique et magnétique sont données par :

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega\mu_0[\mu]\vec{H} \tag{III.5a}$$

$$\nabla \times \vec{H} = i\omega\epsilon_0[\epsilon]\vec{E} \tag{III.5b}$$

Les équations d'ondes du champ électromagnétique sont données par les équations suivantes :

$$\Delta \times \Delta \times \vec{E} + \omega^2\epsilon_0\mu_0[\epsilon][\mu]\vec{H} = 0 \tag{III.6a}$$

$$\Delta \times [\epsilon]^{-1} \cdot [\mu]^{-1} \cdot (\Delta \times \vec{H}) + \omega^2\epsilon_0\mu_0\vec{E} = 0 \tag{III.6b}$$

En appliquant les conditions de la divergence pour les deux champs, ces conditions sont :

$$\Delta \cdot ([\epsilon]E) = 0 \tag{III.7a}$$

$$\Delta \cdot ([\mu]H) = 0 \tag{III.7b}$$

Les équations d'ondes qui décrivent les composantes longitudinales du champ électromagnétiques E_z et H_z sont données par :

$$(\Delta_T + \mu_x \varepsilon_z k_0^2) E_z + \frac{1}{AR_1} \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_z = 0 \quad (\text{III.8a})$$

$$(\Delta_T + \mu_z \varepsilon_x k_0^2) H_z + \frac{1}{AR_2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_z = 0 \quad (\text{III.8b})$$

Δ_T Désigne le laplacien transverse. Pour les épaisseurs faibles, uniquement la composante z du champ électrique et la composante transversale du champ magnétique existe. Aussi, les champs dans cette région sont indépendants de la coordonnée z , les équations (III.8a), (III.8b), peut donc se réécrit comme suit :

$$(\Delta_T + \mu_x \varepsilon_z k_0^2) E_z = 0 \quad (\text{III.9a})$$

$$(\Delta_T + \mu_z \varepsilon_x k_0^2) H_z = 0 \quad (\text{III.9b})$$

Les équations (III.9a), (III.9b) indiquent que dans le cas limite des petits d , le substrat à anisotropie uniaxiale se comporte comme un substrat isotrope avec une permittivité égale à $(\mu_x \cdot \varepsilon_z)$, pour cela, la dépendance de la fréquence réelle, la fréquence imaginaire et la bande passante uniquement de ε_z et μ_x est justifiée.

Lorsque l'épaisseur augmente, en outre des ondes propagatif TM et les ondes TE vont aussi être excitées, cela résulte à une augmentation de la dépendance de la fréquence de résonance complexe et de la bande passante en fonction de $(\varepsilon_x \cdot \mu_z)$.

III.8. LA FORME SIMPLIFIEE DE LA FREQUENCE DE RESONANCE POUR UNE EPAISSEUR MINCE DU SUBSTRAT

Pour les épaisseurs faibles le tenseur donné par l'équation (II.64) peut se mettre sous la forme :

$$\bar{G}(k_s) \xrightarrow{d \rightarrow 0} \frac{d}{i\omega \varepsilon_0} \text{diag} \left[k_0^2 - \frac{1}{\mu_x \varepsilon_z} k_s^2, k_0^2 \right] \quad (\text{III.10})$$

En remplaçant l'équation (III.10) dans l'équation (II.68a) on trouve :

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{d}{i\omega \varepsilon_0} \left[k_0^2 - \frac{1}{\mu_x \varepsilon_z} k_y^2 \right] \frac{4 \sin^2(k_x \frac{a}{2})}{k_x^2} \left(\frac{\pi b}{2} \right)^2 \frac{\cos^2(k_y \frac{b}{2})}{\left[(k_y \frac{b}{2})^2 - \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 \right]^2} dk_x dk_y \quad (\text{III.11})$$

La fréquence de résonance est obtenue pour $B_4 = 0$, (III.11) s'écrit :

$$\left[\int_0^\infty \frac{\cos^2(k_y)}{\left[k_y^2 - \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 \right]^2} dk_y \right] k_0^2 - \frac{4}{\mu_x \varepsilon_z b^2} \left[\int_0^\infty \frac{k_y^2 \cos^2(k_y)}{\left[k_y^2 - \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 \right]^2} dk_y \right] = 0 \quad (\text{III.12})$$

On peut montrer que :

$$\frac{\int_0^{\infty} \frac{k_y^2 \cos^2(k_y)}{\left[k_y^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2\right]^2} dk_y}{\int_0^{\infty} \frac{\cos^2(k_y)}{\left[k_y^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2\right]^2} dk_y} = \frac{\pi}{2} \quad (\text{III.13})$$

À partir des équations (III.12) et (III.13) et tenons compte que $k_0 = \frac{\omega}{c}$, "c"

représente la vitesse de la lumière nous obtenons l'expression de la fréquence de résonance :

$$f_r = \frac{c}{2b\sqrt{\mu_x \varepsilon_z}} \quad (\text{III.14})$$

Il est claire de (3.10) que la fréquence de résonance dépend uniquement de $\mu_x \cdot \varepsilon_z$. La formule (III.14) peut servir comme une très bonne valeur initial dans la procédure de recherche de la racine complexe de l'équation caractéristique, comme exemple pratique, si nous prenons l'Epsilam-10 (10.2, 13) comme substrat, alors la fréquence de résonance pour les faibles d dépend uniquement de $\varepsilon_z = 13$, sa valeur est donnée par.

$$f_r = \frac{c}{2b\sqrt{13}} \quad (\text{III.15})$$

III.9. CONCLUSION

Dans ce chapitre une résolution numérique de l'équation intégrale du champ électrique est faite. Les problèmes rencontrés lors de l'intégration numérique des éléments de la matrice impédance sont cités et des solutions sont proposées. Bien que beaucoup de système de fonction de base peuvent être utilisées dans la procédure de Galerkin, nous avons montrés que les fonctions de base sans singularités sur les bords issue du modèle de la cavité garantissent une convergence très rapide. En effet une seule fonction de base selon la direction de l'axe oy est suffisante pour obtenir la convergence de la fréquence de résonance du mode TM_{01} . Pour validé les calculs, nous avons confrontés nos résultats avec les données théoriques et expérimentales de la littérature. La comparaison est faite pour une antenne micro-ruban de forme rectangulaire (pour le cas d'un substrat isotrope et anisotrope) et de forme carrée (pour le cas d'un substrat isotrope). L'effet de l'épaisseur et de la constante diélectrique du substrat sur la partie réelle de la fréquence de résonance, la partie imaginaire et la bande passantes ont discutées. Les résultats concernant la partie réelle de la fréquence de résonance, la partie imaginaire et la bande passante d'une antenne micro-ruban à anisotropie uniaxiale sont présentés et une explication physique de ces résultats est donnée.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Contrairement aux composants basses fréquences, il est très difficile voir même impossible d'ajuster les caractéristiques des antennes microbandes une fois qu'elles sont réalisées. Par conséquent, il est nécessaire d'avoir des outils pour l'estimation des caractéristiques des ces antennes, le meilleur et même le seul outil est la CAO qu'est un outil indispensable dans la réalisation de ces antennes. Le véritable challenge dans la CAO se situe au niveau des méthodes numériques fiables qui offrent à la fois des caractéristiques exactes et un temps de calcul réduit [50].

Dans ce travail, les effets de l'anisotropie uniaxiale dans le substrat sur la fréquence de résonance complexe et la bande passante d'une antenne microbande rectangulaire sont étudiés. L'analyse 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 scindé en trois parties. La première partie est consacrée à l'étude d'une antenne micro-ruban réalisée sur un substrat isotrope, où nous avons vérifié quelques résultats déjà connu dans la littérature (effet de l'épaisseur et de la constante diélectrique du substrat sur la fréquence de résonance complexe et la bande passante), dans la deuxième partie on s'est intéressé à l'étude d'une antenne pour le cas d'un substrat d'une anisotropie électrique, a lors que Les contributions rapportées par ce travail sont présentés dans la troisième partie ou l'antenne et réalisée sur un substrat d'une anisotropie uniaxiale magnétique, les principales résultats obtenue pour la première partie sont [4]:

- ✓ La comparaison est faite pour différents épaisseur du substrat. Nous notons que pour les substrats à épaisseur faible la fréquence de résonance calculée par l'approche du domaine spectral (SDA) coïncide avec celle donnée par le modèle de la cavité simple [41], [42].
- ✓ la partie réelle de la fréquence de résonance diminue avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat.
- ✓ la partie imaginaire augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat.
- ✓ l'augmentation de l'épaisseur du substrat donne un élargissement de la bande passante [43].

Pour la deuxième partie on' a conclus ce qui suit :

- ✓ Le rapport $AR1 = \frac{\epsilon_x}{\epsilon_z}$ seul n'est pas suffisant pour prédire les variations de la fréquence d'opération de l'antenne.

- ✓ La permittivité relative ϵ_z le long de l'axe optique z est le facteur important dans la détermination de la fréquence de résonance quand ϵ_x et ϵ_z varient.
- ✓ La variation de permittivité relative ϵ_x d'une manière importante engendre une variation fractionnelle de la fréquence de résonance complexe.
- ✓ La dépendance de la partie réelle de la fréquence de résonance complexe, la partie imaginaire et la bande passante en fonction de ϵ_z diminue avec la diminution de l'épaisseur du substrat.
- ✓ Dans le cas limite des épaisseurs très faibles, la fréquence d'opération, la partie imaginaire et la bande passante dépendent uniquement de ϵ_z [37].

Les contributions rapportées par notre travail sont :

- ✓ Le rapport $AR2 = \frac{\mu_x}{\mu_z}$ seul n'est pas suffisant pour prédire les variations de la fréquence d'opération de l'antenne.
- ✓ La permittivité relative μ_x le long de l'axe optique z est le facteur important dans la détermination de la fréquence de résonance quand μ_x et μ_z varient.
- ✓ la variation de permittivité relative μ_z d'une manière importante engendre une variation fractionnelle de la fréquence de résonance complexe.
- ✓ La dépendance de la partie réelle de la fréquence de résonance complexe, la partie imaginaire et la bande passante en fonction de μ_x diminue avec la diminution de l'épaisseur du substrat.
- ✓ Dans le cas limite des épaisseurs très faibles, la fréquence d'opération, la partie imaginaire et la bande passante dépendent uniquement de μ_x .
- ✓ La partie réelle de la fréquence de résonance augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du patch. contrairement au résultat de la deuxième partie.

Nous présentons comme Perspectives d'approfondissement ou d'élargissement du sujet. La détermination d'une formule analytique pour le calcul de la fréquence de résonance d'une antenne réalisée à base d'un substrat doté d'une anisotropie électrique et magnétique. Les résultats obtenue dans ce travail ainsi le modèle de cavité modifié seront à la base de ce futur travail.

BIBLIOGRAPHIE

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE

- [1] T. Fortaki, L. Djouane, F. Chebara, and A. Benghalia, “on the dual-frequency behavior of stacked microstrip patches,” *IEEE Antennas and Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, 2008.
- [2] T. Fortaki, and A. Benghalia, “Rigorous full-wave analysis of rectangular microstrip patches over ground planes with rectangular apertures in multilayered substrates that contain isotropic and uniaxial anisotropic materials,” *microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 41, no. 6, pp. 496-500, June 2004.
- [3] T. Fortaki, D. Khedrouche F. Bouttout, and A. Benghalia, “A numerically efficient full-wave analysis of a tunable rectangular microstrip patch,” *Int. J. Electron.*, vol. 91 no. 1, pp. 57-70, Jan. 2004.
- [4] T. Fortaki, “caractérisation d’une antenne microbande rectangulaire. Effet de l’anisotropie uniaxiale du substrat,” Thèse de magister, Université de Constantine, Avril. 1999.
- [5] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, A. Benghalia, D. Khedrouche, and T. Fortaki, “Uniaxially anisotropic substrate effects on the resonance of rectangular microstrip patch antenna,” *Electron. Lett.*, vol.35, n°.4, pp.255-256, Feb.1999.
- [6] T. Itoh, “Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures,” John Wiley & Sons, New York, USA, 1989.
- [7] G. A. Deschamps, “Microstrip microwave antennas,” presented at the 3rd USFA Symp. Antennas, 1953.
- [8] H. Gutton et G. Baissinot, “Flat aerial for ultra high frequencies”, French Patent no 703113, Paris, France, 1990.
- [9] R. E. Munson, “Conformable microstrip antennas and microstrip phased arrays,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, January 1974.

- [10] D. M. Pozar, "Microstrip Antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 80, n°1, pp.79-91, january 1992.
- [11] I. J. Bahl et P. Bhartia, "Microstrip Antennas," Artech House, Dedham. MA, U.S.A., 1980.
- [12] J. R. James, P. S. Hall et C. Wood, "Microstrip Antenna Theory and Design," IEE, Press, Londres, 1981.
- [13] K. Hirasawa et M. Haneishi, "Analysis, design, and measurement of small and low-profile antennas," pp.241-246, Artech House, Norwood, Massachussetts, U.S.A, 1992.
- [14] S. Drabowitch et C. Ancona, "Applications, Antennes, tome 2," Masson, pp.155-159, Paris, France, 1978.
- [15] J. R. Mosig et F. Gardiol, "Technique analytique et numériques dans l'analyse des antennes microruban," *ANN.Télécom*, 40, n°7-8, 1985.
- [16] P. B. Katehi, D. R. Jackson et N.G. Alexopoulos, "Microstrip dipoles," *Handbook of microstrip antennas*, pp. 275-310, Peter Peregrinus Ltd, London, United Kingdom, 1989.
- [17] C. A. Balanis, "Antenna theory, analysis and design," John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, USA, 2005.
- [18] J. R. James et C. J. Wilson, "Microstrip antennas and arrays," Pt.1, Fundamental action and limitations, *Microwaves, optics and acoustics*, vol.1, n°5, pp. 165-174, September 1977.
- [19] D. Dubost, G. Beauquet, J. Rocquencourt et G. bonnet, "Patch antenna bandwidth increase by means of a director," *Electron. Lett.*, vol. 22, n°25, pp. 1345-1347, December 1986.

- [20] D. M. Pozar et B. Kaufman, "Increasing the bandwidth of a microstrip antenna by proximity coupling," *Electron. Lett.*, vol. 23, n°8, pp 368-369, April 1987.
- [21] P. S. Hall et C. J. Prior, "Radiation control in corporately fed microstrip patch arrays," JINA, Journées internationales de Nice sur les Antennes, pp. 271-275, Nice, France, 4-6 Novembre 1986.
- [22] Ph. Lepeltier, J. M. Floch, J. Citerne et G. Piton, "Self impedance and radiation patterns of the electromagnetically coupled microstrip dipole," 16 th European Microwave Conference, 8-12, pp. 649-654, Dublin, Irlande, September 1986.
- [23] A. Henderson et J. R. James, "Improved microstrip flat-plate array for domestic dbs reception," IEEE AP-S International Symp. on Antennas and Propagation, pp. 565-568, Philadelphie, USA, 9-13 Juin 1986.
- [24] G. Gronau, I. Wolff, "Aperture-coupling of a rectangular microstrip resonator," *Electronics Letters*, vol. 22, pp.554-556, Mai 1986.
- [25] L. Barlatey, T. Sphicopoulos, J. R. Mosig et F. E. Gardiol, "Un nouveau modèle pour l'excitation coaxiale d'une antenne microruban," JINA, Journées internationales de Nice sur les Antennes, pp. 221-223, Nice, France, 4-6 Novembre 1986.
- [26] K. F. Lee, "Advances in microstrip and printed antennas," John Wiley & Sons, New York, USA, 1989.
- [27] M. Grzeskowiak, "Antennes multicouches intégrées sur arséniure de gallium á 24 GHz pour applications antennes actives faible portée » Thèse d'Etat, Lille, Novembre 1999.
- [28] E. Chang, S. A. Long, W. F. Richards, "An experimental investigation of lectrically thick rectangular microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.AP-36, n°6, pp 767-768, 1986.

- [29] J. R. James, P. S. Hall, C. Wood, "Microstrip antennas-theory and design," Stevange, Peter Peregrinus Ltd, (UK), 1981.
- [30] E. O. Hammerstad, "Equations for microstrip circuit design," 5th European Microwave conference, pp.268-272, Hamburg, Allemagne, Sep.1975.
- [31] F. Abboud, J.P. Damiano et A. Papiernik, "Input impedance of a microstrip antenna," JNM, pp. 255-258, Montpellier, France, 1986.
- [32] A. HAFIANE, "Etude du couplage d'antennes imprimées par la méthode des différences finies et extraction du modèle électrique," Thèse d'Etat, université de marne la vallée, Paris, France, Mars 2003.
- [33] T. Itoh et W.Menzel, "A full-wave analysis method for apen microstrip structures," IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol AP 29, pp 63-67, January. 1981.
- [34] D. M. Pozar et S. M. Voda, "A rigorous analysis of a microstripline fed antenna," IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol AP-35, pp. 1343-1350, Dec. 1987.
- [35] F. L. Mesa, R. Marqués et M. Horno, "A general algorithm for computing the bidimensional spectral Green's dyad in multilayered complex bianisotropic media the equivalent boundary method," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 39, pp. 1640-1649, Sept. 1991.
- [36] R. R. Boix, N. G. Alexopoulos, And M. Horno, "Efficient numerical computation of the spectral transverse dyadic Green's function in stratified anisotropic media," J. Electromag. Waves applicat, vol. 10, no. 8, pp. 1047-1083, 1996.
- [37] T. Fortaki, "Contribution a l'étude des problèmes de caractérisation des antennes microbandes multicouches sans et avec ouvertures dans les plans de masse," Thèse de Doctorat, Université de Constantine, Juin 2004.

- [38] M. I. Aksun et R. Mittra, "Choices of expansion and testing functions for the method of moments applied to a class of electromagnetic problems," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* vol. 41, pp. 503-509, Mas. 1993.
- [39] I. J. Bahl et P. E. Bhartia, "Microstrip Antennas," Artech House, Dedham, Manchester, U.K 1980.
- [40] J. S. Row et K. L. Wong, "Resonance in a superstrate-loaded rectangular microstrip structure," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques.* vol.41, pp. 1349-1354, August 1993.
- [41] W. C. Chew et Q. Liu, "Resonance frequency of a rectangular microstrip patch," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.36, pp. 1045-1056, Aug. 1988.
- [42] W. C. Chew et Q. Liu, "Correction to Resonance frequency of a rectangular microstrip patch," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.36, pp. 1827, Dec. 1988.
- [43] D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 613-621, June 1987.
- [44] J. R. Mosig et F. E. Gardiol, "Analytical and numerical techniques in the Green's function treatment of microstrip antennas and scatterers," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 130, n° 2, pp. 175-182, Mar. 1983.
- [45] A. H. Mohammadian, N. M. Martin, and D. W. Griffin, "A theoretical and experimental study of mutual coupling in microstrip antenna arrays," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 37, pp. 1217-1223, Oct. 1989.
- [46] A. J. M. Soares, S. B. D. A. Fonseca, et A. J. Giarola, "Surface wave excitation on a microstrip ring antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 37, pp. 1310-1312, Oct. 1989.

- [47] 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. 38. no. 7, July 1990.
- [48] K. L. Wong *et al.* "Resonance of a rectangular microstrip patch on a uniaxial substrate," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques.*, vol.41, pp. 698-701, April 1993.
- [49] I. J. Bahl, P. Bhartia, et S. S. Stuchly, "Design of microstrip antennas covered with a dielectric layer," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-30, pp. 314-318, Mar. 1982.
- [50] M. Amir, "Analyse d'une antenne microruban à patch supraconducteur," Thèse de magister, Université de Batna, Fév. 2008.

Netographie

- [51] <http://www.IEEE.org/>
- [52] <http://www.gigapedia.org/>

ANNEXE

ANNEXE A***Démonstration de la formule (II.30c) page 26.***

D'après les équations de propagations (II.19.a), (II.19.a) les formes générales de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z sont données par les relations suivantes:

$$\tilde{E}_z = A_1 e^{-ik_a z} + B_1 e^{ik_a z} \quad (\text{A.1a})$$

$$\tilde{H}_z = A_2 e^{-ik_b z} + B_2 e^{ik_b z} \quad (\text{A.1b})$$

Les exposants \bar{e} et \bar{h} dans les équations (II.26a) et (II.26b) dénotent les ondes TM et TE e^e, e^h, h^e et h^h respectivement sont définis par:

$$\bar{e} = \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} i \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z \\ \omega \mu_0 \mu_z \tilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (\text{A.2a})$$

$$\bar{h} = \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_z \tilde{E}_z \\ j \frac{\mu_z}{\mu_x} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (\text{A.2b})$$

On dérive les équations (A.1.a), (A.1.a) par rapport a 'z' on trouve :

$$\frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z = -ik_a (A_1 e^{-ik_a z} - B_1 e^{ik_a z}) \quad (\text{A.3a})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z = -ik_b (A_2 e^{-ik_b z} + B_2 e^{ik_b z}) \quad (\text{A.3b})$$

On remplace les équations (A.1a), (A.1b), (A.3a) et (A.3b) dans (A.2a), (A.2b), et après quelques manipulations algébriques on déduit que :

$$\bar{e} = \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_a \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} (A_1 e^{-ik_a z} - B_1 e^{ik_a z}) \\ \omega \mu_0 \mu_z (A_2 e^{-ik_b z} + B_2 e^{ik_b z}) \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

$$\bar{e}(k_s, z) = \begin{vmatrix} e^{-ik_a z} & 0 \\ 0 & e^{-ik_b z} \end{vmatrix} \bar{A} + \begin{vmatrix} e^{ik_a z} & 0 \\ 0 & e^{ik_b z} \end{vmatrix} \bar{B} \quad (\text{A.5})$$

Et :

$$\bar{h}(k_s, z) = \bar{g}(k_s) \cdot \left[\begin{vmatrix} e^{-ik_a z} & 0 \\ 0 & e^{-ik_b z} \end{vmatrix} \bar{A} - \begin{vmatrix} e^{ik_a z} & 0 \\ 0 & e^{ik_b z} \end{vmatrix} \bar{B} \right] \quad (\text{A.6})$$

D'après (A.4), (A.5) et (A.6) on constate que :

$$\bar{A} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} A_1 k_a \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \\ A_2 \mu_0 \mu_z \omega \end{bmatrix}$$

$$\bar{B} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} -B_1 k_a \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \\ B_2 \mu_0 \mu_z \omega \end{bmatrix}$$

$$\bar{g}(k_s) = \text{diag}[g^e(k_s), g^h(k_s)] = \text{diag}\left[\frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x}{k_a}, \frac{k_b}{\omega \mu_0 \mu_x}\right]$$

Résumé

Dans ce travail, les effets de l'anisotropie uniaxiale dans le substrat sur la fréquence de résonance complexe et la bande passante d'une antenne microbande rectangulaire sont étudiés. Le calcul de la fréquence de résonance complexe 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. Les fonctions sinusoïdales sont choisies comme des fonctions de bases. Des résultats numériques concernant l'effet de l'anisotropie électrique et magnétique sur les caractéristiques de l'antenne sont présentés.

Abstract

The effects of uniaxial anisotropy in the substrate on the complex resonant frequency of the Microstrip patch antenna are investigated in terms of an integral equation formulation. The complex resonant frequency of the Microstrip patch antenna is calculated by using Galerkin's method in solving the integral equation. The sinusoidal functions are selected as the basis functions. Numerical results concerning the effects of electric and magnetic anisotropy on the characteristics of the antenna are presented.

•
•
•