

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



**Université Hadj Lakhdar Batna**  
**Faculté de Technologie**  
**Département d'Électronique**



## **THÈSE**

**Présentée pour l'obtention du diplôme de  
DOCTORAT en SCIENCES en Électronique**

### **OPTION**

***Micro-ondes***

**Par**

**Mourad HASSAD**

**Thème**

---

**Analyse tridimensionnelle rigoureuse des antennes  
microbandes réalisées sur des couches diélectriques  
réciproques et non réciproques**

---

Soutenue le 03 décembre 2015 devant le jury composé de :

<b>Dr. Djamel BENATIA</b>	Prof.	Université Hadj Lakhdar Batna	Président
<b>Dr. Tarek FORTAKI</b>	Prof.	Université Hadj Lakhdar Batna	Rapporteur
<b>Dr. Nouredine ATHAMENA</b>	M.C.A.	Université Hadj Lakhdar Batna	Examineur
<b>Dr. Abdelhafid CHAABI</b>	Prof.	Université Constantine-1	Examineur
<b>Dr. M'hamed BOULAKROUNE</b>	M.C.A.	Université Kasdi Merbah Ouargla	Examineur
<b>Dr. Djamil RECHEM</b>	M.C.A.	Université Larbi Ben m'hidi, Oum El Bouaghi	Examineur

## Dédicaces

A

Mes chères parents

Mes frères et mes sœurs

Ma femme

Mes petits fils

Je dédie cette thèse

## Remerciements

- ✓ Je voudrais exprimer, par ce modeste travail, ma gratitude et ma considération à Monsieur Tarek FORTAKI, Professeur à l'université de Batna, pour avoir suivi mon travail avec une attention soutenue, pour leurs qualités scientifiques et humaines qui m'ont beaucoup aidé et guidé tout au long de mes années de recherches.
  - ✓ Je remercie très sincèrement Monsieur le Professeur Djamel BENATIA, Professeur à l'université de Batna, pour l'intérêt qu'il a manifesté pour ce travail et d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.
  - ✓ Toute ma gratitude va à Monsieur le Professeur Abdelhafid CHAABI, de l'université de Constantine-1, pour avoir accepté d'évaluer ce travail.
  - ✓ Monsieur, et Monsieur Noureddine ATHAMENA, MC-A à l'université de Batna, ont aimablement accepté de participer au jury, je les remercie pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.
  - ✓ Que Monsieur, M'hamed BOULAKROUNE, MC-A à l'université Kasdi Merbah Ouargla, soit remercié pour sa présence dans le jury.
  - ✓ Ainsi Monsieur, Djamil RECHEM, MC-A à l'université Larbi Ben m'hidi, Oum El Bouaghi, soit remercié pour sa présence dans le jury, en dépit de la distance et de leurs obligations.
  - ✓ Je tiens à remercier particulièrement tous les enseignants du département d'électronique de l'université de Batna, qui ont veillé à notre formation.
  - ✓ Mes remerciements vont également à tout le personnel du département d'électronique de l'université de Batna pour leur gentillesse et leur disponibilité.
- Enfin, j'exprime mes remerciements à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.



# TABLE DES MATIERES

## Table des matières

<b>Introduction générale</b> .....	2
<b>Chapitre I</b>	
<b>Modèle approché pour l'analyse d'une antenne microbande</b>	
<b>I.1 Introduction</b> .....	8
<b>I.2 D'où vient l'idée d'antenne patch?</b> .....	9
<b>I.3 Les techniques d'alimentations d'antenne micro-ruban</b> .....	10
<b>I.4 Ouvertures rayonnantes</b> .....	12
<i>I.4.1 Rayonnement par ouverture</i> .....	12
<i>I.4.2 Equivalence de Love</i> .....	13
<i>I.4.3 Equivalences avec conducteurs</i> .....	13
<i>I.4.4 Directivité d'une antenne micro-ruban</i> .....	14
<b>I.5 Etude des structures rayonnantes</b> .....	14
<i>I.5.1 Champs dans la cavité</i> .....	15
<i>I.5.2 Distribution des lignes du champ électrique dans la cavité résonnante</i> .....	17
<b>I.6 Privilèges et limites des antennes patch</b> .....	20
<b>I.7 Conclusion</b> .....	21
<b>I.8 Références bibliographiques</b> .....	22
<b>Chapitre II</b>	
<b>Caractérisation électromagnétique des matériaux</b>	
<b>II.1 Introduction</b> .....	25
<b>II.2 Généralités sur les méthodes de caractérisation hyperfréquences des Matériaux</b> .....	26
<i>II.2 .1 Les méthodes de caractérisation hyperfréquences des matériaux</i> .....	27
<i>II.2 .2 Etude comparative des différentes méthodes de caractérisation</i> .....	27
<b>II.3 Les matériaux magnétiques hyperfréquences</b> .....	28
<i>II.3.1 Des ferrites aux méta-matériaux</i> .....	28
<i>II.3.2 Les matériaux ferromagnétiques à perméabilité élevée</i> .....	29
<i>II.3.3 La souplesse des métamatériaux</i> .....	29
<b>II.4 Propriétés de propagation des ondes électromagnétiques dans les ferrites</b> .....	30
<i>II.4.1 Généralités sur les ferrites</i> .....	30
<i>II.4.2 Non-réciprocité dans les ferrites</i> .....	30
<b>II.5 Approche macroscopique de la non-réciprocité</b> .....	31
<i>II.5.1 Cas idéal simplifié</i> .....	31
<i>II.5.2 La réaction magnétique d'un matériau non-réciproque</i> .....	31
<i>II.5.3 Approche théorique de la non-réciprocité</i> .....	33

II.5.4	Précession du vecteur aimantation .....	33
II.5.5	Tenseur de Polder .....	34
II.5.6	Modèles de Landau-Lifshitz et de Polder .....	35
<b>II.6</b>	<b>Applications micro-ondes des dispositifs non-réciproques à ferrite .....</b>	<b>36</b>
II.6.1	Principe de fonctionnement des circulateurs.....	36
II.6.2	Utilisation des circulateurs.....	37
II.6.3	Intégration des circulateurs.....	37
<b>II.7</b>	<b>Principe et intérêts des antennes à ferrite.....</b>	<b>37</b>
II.7.1	Intégration des antennes à polarisation circulaire .....	38
<b>II.8</b>	<b>Indispensables grandeurs utilisées dans le magnétisme.....</b>	<b>38</b>
II.8.1	Champ (ou excitation) magnétique $\vec{H}$ .....	38
II.8.2	Induction magnétique $\vec{B}$ .....	39
II.8.3	Potentiel vecteur $\vec{A}$ .....	39
II.8.4	Moment magnétique $\vec{m}$ .....	39
II.8.5	Aimantation d'un matériau $\vec{M}$ .....	40
II.8.6	Susceptibilité magnétique d'un matériau $\chi$ .....	40
II.8.7	Perméabilité magnétique relative d'un matériau $\mu_r$ .....	41
<b>II.9</b>	<b>Découlement microscopiques du magnétisme .....</b>	<b>41</b>
II.9.1	Approche ampérienne .....	41
II.9.1.1	Exposé de la théorie .....	41
II.9.1.2	Application à la magnétostatique .....	42
II.9.2	Approche coulombienne.....	42
II.9.2.1	Présentation .....	42
II.9.2.2	Conséquence macroscopique de l'approche coulombienne.....	43
<b>II.10</b>	<b>Conclusion.....</b>	<b>44</b>
<b>II.11</b>	<b>Références bibliographiques.....</b>	<b>45</b>
<b>Chapitre III</b>		
<b>Application de l'approche onde-pleine</b>		
<b>III.1</b>	<b>Introduction.....</b>	<b>49</b>
<b>III.2</b>	<b>Formalisme nécessaire pour la mise en équation du problème.....</b>	<b>50</b>
<b>III.3</b>	<b>Relation champ électrique – courant de surface.....</b>	<b>54</b>
<b>III.4</b>	<b>Projection sur fonctions de test.....</b>	<b>57</b>
<b>III.5</b>	<b>Convergence et stabilité numérique.....</b>	<b>58</b>
<b>III.6</b>	<b>Conclusion.....</b>	<b>60</b>
<b>III.7</b>	<b>Références bibliographiques.....</b>	<b>61</b>

**Chapitre IV**  
**Résultats et interprétations**

<b>IV.1 Introduction</b> .....	64
<b>IV.2 Validation de l'approche proposée</b> .....	65
<b>IV.3 Influence de la permittivité tensorielle</b> .....	67
<i>IV.3.1 Influence de la permittivité selon l'axe optique</i> .....	67
<i>IV.3.2 Influence de la permittivité perpendiculaire à l'axe optique</i> .....	68
<b>IV.4 Influence de la perméabilité tensorielle</b> .....	72
<i>IV.4.1 Influence de la perméabilité perpendiculaire à l'axe optique</i> .....	72
<i>IV.4.2 Influence de la perméabilité le long de l'axe optique</i> .....	72
<b>IV.5 Effets conjugués de la permittivité et de la perméabilité tensorielle</b> .....	75
<b>IV.6 Champ rayonné en zone lointaine</b> .....	76
<b>IV.7 Conclusion</b> .....	77
<b>IV.8 Références bibliographiques</b> .....	78
<b>Conclusion générale</b> .....	81

**Annexes**

<b>Annexe A</b> .....	85
<b>Annexe B</b> .....	88



# INTRODUCTION GENERALE

## INTRODUCTION GENERALE

Un circuit intégré monolithique hyperfréquence ou MMIC (*Monolithic Microwave Integrated Circuit*) est un type de circuit intégré fonctionnant aux fréquences radio intermédiaires entre l'infrarouge et les ondes de radiodiffusion dites « micro-ondes » (de 300 MHz à 300 GHz). Ces composants électroniques sont utilisés le plus souvent comme mélangeurs micro-ondes, comme amplificateurs de puissance, comme amplificateurs faible bruit ou comme commutateurs haute fréquence. Les entrées et les sorties d'un MMIC présentent le plus souvent une impédance caractéristique de  $50\ \text{ohms}$ . Cette caractéristique les rend plus aisés à utiliser car des MMIC montés en cascade ne requièrent pas de système d'adaptation d'impédances externe. De plus la plupart du matériel de mesure des micro-ondes est conçu pour être utilisé sous  $50\ \text{ohms}$ . Les MMIC sont de petite dimension et peuvent être produits en grande série ce qui a permis le développement rapide d'appareils comme les téléphones mobiles.

L'insertion des circuits monolithiques dans les équipements modernes de télécommunications a permis d'étendre les fréquences d'utilisation au-delà des bandes millimétriques. Cependant, pour les fréquences les plus élevées, le développement de techniques de modélisation fiables accuse un net retard par rapport à l'état de fait technologique. La philosophie de la CAO jusqu'au début des années soixante-dix était confinée dans des méthodes où la simplicité de la formulation se faisait au détriment de la prise en compte des phénomènes physiques intimes qui compliquent considérablement la modélisation des circuits intégrés monolithiques microondes. Ces méthodes permettaient des temps de calcul assez courts et ont du fait été abusivement exploitées, apportant un intérêt économique conjoncturel. Avec le développement de la puissance des ordinateurs, la seconde moitié des années soixante-dix a vu l'avènement de méthodes beaucoup plus sophistiquées, bien que leur formalisme mathématique fut connu depuis longtemps. La préoccupation s'est alors tournée vers la préservation de l'indépendance du modèle vis-à-vis des contraintes liées au procédé technologique.

Une antenne est un élément passif permettant le transfert de l'énergie électrique (au sens large) vers l'énergie électromagnétique ou vice-versa. L'antenne émettrice tire sa puissance de l'émetteur qui l'alimente, étant vue comme une charge. L'antenne réceptrice fournit la puissance captée au récepteur, agissant comme une source avec sa propre impédance interne. En théorie cependant, on préfère supposer une source courant à l'émission et une source tension à la réception, même si émission et réception sont liées à des phénomènes semblables au point de vue antenne selon le théorème de réciprocité. En vertu du théorème de réciprocité, on choisit la configuration émettrice ou réceptrice de l'antenne qui facilite la compréhension et/ou les calculs [1].

Les antennes imprimées (appelées aussi antennes microbandes ou antennes patch) sont devenues omniprésentes dans la quasi-totalité des systèmes de télécommunications. Cela est dû aux avantages qu'elles présentent : faible poids, facilité de miniaturisation, portabilité, souplesse d'installation, bonnes performances et coût de fabrication réduit [2], [3]. La technologie actuelle a bien exploité les antennes imprimées pour mettre en place des dispositifs et systèmes de plus en plus miniatures vu les exigences du marché industriel qui ne cesse d'imposer la notion de miniaturisation des circuits pour faire face aux besoins des diverses applications, notamment en aérospatiale, réseaux sans fils et applications radar.

Durant ces dernières années un intérêt croissant a été observé dans l'étude des circuits micro-ondes réalisés sur des substances anisotropes, spécialement l'anisotropie uniaxiale [4-17]. Cette anisotropie peut être intrinsèque, en raison de la nature cristalline de ces substances, ou peut être causée par leurs procédés de production. L'intérêt réservé à l'étude des substrats micro-ondes anisotropes provient de deux arguments principaux. Premièrement, il a été rapporté dans la littérature que plusieurs substrats pratiques exhibent un taux significatif d'anisotropie qui peut affecter les performances des circuits micro-ondes, et donc une caractérisation et conception précises doivent tenir compte de cet effet. Secondement, il est possible que l'utilisation de tels matériaux peut avoir un effet bénéfique sur les circuits micro-ondes. Comme exemple, nous citons l'utilisation des substrats diélectriques anisotropes pour l'élargissement de la bande passante. La polarisation circulaire qui est très demandée en pratique peut être également obtenue par l'utilisation de substances anisotropes.

Dans le présent travail, nous étendons l'analyse théorique présentée dans [7-14] afin qu'il soit valable pour l'étude des patches rectangulaires gravés sur des substances anisotropes caractérisées par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle. Au meilleur de notre connaissance, ce sujet n'a pas été traité auparavant dans la littérature ouverte; uniquement des patches réalisés sur des substrats non-magnétiques ont été considérés. Pour atteindre cet objectif, le présent travail sera scindé en quatre chapitres complémentaires.

Nous débutons le premier chapitre par la présentation d'un bref historique sur les antennes microbandes, les avantages et les inconvénients de ces antennes ainsi que les différentes techniques d'excitation. Un intérêt particulier a été réservé au développement d'un modèle approché pour la caractérisation de l'antenne. En outre de la compatibilité de ce modèle avec la CAO, les résultats de ce modèle peuvent servir comme valeurs initiales dans l'approche onde-pleine qui sera développée dans la suite de cette thèse.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons le comportement particulier des ferrites en hyperfréquences quand ils sont polarisés par un champ magnétique statique : c'est ce qu'on appelle la non-réciprocité. Nous citons également les applications actuelles de ce phénomène dans le domaine des télécommunications, ainsi que les applications potentielles qui en découlent. Nous évoquons également l'intérêt particulier des métamatériaux qui ouvrent les voix à des perspectives remarquables.

Le troisième chapitre constitue le formalisme théorique de notre travail qui est inspiré de l'approche onde-pleine. Nous présentons la technique de l'équation intégrale appliquée à un substrat ayant une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle. Nous définissons les paramètres caractéristiques de ce type d'antennes en terme de la solution obtenue via la méthode de Galerkin. Nous présentons une nouvelle approche pour la détermination de la fonction spectrale dyadique de Green pour le cas d'un substrat ayant une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle. En outre des fonctions de base sinusoïdales, nous introduisons un nouveau type de fonctions de base dans l'approximation du courant de la plaque rectangulaire timbrée sur un substrat ayant une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle.


Nous présenterons dans le quatrième chapitre les résultats de la modélisation obtenus à partir des programmes que nous avons développé en se basant sur l'approche proposée. Le langage utilisé est le Fortran. Les valeurs numériques obtenues pour différents paramètres de l'antenne seront validées avec les données reportées en littérature. Par la suite, nous discutons en détails les effets du tenseur de permittivité et celui de la perméabilité sur la fréquence d'opération et la bande passante de l'antenne. Par ailleurs, dans le même chapitre une interprétation physique des résultats obtenus est octroyée.

Finalement, les principales trouvailles de ce travail et des suggestions pour des études complémentaires concernant le thème traité seront résumées dans la conclusion générale. Malgré la dominance théorique de notre étude, nous avons essayé de ne pas négliger l'aspect physique en nous appuyant sur des résultats expérimentaux.

**Références bibliographiques**

- [1] D. Grenier, *Antennes et propagation radio*. Québec: Université Laval, 2015.
- [2] S. Tebache, "Méthode de caractérisation hyperfréquence des antennes imprimées," Mémoire de Magister, Université de Sétif, Juin 2013.
- [3] F. Zhao, T. Liu, and Z. Qian, "A circularly polarized aperture stacked patch microstrip antenna for L band," *Progress in Electromagnetics Research C*, Vol. 20, pp. 95-109, 2011.
- [4] S. Benkouda, "Contribution à l'étude des problèmes de caractérisation des antennes microrubans à plaques rayonnantes parfaitement conductrices et supraconductrices," Thèse de Doctorat e-Science, Université de Batna, 2012.
- [5] C. Zebiri, "Effet de l'anisotropie tensorielle sur les paramètres des structures planaires : contribution à une réalisation d'un résonateur micro-ondes," Thèse de Doctorat e-Science, Université de Constantine, 2011.
- [6] D. Khedrouche, F. Bouttout, T. Fortaki, and A. Benghalia, "Spectral-domain analysis of multilayer cylindrical-rectangular microstrip antennas," *Engineering analysis with boundary elements*, Vol. 33, pp. 930-939, 2009.
- [7] S. Benkouda and T. Fortaki, "Resonance of rectangular microstrip patch over ground plane with rectangular aperture in the presence of high-permittivity dielectric layer below the aperture," *Proc. PIERS11, Marrakech, Morocco*, pp. 239-241, 2011.
- [8] S. Bedra, S. Benkouda, M. Amir, and T. Fortaki, "Resonant frequency of tunable microstrip ring antenna printed on isotropic or uniaxially anisotropic substrate," *Advanced Electromagnetics*, Vol. 2, pp. 6-9, 2013.
- [9] Y. Tighilt, F. Bouttout, and A. Khellaf, "Modeling and design of printed antennas using neural networks," *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, Vol. 21, pp. 228-233, 2011.
- [10] S. Bedra and T. Fortaki, "Rigorous Full-Wave Analysis of Rectangular Microstrip Patch Antenna on Suspended and Composite Substrates," *Wireless personal communications*, pp. 1-9, 2014.
- [11] O. Barkat and A. Benghalia, "Radiation and resonant frequency of superconducting annular ring microstrip antenna on uniaxial anisotropic media," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Vol. 30, pp. 1053-1066, 2009.

- [12] A. Messai, S. Benkouda, M. Amir, S. Bedra, and T. Fortaki, "Analysis of high superconducting rectangular microstrip patches over ground planes with rectangular apertures in substrates containing anisotropic materials," *International Journal of Antennas and Propagation*, Vol. 2013, 2013.
- [13] F. Benmeddour, C. Dumond, F. Benabdelaziz, and F. Bouttout, "Improving the performances of a high TC superconducting circular microstrip antenna with multilayered configuration and anisotropic dielectrics," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 18, pp. 169-183, 2010.
- [14] S. Bedra, R. Bedra, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Full-wave analysis of anisotropic circular microstrip antenna with air gap layer," *Progress In Electromagnetics Research M*, Vol. 34, pp. 143-151, 2014.
- [15] C. Zebiri, M. Lashab, and F. Benabdelaziz, "Rectangular microstrip antenna with uniaxial bi-anisotropic chiral substrate–superstrate," *IET microwaves, antennas & propagation*, Vol. 5, pp. 17-29, 2011.
- [16] Y. Tighilt, " Identifications des antennes microrubans multicouches par la méthode spectrale et les réseaux de neurones," Thèse de Doctorat e-Science, Université de Setif, 2011.
- [17] F. Benmeddour, " Etude et réalisation d'un résonateur microruban de forme circulaire : application au cas particulier de l'alimentation par couplage," Thèse de Doctorat e-Science, Université de Constantine, 2012.



# CHAPITRE I

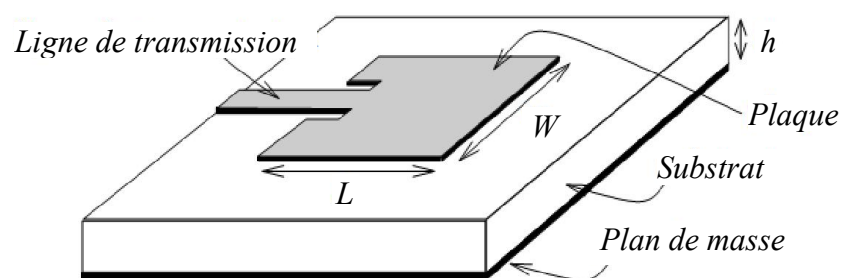
## Modèle approché pour l'analyse d'une antenne microbande

## I.1 Introduction

Le rôle d'une antenne est de convertir l'énergie électrique d'un signal en énergie électromagnétique transportée par une onde électromagnétique (ou inversement). Une définition traditionnelle est la suivante : une antenne d'émission est un dispositif qui assure la transmission de l'énergie entre un émetteur et l'espace libre où cette énergie va se propager. Réciproquement, une antenne de réception est un dispositif qui assure la transmission de l'énergie d'une onde se propageant dans l'espace à un appareil récepteur.

Une antenne s'utilise en général avec des signaux autour d'une fréquence donnée pour laquelle l'antenne possède des capacités optimales pour émettre ou recevoir l'énergie électromagnétique correspondante dans l'espace environnant. La fréquence de résonance d'une antenne dépend d'abord de ses dimensions propres, mais aussi des éléments qui lui sont ajoutés : on peut la mesurer approximativement avec un dipmètre. Par rapport à la fréquence de résonance centrale de l'antenne, un affaiblissement de 3 dB détermine les fréquences minimum et maximum d'utilisation ; la différence entre ces deux fréquences correspond à la bande passante.

L'idée de l'antenne micro-ruban retourne aux années 1950. La première réalisation des antennes micro-rubans a été faite seulement en 1970 [1]. Cependant, l'attention particulière qui leur est prêtée de nos jours, est directement liée à la popularité croissante des antennes réseaux. L'antenne micro-ruban, aussi connue sous l'appellation anglaise "patch antenna" est constituée d'une plaque conductrice profilée directement sur une surface diélectrique. La figure I.1 illustre un exemple d'antenne micro-ruban [2], [3], [4], [5].



*Figure I.1 – Géométrie d'une antenne micro-ruban rectangulaire.*

Les problèmes qui limitent la généralisation de l'emploi des antennes réseaux sont :

- l'alimentation compliquée de chacun des éléments ;
- l'encombrement spatial produit par l'ensemble des éléments.

L'antenne micro-ruban agissant comme élément rayonnant s'avère un choix intéressant pour diverses raisons.

- On peut acheminer les signaux RF sur la même surface diélectrique qui agit alors comme substrat d'une ligne micro-ruban, et les amener au point d'alimentation de l'antenne.
- On peut aussi en profiter pour insérer des composants discrets pour amplification ou adaptation (transistors, diodes, capacités ...).
- On peut facilement jouer avec la disposition des éléments plaques sur la surface diélectrique entière pour réaliser un réseau à 2 dimensions. En plus, le prix de revient par unité demeure très abordable [6], [7].

## I.2 D'où vient l'idée d'antenne patch?

Nous savons que la propagation des ondes dans une ligne micro-ruban s'effectue à la fois dans le milieu diélectrique et dans l'air comme le montre la Figure I.2.

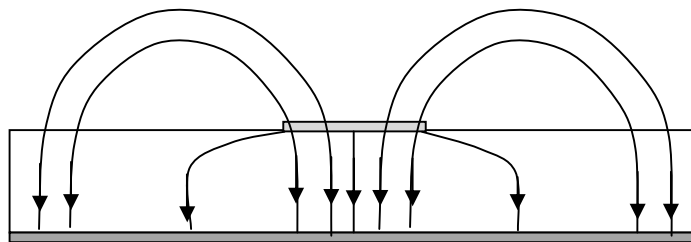


Figure I.2 – Champ électrique émis par une ligne micro-ruban

Du point de vue modélisation, les deux milieux sont remplacés par un unique milieu effectif caractérisé par une constante diélectrique relative effective exprimée par :

$$\varepsilon_{r\text{ eff}} = \left(\frac{\varepsilon_r + 1}{2}\right) + \left(\frac{\varepsilon_r - 1}{2}\right) \left(1 + 12 \frac{h}{W}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{I.1})$$

Remarque : Cette équation est donnée pour  $W/h > 1$ .

La répartition des lignes de champs, qui s'étendent autour et dans la structure, dépend donc essentiellement :

- De la largeur  $W$  des circuits métallisés
- Des caractéristiques du substrat à savoir sa constante diélectrique  $\varepsilon_r$  et son épaisseur  $h$

Le choix des valeurs de ces paramètres conditionne couramment le type d'application qu'on peut envisager en technologie micro-ruban.

Pour la réalisation des circuits hyperfréquences, on recherchera à minimiser le rayonnement de la ligne en espace libre et choisira en conséquence un substrat tel que l'énergie électromagnétique reste concentrée dans le diélectrique (plus exactement dans la cavité que forme la bande métallique et le plan de masse). On utilisera donc des substrats à constante diélectrique élevée comme de l'Alumine  $\epsilon_r = 9.9$  pour concevoir par exemple un amplificateur faible bruit [8], [9], [10].

En ce qui concerne les antennes, le substrat le mieux approprié est celui possédant une constante diélectrique faible, une épaisseur grande par rapport à la longueur d'onde d'opération et peu de pertes (faible  $\tan \delta$ ). Un substrat épais augmente la puissance rayonnée par l'antenne, réduit les pertes par effet Joules et améliore la bande passante de l'antenne. En contre partie, le poids de la structure est augmenté. Une faible valeur de la constante diélectrique typiquement  $\epsilon_r = 2.5$  favorise l'extension des champs autour de la ligne et donc la puissance rayonnée [11], [12], [13].

### I.3 Les techniques d'alimentations d'antenne micro-ruban

Le rayonnement de la plaque provient des effets de bord qu'on cherche toujours à maximiser. Pour ce faire, il convient de prendre un substrat le plus épais possible tout en restant bien inférieur à la longueur d'onde (normalement  $0.003\lambda < h < 0.05\lambda$ ) ; avec une constante diélectrique  $\epsilon_r$  faible.

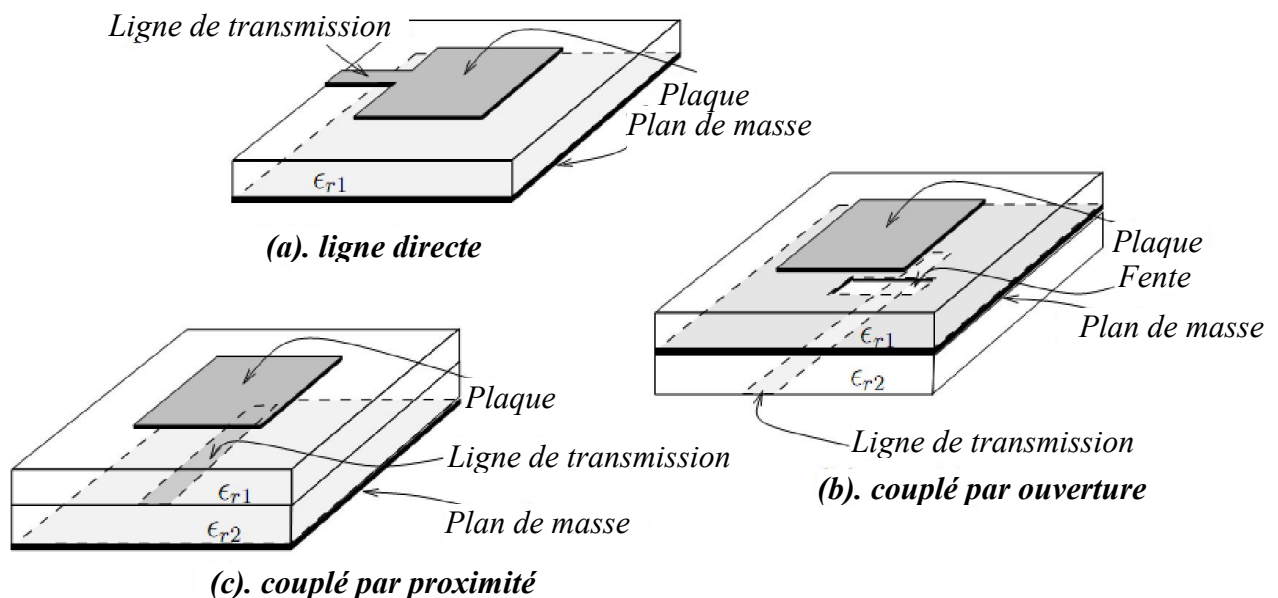


Figure I.3 – Alimentations usuelles d'une antenne micro-ruban.

Ces deux caractéristiques optimales des paramètres du substrat vont à l'encontre des valeurs recherchées pour une ligne de transmission. Ainsi, pour améliorer à la fois, le rendement des lignes de transmission et celui du rayonnement des plaques, il faut faire un compromis ou utiliser deux substrats superposés de constantes diélectriques différentes satisfaisant les besoins du rayonnement pour l'un, et de la transmission pour l'autre [14].

L'alimentation du patch dépend grandement du type et de l'arrangement du ou des substrats employés, les alimentations les plus usuelles apparaissent à la figure I.3. La manière la plus simple utilise un seul substrat avec une ligne de transmission micro-ruban.

Dans ce cas, la ligne se rend directement à la plaque. Si la ligne de transmission est coaxiale, on préfère arriver par derrière le substrat et joindre la plaque de l'autre côté par une sonde traversant le diélectrique.

Avec deux substrats, l'alimentation se réalise par couplage à travers une ouverture coupée dans le plan de masse; ou encore par proximité si le substrat de la plaque n'a pas de plan de masse et est directement apposé par-dessus de l'autre substrat du côté de la gravure des lignes de transmission. Des considérations de conception : largeur de bande, efficacité, facilité d'adaptation, etc... Influencent aussi le choix du type d'alimentation [15], [16].

Quoique l'analyse du rayonnement se généralise pour toutes formes de plaques, on se limitera ici aux plaques rectangulaires car les fonctions trigonométriques suffisent dans l'analyse de ces dernières.

Il existe au moins 3 façons de voir le rayonnement d'une antenne micro-ruban :

- le modèle de la cavité résonnante ;
- le modèle de la ligne de transmission ;
- le modèle onde pleine (full-wave) impliquant les équations intégrales et la méthode des moments.

On procédera ici en utilisant le modèle qui assure une meilleure compréhension pour l'application désirée.

Par exemple, la cavité résonnante simplifie de manière toute relative, les mécanismes de rayonnement alors que la ligne de transmission facilite la tâche de la détermination de l'impédance d'entrée. On recommande la lecture du livre de Balanis pour ceux ou celles qui aimeraient avoir plus de détails sur la compréhension des antennes micro-rubans [3].

## I.4 Ouvertures rayonnantes

### I.4.1 Rayonnement par ouverture

Une antenne dont sa structure est une ouverture pratiquée dans une surface conductrice infinie par laquelle passe un champ électromagnétique est appelée antenne à ouverture. Un exemple concret est un cornet qui termine un guide d'onde [17].

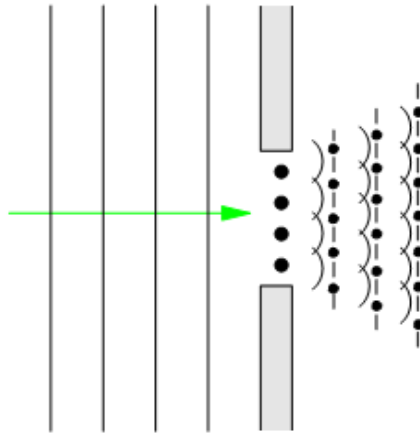


Figure I.4 – Onde plane traversant une ouverture.

Quoique l'utilisation de l'antenne à ouverture ne remonte qu'à la seconde guerre mondiale, le concept de base repose sur les travaux de Huygens de 1690 ; ce concept est montré dans la figure I.5.

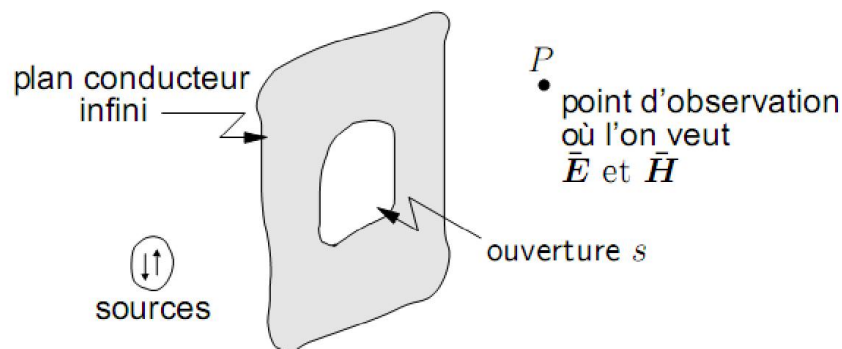


Figure I.5– Rayonnement à travers une ouverture.

Pour des antennes filiformes, il semblait très naturel de prendre la distribution de courant sur l'antenne et de considérer un élément de courant comme la source de rayonnement.

Avec l'antenne à ouverture, ce sont les champs à travers l'ouverture qui agiront comme sources [18].

### I.4.2 Equivalence de Love

Le principe d'équivalence de Love fait que les champs électromagnétiques à l'extérieur d'un volume  $V$  délimité par une surface fermée  $S$  ayant une normale  $\mathbf{a}_n$  et entourant une ou plusieurs sources quelconques situées dans le volume  $V$  peuvent être obtenus en substituant la ou les sources initiales par des densités de courants de surface électrique et magnétique.

Le tout apparaît sur la figure I.6 On voit ici l'intérêt du courant magnétique qui n'existe pas dans la réalité, mais qui, avec le principe d'équivalence pourra simplifier certains problèmes. Les champs à l'intérieur du volume  $V$  sont cependant nuls après avoir éliminées les sources initiales [19].

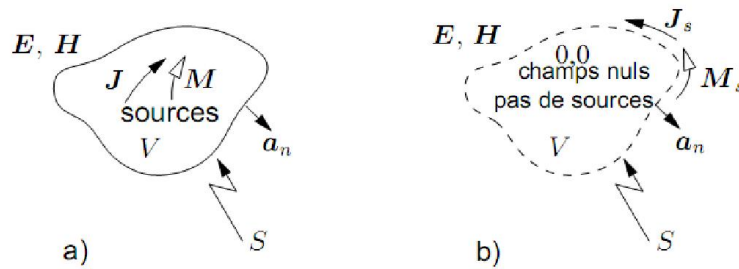


Figure I.6 – Equivalence des sources de Love : a) problème original, b) problème équivalent.

Les densités de courants électrique et magnétique respectent les conditions aux limites sur la surface  $S$  :

$$\bar{J}_s = \mathbf{a}_n \times [\bar{H}]_S \tag{I.2}$$

$$\bar{M}_s = [\bar{E}]_S \times \mathbf{a}_n \tag{I.3}$$

Où  $[\bar{H}]_S$  et  $[\bar{E}]_S$  sont les champs produits par les sources originales évalués sur la surface  $S$ .

### I.4.3 Equivalences avec conducteurs

On peut rajouter 2 autres modèles équivalents qui sont utilisés en présence de conducteurs parfaits électrique ou magnétique ; ce dernier découle de la dualité avec sources magnétiques.

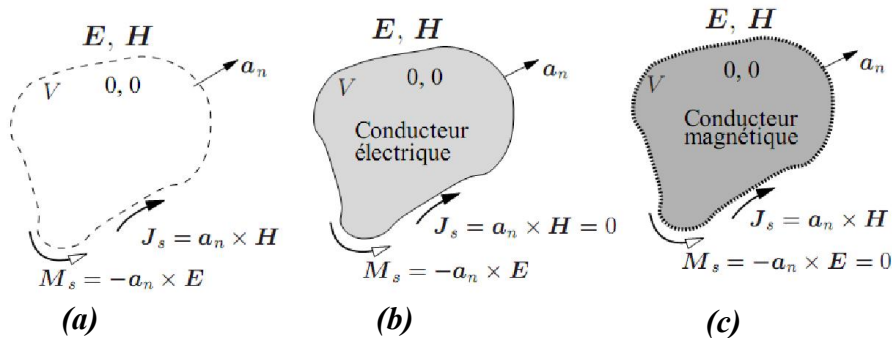


Figure I.7– Modèles d'équivalence avec conducteurs :

a) Love, b) conducteur électrique, c) conducteur magnétique.

Une fois l'équivalence de Love obtenue, les champs électromagnétiques deviennent nuls à l'intérieur du volume  $V$  car il n'existe plus de sources. Si un conducteur électrique parfait avec  $\sigma = \infty$  est inséré dans le volume  $V$ , rien n'est changé et on conserve  $\vec{E} = \vec{H} = 0$  dans  $V$ . Ainsi, le remplissage du volume  $V$  par un conducteur électrique ne perturbe pas les champs extérieurs.

D'autre part, par dualité toujours, un conducteur magnétique parfait qui occuperait tout le volume  $V$  produit le même comportement mais sur le courant  $\vec{M}_s$ . En conséquence, les modèles présentés sur la figure I.7 sont équivalents car dans les 3 cas, les champs extérieurs au volume  $V$  restent identiques [20].

#### 1.4.4 Directivité d'une antenne micro-ruban

La directivité  $D(\theta, \phi)$  d'une antenne dans une direction donnée représente donc le rapport de l'intensité du rayonnement dans cette direction à l'intensité moyenne  $K_{moy}$  soit celle qui serait obtenue si la puissance était émise uniformément dans toutes les directions par une antenne isotrope :

$$K_{iso} = K_{moy} = \frac{\langle Pt \rangle}{4\pi}$$

La directivité, la surface effective maximale et l'angle solide du faisceau sont données par :

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} (AB) \quad (I.9)$$

$$A_{em} = (AB) = A_p \quad (I.10)$$

$$\Omega_a = \frac{\lambda^2}{(AB)} \quad (I.11)$$

On démontre que les 3 dernières équations demeurent valides pour tous les genres d'ouvertures à condition que le champ à travers l'ouverture soit constant et uniforme.

### 1.5 Etude des structures rayonnantes

Au départ, on assume que le champ dans le diélectrique est limité par l'espace entre la plaque et le plan de masse. On traite donc cet espace comme une cavité dont les 6 parois sont :

- les 2 conducteurs électriques de la plaque et du plan de masse ;
- les 4 murs magnétiques (qui simulent le circuit-ouvert) à la périphérie de la plaque.

Les murs magnétiques se comportent avec le champ magnétique comme un conducteur avec le champ électrique; ceci découle de la réciprocité où on crée des charges et des courants magnétiques. Malheureusement, si l'antenne micro-ruban est traitée comme une cavité résonnante avec murs magnétiques, aucun rayonnement n'est possible puisque l'impédance d'entrée vue devient purement réactive [5]. Le facteur  $Q$  tend vers l'infinie d'où une largeur de bande nulle. Il faut ajouter des mécanismes de pertes sur les parois magnétiques pour obtenir du rayonnement.

### 1.5.1 Champs dans la cavité

À cause de la faible épaisseur du diélectrique, l'onde dans l'espace entre la plaque et le plan de masse subit une forte réflexion lorsqu'elle arrive aux extrémités vis-à-vis les murs magnétiques. Ainsi, une faible quantité de la puissance incidente est rayonnée à travers les ouvertures ; les antennes micro-rubans possèdent donc une faible efficacité. Le diagramme d'onde stationnaire produit par les réflexions avec l'onde incidente, suit donc une forme cosinoïdale. On sait que cette même forme cosinoïdale décrit aussi l'amplitude du champ électrique dans un mode transverse magnétique avec composante nulle de  $H$  suivant l'axe de la hauteur  $z$ , soit  $TM^z$ . Le champ  $H$  doit être tangentiel au niveau du plan de masse et de la plaque. De plus, comme le diélectrique est mince, l'amplitude du champ  $E$  selon  $z$  est considérée constante, soit  $TM_{mn0}^z$ . Si on conserve uniquement la cavité, la géométrie pour l'analyse d'une antenne micro-ruban apparaît sur la figure I.8. La configuration des champs dans la cavité est décrite à partir de l'approche utilisant le potentiel vecteur [21], [22].

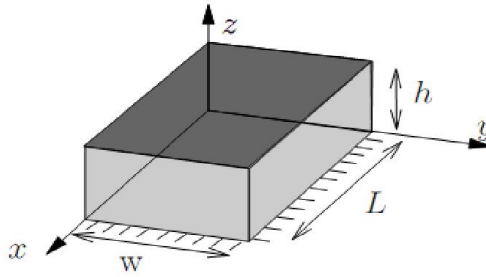


Figure I.8 – Géométrie adoptée pour l'analyse d'une antenne micro-ruban.

Dans le mode transverse en  $Z$ , le potentiel vecteur  $A_z$  doit satisfaire l'équation d'onde homogène :

$$\nabla^2 \bar{A}_z + \beta^2 \bar{A}_z = 0 \quad (\text{I.12})$$

Dont la solution générale s'obtient par la technique de séparation des variables :

$$\bar{A}_z = (\bar{C}_1 \cos(\beta_x x) + \bar{S}_1 \sin(\beta_x x)) (\bar{C}_2 \cos(\beta_y y) + \bar{S}_2 \sin(\beta_y y)) (\bar{C}_3 \cos(\beta_z z) + \bar{S}_3 \sin(\beta_z z)) \quad (\text{I.13})$$

Les constantes de propagation en  $x$ ,  $y$  et  $z$ , ainsi que les constantes  $\bar{C}_k$  et  $\bar{S}_k$  sont déterminées en appliquant les conditions aux limites. Les diverses composantes des champs sont ainsi reliées à  $\bar{A}_z$  :

$$\bar{E}_x = -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} \frac{\partial^2 \bar{A}_z}{\partial x \partial z} \quad (\text{I.14})$$

$$\bar{E}_y = -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} \frac{\partial^2 \bar{A}_z}{\partial y \partial z} \quad (\text{I.15})$$

$$\bar{E}_z = -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2 \right) \bar{A}_z \quad (\text{I.16})$$

$$\bar{H}_x = \frac{1}{\mu} \frac{\partial \bar{A}_z}{\partial y} \quad (\text{I.17})$$

$$\bar{H}_y = \frac{1}{\mu} \frac{\partial \bar{A}_z}{\partial x} \quad (\text{I.18})$$

$$\bar{H}_z = 0 \quad (\text{I.19})$$

Avec les conditions aux limites suivantes :

$$\bar{E}_x(z' = 0, h) = 0$$

$$\bar{H}_x(y' = 0, w) = 0$$

$$\bar{H}_y(x' = 0, L) = 0$$

Les coordonnées  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$  sont utilisées pour représenter les champs dans la cavité.

L'application de chacune des conditions aux limites donne respectivement :

- $\bar{S}_3 = 0$   
 $\beta_z = \frac{p\pi}{h}$  pour  $p = 0, 1, 2, \dots$
- $\bar{S}_2 = 0$   
 $\beta_y = \frac{n\pi}{w}$  pour  $n = 0, 1, 2, \dots$
- $\beta_x = \frac{m\pi}{L}$  pour  $m = 0, 1, 2, \dots$

La forme finale de l'expression du potentiel vecteur  $\bar{A}_z$  dans la cavité, devient :

$$\bar{A}_z = \bar{C}_{mnp} \cos(\beta_x x') \cos(\beta_y y') \cos(\beta_z z') \quad (\text{I.20})$$

Où  $\bar{C}_{mnp}$ , le coefficient d'amplitude du mode  $mnp$ , dépend du niveau de puissance associée au mode en question.

Puisque les projections de la constante de propagation dans chacun des axes, sont sujets à la contrainte :

$$\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2 = \left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{w}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{h}\right)^2 = \beta_r^2 = \omega^2 \mu \epsilon \quad (\text{I.21})$$

Alors la fréquence de résonance de la cavité pour le mode  $mnp$  vaut :

$$(f_r)_{mnp} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{w}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{h}\right)^2} \quad (\text{I.22})$$

On peut maintenant exprimer les champs dans la cavité en substituant (I.19) dans les équations de (I.13) à (I.18). D'où :

$$\bar{E}_x = -j \frac{\beta_x \beta_z}{\omega \mu \epsilon} \bar{C}_{mnp} \sin(\beta_x x') \cos(\beta_y y') \sin(\beta_z z') \quad (\text{I.23})$$

$$\bar{E}_y = -j \frac{\beta_y \beta_z}{\omega \mu \epsilon} \bar{C}_{mnp} \cos(\beta_x x') \sin(\beta_y y') \sin(\beta_z z') \quad (\text{I.24})$$

$$\bar{E}_z = -j \frac{(\beta^2 - \beta_z^2)}{\omega \mu \epsilon} \bar{C}_{mnp} \cos(\beta_x x') \cos(\beta_y y') \cos(\beta_z z') \quad (\text{I.25})$$

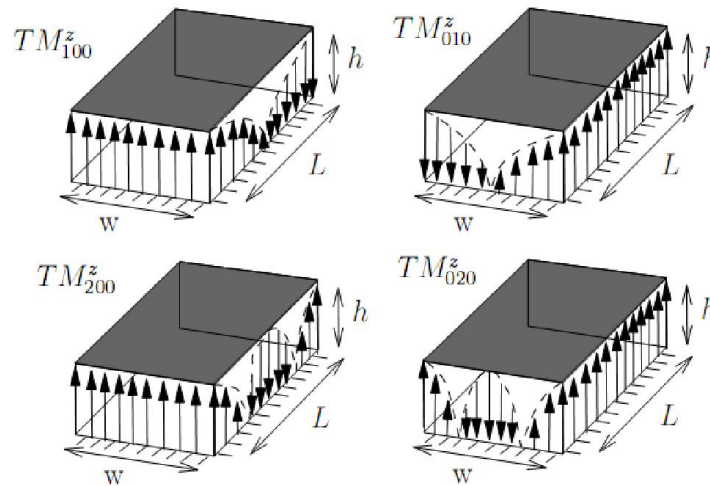
$$\bar{H}_x = -\frac{\beta_y}{\mu} \bar{C}_{mnp} \cos(\beta_x x') \sin(\beta_y y') \cos(\beta_z z') \quad (\text{I.26})$$

$$\bar{H}_y = \frac{\beta_x}{\mu} \bar{C}_{mnp} \sin(\beta_x x') \cos(\beta_y y') \cos(\beta_z z') \quad (\text{I.27})$$

$$\bar{H}_z = 0 \quad (\text{I.28})$$

### I.5.2 Distribution des lignes du champ électrique dans la cavité résonnante

On retrouve dans la figure I.9, l'allure de la distribution du champ électrique dans la cavité résonnante pour les principaux modes. Le champ est indépendant de  $z$  dans tous les cas ( $p = 0$ ) ; la longueur de la flèche indique l'amplitude. Habituellement, on fait fonctionner l'antenne micro-ruban à la plus basse fréquence de résonance (mode dominant) [5].



**Figure I.9 – Distribution du champ électrique dans la cavité selon le mode :**

**a) mode  $TM_{100}^z$ , b) mode  $TM_{010}^z$ , c) mode  $TM_{200}^z$ , d) mode  $TM_{020}^z$ .**

Pour déterminer ce mode dominant, une analyse de l'équation (I.21) suffit pour voir que la plus basse fréquence est obtenue avec un seul des paramètres  $m$ ,  $n$  ou  $p$  égal à 1 et les deux autres à 0 (les trois paramètres ne peuvent être à 0 simultanément). Celui correspondant à la plus grande dimension habituellement  $L$ , est celui qui vaut 1.

Dans le mode choisi  $TM_{100}^z$ , les seules composantes non-nulles des champs dans la cavité sont

$$\bar{E}_z = -jE_o \cos\left(\frac{\pi x'}{L}\right) \quad \text{et} \quad \bar{H}_y = \frac{\bar{E}_o}{\eta d} \sin\left(\frac{\pi x'}{L}\right) \quad (\text{I.29})$$

Avec  $E_o = \frac{\beta^2}{\omega\mu\epsilon} \bar{C}_{100} = \omega \bar{C}_{100}$  et  $\eta d$  est l'impédance intrinsèque du diélectrique.

On modélise maintenant l'antenne micro-ruban comme :

- Une cavité rectangulaire remplie d'un diélectrique  $\epsilon_{r_{eff}}$  ;
- délimitée par :
  - 2 murs électriques (parfaits conducteurs électriques) ;
  - 4 murs magnétiques (parfaits conducteurs magnétiques) ;
- avec les champs entièrement à l'intérieur.

En fait, les champs ne sont pas tout-à-fait circonscrits et un rayonnement existe à travers les ouvertures latérales que sont les murs magnétiques. Le rayonnement est cependant à faible efficacité d'où la validité du modèle développé dans [22].

Il suffit maintenant de combiner les champs rayonnés à grande distance, produits par chacune des 4 ouvertures connaissant la distribution des champs dans les ouvertures respectives. On doit revenir aux notions sur les antennes à ouverture. On vérifie que deux ouvertures opposées rayonnent mais leurs contributions s'annulent dans la direction du lobe principal dans les plans principaux de rayonnement alors que les deux autres ouvertures forment les ouvertures dites rayonnantes car ce sont elles qui produiront des contributions constructives. Pour éviter des calculs inutiles, on admet que :

- les ouvertures latérales avant et arrière ( $x = 0$  et  $x = L$ ) constituent les ouvertures rayonnantes ;
- celles latérales gauche et droite ( $y = 0$  et  $y = w$ ) rayonnent des champs s'éliminant dans la direction optimale (En appliquant les conditions aux limites du champ électrique en mode  $TM_{100}$  sur les parois magnétiques on obtient des densités de courants magnétiques de même amplitude mais de directions opposées dans le plan  $E(xz)$  et déphasées de  $180^\circ$  dans le plan  $H(yz)$ ).

Pour favoriser une meilleure efficacité, la distance entre les deux ouvertures rayonnantes approchera  $L = \lambda_g/2$  ( $\lambda_g = \lambda_x$  est la longueur d'onde guidée suivant l'axe  $x$  dans le diélectrique) de sorte que les champs lointains issus de chacune des ouvertures soient en construction maximale. De cette manière les polarisations du champ  $\bar{E}_a$  dans les ouvertures rayonnantes sont en complètes opposition de phase mais les courants magnétiques  $\bar{M}_{sa}$  seront en phase. L'examen de la distribution des champs dans les ouvertures rayonnantes pour le mode  $TM_{100}^E$ , montre que cette distribution est uniforme dans les deux ouvertures. On doit faire gaffe aux angles car la normale aux ouvertures est  $\pm a_x$  et non plus  $a_z$ . Avant tout, il convient d'éliminer les effets produits par la présence des conducteurs grâce aux modèles équivalents montrés au paragraphe (I.4.3). Ainsi donc, avec les conducteurs retirés et l'équivalence simple, les champs dans les ouvertures rayonnantes sont remplacés par :

$$\bar{M}_{sa_k} = 2\bar{E}_{a_k} \times a_{n_k}$$

Où l'indice  $k$  vaut 1 ou 2 selon l'ouverture choisie.

- Pour celle en avant ( $k = 1$ ), on a :

$$\bar{E}_{a_1} = E_o a_z$$

$$a_{n_1} = a_x .$$

- Pour celle en arrière ( $k = 2$ ), on a :

$$\bar{E}_{a_2} = E_o (-a_z)$$

$$a_{n_2} = -a_x .$$

Ce qui donne :

$$\bar{M}_{sa_1} = \bar{M}_{sa_2} = 2E_o a_y . \quad (I.30)$$

Pour déterminer les expressions de  $\bar{L}_1$  et  $\bar{L}_2$ , (où les  $\bar{N}_k$  n'existent pas parce-qu'il y a absence de courant électrique). Il faut tenir compte de l'emplacement des ouvertures. En fait, on pourrait voir les deux ouvertures comme 2 éléments d'une antenne réseau dont les courants d'alimentation sont identiques et en phase produisant un rayonnement transversal [22]. Autrement, ce sont les expressions des termes  $r'_1$  et  $r'_2$  qui diffèrent. On vérifie que :

$$r_1'' = \sqrt{\left(x - \frac{L}{2}\right)^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2} \quad (I.31)$$

$$\approx \sqrt{x^2 - xL + y^2 - 2yy' + z^2 - 2zz'} = \sqrt{r - (xL + 2yy' + 2zz')} \quad (I.32)$$

$$\approx r \left(1 - \frac{xL + 2yy' + 2zz'}{2r^2}\right) \quad (I.33)$$

$$\approx r - \frac{xL + 2yy' + 2zz'}{2r} \quad (I.34)$$

$$r_2'' \approx r - \frac{-xL + 2yy' + 2zz'}{2r} \quad (I.35)$$

Le passage de (I.31) à (I.32) est rendu possible grâce à l'approximation binomiale. Si on considère que l'épaisseur  $h$  est faible de sorte que  $\beta h \ll 1$  alors on néglige le terme de phase  $zz'$  car l'intégrale en  $z'$  sur  $h$  assumera une variation trop fine. Ainsi, les intégrales sur les ouvertures conduisent à ceci.

- Pour  $k=1$ , on a :

$$\bar{L}_1 = \int_{S_1'} (2E_o a_y) e^{j\beta r_1'} dS \quad (I.36)$$

$$= \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} (2E_o a_y) e^{j\beta \frac{xL + 2yy' + 2zz'}{2r}} dz' dy' \quad (I.37)$$

$$\approx 2E_o a_y e^{j\beta xL/2r} h \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} e^{j\beta \frac{yy'}{r}} dy' \quad (I.38)$$

$$\approx 2E_o e^{j\beta xL/2r} h w \text{sinc} \left( \beta \frac{yw}{2r} \right) a_y \quad (I.39)$$

Comme :

$$x = r \cos\varphi \sin\theta$$

$$y = r \sin\varphi \sin\theta$$

On arrive à :

$$\bar{L}_1 = 2E_o h w \text{sinc} \left( \beta \frac{w}{2} \sin\varphi \sin\theta \right) e^{j\beta \frac{L}{2} \cos\varphi \sin\theta} a_y \quad (I.40)$$

- Pour  $k=2$ , on a :

$$\bar{L}_2 = 2E_o h w \text{sinc} \left( \beta \frac{w}{2} \sin\varphi \sin\theta \right) e^{j\beta \frac{L}{2} \cos\varphi \sin\theta} a_y \quad (I.41)$$

Il devient évident selon (I.39) et (I.40) que la direction et le module des  $L_k$  sont identiques. L'addition des deux contributions met en évidence le facteur de réseau :

$$\bar{L} = \bar{L}_1 + \bar{L}_2 = 2 E_o h w \operatorname{sinc} \left( \beta \frac{w}{2} \sin \varnothing \sin \theta \right) 2 \cos \left( \beta \frac{L}{2} \cos \varnothing \sin \theta \right) a_y \quad (\text{I.42})$$

## I.6 Privilèges et limites 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 microrubans ont également des limitations à savoir :

- Bande passante étroite et 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 [23].


## **I.7 Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons montré le rôle et l'évolution technologique des antennes patches aussi bien que les avantages et les inconvénients de ces 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 taille du substrat sur la fréquence de résonance et également sur la largeur de la bande passante [9]. 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 voire même impossible d'ajuster les caractéristiques des antennes microbandes une fois qu'elles sont réalisées. Par conséquent la CAO 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 minime [23].

## I.8 Références bibliographiques

- [1] G.A. Deschamps, "Microstrip Microwave Antenna", Third USAF Symp. on Antennas, 1953.
- [2] E.C. Jordan, "Electromagnetic Waves and Radiating Systems". Prentice-Hall, New-York (NY), 1950.
- [3] C. A. Balanis, "Antenna theory, analysis and design," John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, USA, 2005.
- [4] D. M. Pozar, "Microstrip Antennas," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 80, n°1, pp.79-91, january 1992.
- [5] 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.
- [6] I. J. Bahl et P. Bhartia, "Microstrip Antennas," Artech House, Dedham. MA, U.S.A., 1980.
- [7] J. Griffiths, "Radio Wave Propagation and Antennas – an Introduction". Prentice-Hall International, London (UK), 1987.
- [8] 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.
- [9] T. Fortaki, "caractérisation d'une antenne microbande rectangulaire. Effet de l'anisotropie uniaxiale du substrat," Thèse de magister, Université de Constantine, Avril. 1999.
- [10] 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.
- [11] 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.

- [12] 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.
- [13] 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.
- [14] 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.
- [15] 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.
- [16] F. Abboud, J.P. Damiano et A. Papiernik, "Input impedance of a microstrip antenna," *JNM*, pp. 255-258, Montpellier, France, 1986.
- [17] 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.
- [18] S. Ramo, J.R. Whinnery, T.V. Duzer, "Fields and Waves in Communication Electronics". John Wiley, New-York (NY), 1965, 1984, 1994.
- [19] M.F. Iskander, *Electromagnetic – Fields and Waves*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs (NJ), 1992.
- [20] G. Gronau, I. Wolff, "Aperture-coupling of a rectangular microstrip resonator," *Electronics Letters*, vol. 22, pp.554-556, Mai 1986.
- [21] Philippe Labèguerie ; "Les matériaux magnétiques hyperfréquences: des ferrites aux méta matériaux" ; CLEFS CEA - N° 56 - HIVER 2007-2008.
- [22] Dominic Grenier, "Antennes et Propagation radio", Université Laval Québec, Canada, 2015.
- [23] 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.



# CHAPITRE II

## Caractérisation électromagnétique des matériaux

## II.1 Introduction

Les propriétés électromagnétiques des matériaux sont définies à partir de deux paramètres constitutifs : la permittivité  $\varepsilon$ , qui traduit la réaction du milieu face à une excitation électrique (champ  $E$  de l'onde électromagnétique) et la perméabilité  $\mu$ , qui décrit le comportement du matériau vis à vis d'une excitation magnétique (champ  $H$  de l'onde électromagnétique). Une écriture adéquate des équations de Maxwell permet de prendre en compte la conductivité électrique du milieu à travers une expression généralisée de la permittivité [1].

La permittivité et la perméabilité doivent être représentées par des valeurs complexes  $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ ,  $\mu = \mu' - j\mu''$  afin de tenir compte des effets dissipatifs (pertes) inhérents à tout matériau. La réponse électromagnétique des milieux hétérogènes peut être représentée par une permittivité et une perméabilité moyennes à condition que la taille des hétérogénéités du matériau reste faible devant la longueur d'onde. On parle alors de permittivité et perméabilité effectives. Enfin, dans le cas des milieux avec propriétés électromagnétiques anisotropes la permittivité ou la perméabilité doivent être représentées par des grandeurs tensorielles [2].

Pour mesurer la permittivité et la perméabilité complexes d'un matériau, on prélève un échantillon de matière et on le place sur le trajet d'une onde électromagnétique progressive, soit dans l'espace libre, soit à l'intérieur d'une structure de propagation (ligne de transmission ou guide d'onde). On peut également positionner l'échantillon à l'emplacement d'un ventre du champ électrique ou du champ magnétique d'une onde stationnaire, par exemple dans une cavité résonante.

Les coefficients de réflexion et de transmission du dispositif expérimental dépendent directement des propriétés électromagnétiques du matériau. A partir de la mesure de ces coefficients, réalisée à l'aide d'un analyseur de réseaux, et de l'analyse électromagnétique des discontinuités créées par l'échantillon, on remonte à la permittivité et la perméabilité de l'échantillon [3].

Le choix d'une technique de caractérisation est d'abord déterminé par la bande de fréquence exploitée, puis par les propriétés physiques du matériau : magnétique ou non, transparent ou absorbant, isotrope ou anisotrope, homogène ou hétérogène, dispersif ou non et enfin par la forme et la nature des échantillons de matière disponibles : plaquettes ou films minces, liquides ou solides, élastomères ou granulaires [4].

La problématique est donc d'importance capitale du point de vue développement des matériaux, du fait que les propriétés désirées des matériaux conventionnels sont sérieusement dégradées pour des fréquences supérieures à 1 GHz.

## II.2 Généralités sur les méthodes de caractérisation hyperfréquences des

### Matériaux

Différentes méthodes de caractérisation existent. Elles dépendent essentiellement de la nature du matériau à caractériser, la cellule de mesure utilisée, le modèle de dépouillement des données, le domaine d'application etc. Le facteur commun de toutes ces méthodes est la détermination des caractéristiques intrinsèques du matériau, à savoir, la permittivité diélectrique  $\epsilon$ , la conductivité  $\sigma$  et la perméabilité magnétique  $\mu$ . Le principe de ces méthode repose sur le fait de mesurer les paramètres  $S_{ij}$  d'une cellule chargée par le matériau en question permet de remonter aux caractéristiques de ce dernier.

Finalement, le problème est considéré résolu si on arrive à définir un modèle mathématique dans lequel les paramètres mesurables  $S_{ij}$  sont exprimés en fonction des inconnus du problème. A l'exception de quelques cas particuliers, les équations reliant les paramètres mesurés et les grandeurs inconnues ne sont pas explicites, par conséquent elles sont difficiles à manipuler, et nécessitent parfois de résoudre un problème d'optimisation complexe.

Beaucoup de travaux ont permis de mettre en place des dispositifs de mesure hyperfréquences permettant d'accéder à la caractérisation des matériaux homogènes isotropes, on cite, dans une liste loin d'être exhaustive, la cavité résonante, les guides d'ondes, l'espace libre etc.

La catégorie des matériaux anisotropes nécessite un soin un peu particulier. On fait appel à des cellules supportant des modes dont les champs ont une direction uniforme dans la région occupée par l'échantillon, de façon à se ramener à un cas isotrope. Les mesures en guides rectangulaires ou en espace libre sont souvent les plus adaptées à ce type de mesure.

Plusieurs méthodes de caractérisation des matériaux sont décrites dans la littérature [5], [6], [7]. Le choix d'une des méthodes dépend de la bande de fréquence que l'on veut couvrir, des paramètres électriques privilégiés, de la précision que l'on cherche à obtenir sur celui-ci, de la rapidité de la méthode ou de sa simplicité, du genre du matériau (isolant ou semi-conducteur) et du type du matériau à caractériser (gaz, liquide, solide etc.)

Les méthodes de caractérisation hyperfréquences sont généralement de deux types : méthodes résonantes et non résonantes. Les méthodes non résonantes sont globalement utilisées pour obtenir une connaissance générale des caractéristiques électromagnétiques sur une gamme de fréquence, alors que les méthodes résonantes sont utilisées pour préciser les propriétés des matériaux à une seule fréquence ou à des fréquences discrètes différentes.

Il est aussi envisageable de combiner ces deux types de méthodes dans l'objectif de bénéficier des avantages de chaque type et par conséquent on tombe sur une caractérisation précise en plus sur une large bande de fréquence.

### II.2 .1 Les méthodes de caractérisation hyperfréquences des matériaux

Plusieurs types de méthodes résonantes existent dans la littérature. Sans pourtant les traiter en profondeur, ces méthodes couvrent les domaines centimétriques et millimétriques. Les plus utilisées sont basées sur des résonateurs en mode de galerie (WGM) [8], les résonateurs Fabry-Perot, des cylindres à fente résonante (Split-cylinder Resonator), des résonateurs magnétiques et diélectriques (TE<sub>01</sub> Split-Post Dielectric and Magnetic Resonators), la cavité entrante (Re-entrant cavity) [9], etc. En se basant sur les travaux de James Baker-Jarvis et de son équipe, nous pouvons comparer sous forme de tableau toutes ces techniques résonantes [10].

<i>Technique d'extraction</i>	<i>f(GHz)</i>	<i><math>\epsilon_r</math></i>	<i><math>Q_p</math></i>	<i><math>\tan\delta</math></i>
TE <sub>01</sub> Cavity	5 - 50	1 - 500	$10^4$ - $10^5$	$10^{-5}$ - $10^{-2}$
Re-entrant	0.1 - 2	1 - 50	$1 \times 10^3$ - $4 \times 10^4$	$10^{-4}$ - $10^{-1}$
Split post	1 - 10	1 - 1000	$0.5 \times 10^4$ - $4 \times 10^5$	$10^{-5}$ - $10^{-2}$
Split Cavity	5 - 50	1 - 500	$2 \times 10^4$ - $5 \times 10^5$	$10^{-5}$ - $10^{-2}$
TE <sub>01</sub> Dielectric Resonator	5 - 50	$2 - 10^5$	$1 \times 10^3$ - $2 \times 10^4$	$10^{-5}$ - $10^{-2}$
TE <sub>0np</sub> Dielectric Resonator	1 - 50	$2 - 10^5$	$2 \times 10^4$ - $5 \times 10^5$	$10^{-5}$ - $10^{-3}$
WGM	5 - 200	$10 - 10^5$	$10^9$	$10^{-9}$ - $10^{-3}$
Fabry-Perot	20 - 200	2 - 100	$10^5$	$10^{-5}$ - $10^{-2}$

**Tableau II.1 Tableau comparatif des techniques résonantes de mesure du diélectrique [11].**

Les méthodes basées sur les cavités sont les plus précises au niveau des pertes diélectriques, mais fonctionnent qu'aux fréquences de résonances. Pour les applications microélectroniques, nous avons besoin de méthodes large bande pouvant couvrir les fréquences des applications jusqu'à 10GHz. Pour cela, les méthodes capacitatives et les lignes de transmissions sont les mieux adaptées pour ce cas.

### II.2 .2 Etude comparative des différentes méthodes de caractérisation

Dans ce paragraphe, sous forme de tableau, nous résumons les deux grandes méthodes utilisées dans la caractérisation des matériaux, à savoir : la méthode large bande et la méthode bande étroite. Le choix d'une monture associée à une procédure d'extraction dépend de la précision recherchée sur les différents paramètres électriques du matériau ( $\epsilon_r$  ou  $\tan\delta$ ).

<i>Cellule de mesure</i>	<i>Paramètres mesurés</i>	<i>Grandeurs physiques</i>	<i>Types de bandes</i>	<i>Erreur relative</i>	<i>Tangente de perte</i>
Espace libre	$S_{ii}$ et/ou $S_{ij}$	$\epsilon_r$ et/ou $\mu_r$	Large bande ou étroite	-/-	$> 10^{-2}$
Cavité résonante	$S_{ii}$ ou $S_{ij}$	$\epsilon_r$ ou $\mu_r$	Fréquence unique	$< 2\%$ sur $\epsilon_r$	$< 10^{-3}$
Capacité M.I.M	$S_{ii}$ et $S_{ij}$	$\epsilon_r$	Large bande	$< 5\%$ sur $\epsilon_r$	-/-
Ligne de transmission	$S_{ii}$ et $S_{ij}$	$\epsilon_r$ et/ou $\mu_r$	Large bande	$< 5\%$ sur $\epsilon_r$	$> 10^{-3}$
Sonde coaxiale	$S_{ii}$	$\epsilon_r$	Large bande	$< 5\%$ sur $\epsilon_r$	$> 5.10^{-2}$

**Tableau II.2 Comparaison des méthodes de ligne de transmission et de l'espace libre [12-15]**

## II.3 Les matériaux magnétiques hyperfréquences

Les ferrites aimantés présentent en hyperfréquences des propriétés physiques particulières qui sont mises à profit pour réaliser des dispositifs tels que les circulateurs, les isolateurs, des filtres accordables et des antennes. L'anisotropie qui apparaît dans un ferrite soumis à l'action d'un champ magnétique statique engendre la non réciprocity de la propagation d'une onde électromagnétique dans le matériau [16].

Afin d'utiliser des dispositifs hyperfréquences à base de ferrite, améliorer ou encore mettre au point de nouveaux matériaux, il est indispensable de bien comprendre les mécanismes physiques qui régissent le comportement des milieux magnétiques partiellement aimantés et, à terme, de proposer des modèles mathématiques prédictifs de leur perméabilité tensorielle [17].

La modélisation des milieux magnétiques aimantés a consisté à développer des modèles mathématiques du tenseur de perméabilité pouvant s'appliquer aux ferrites poly-cristallins et aux matériaux composites magnétiques. L'approche théorique développée est décrite en détail dans la littérature ouverte [1]. L'un des objectifs majeures lors de la mise au point d'un modèle a été de prendre en compte de la façon la plus réaliste possible les phénomènes physiques qui sont à l'origine de la zone des pertes magnétiques en champ faible (effet Polder-Smit), et qui influencent de façon importante les performances des circuits à base de ferrites partiellement aimantés. Un autre objectif recherché était également de pouvoir calculer simultanément l'ensemble des éléments du tenseur de perméabilité quel que soit l'état d'aimantation du matériau [2].

Récemment, d'autres modèles de perméabilité tensorielle ont été proposés par des chercheurs, notamment pour décrire le comportement des matériaux composites à base de particules magnétiques. Contrairement aux matériaux conventionnels, ces nouveaux composés et en particulier les nano-composites constituent une solution alternative faible coût pour les applications grand public du marché des télécommunications [3], [4].

### II.3.1 Des ferrites aux méta-matériaux

Les matériaux magnétiques sont depuis longtemps utilisés pour des applications hyperfréquences. Des inducteurs, des noyaux d'antennes et des filtres en ferrite sont couramment employés. Pour ces applications inductives, la perméabilité hyperfréquence  $\mu(f)$  est une grandeur physique fondamentale qui permet d'apprécier les performances du matériau. La perméabilité décrit la réponse de l'induction  $B$  à un champ magnétique  $H$  oscillant à une fréquence  $f$  sous la forme :

$B = \mu(f) \cdot \mu_0 \cdot H$ ,  $\mu_0$  étant la perméabilité du vide. Ce sont donc des matériaux de perméabilité  $\mu(f)$  élevée, permettant de générer une induction importante à partir du champ créé par un courant. Parmi les différentes classes de matériaux magnétiques, ce sont les matériaux doux qui présentent les perméabilités les plus élevées.

Au contraire des aimants permanents, leur aimantation répond très bien à un petit champ magnétique extérieur. Ces matériaux magnétiques sont aussi utilisés pour des applications électromagnétiques. Alors que pour des matériaux usuels, la propagation, la réflexion et la transmission à une interface dépendent d'un seul paramètre, le comportement des matériaux magnétiques dépend de deux paramètres indépendants, la permittivité et la perméabilité. Ce degré de liberté supplémentaire permet d'obtenir des propriétés inaccessibles avec un matériau diélectrique. À ce titre, les matériaux magnétiques sont utilisés comme substrats d'antennes, radars, filtres accordables [18].

Enfin, lorsque ces matériaux magnétiques sont aimantés, ils deviennent non réciproques, c'est-à-dire que leurs caractéristiques dépendent du sens de propagation de l'onde qui les traverse. Cette non-réciprocité est mise à profit pour réaliser des circulateurs et des isolateurs employés dans les radars, les relais de téléphonie mobile, etc. [19].

### ***II.3.2 Les matériaux ferromagnétiques à perméabilité élevée***

Dès la fin des années 1940, il est apparu qu'il existait un compromis entre le niveau de perméabilité hyperfréquence accessible et la fréquence maximale à la quelle on pouvait obtenir ce niveau. Selon la loi de Snoek, le produit de ces deux grandeurs est proportionnel à l'aimantation à saturation. Cette relation établit clairement l'intérêt de travailler avec des matériaux ayant une aimantation à saturation supérieure à celle des ferrites : les métaux et alliages ferromagnétiques. Cependant, ces derniers sont très conducteurs. Les ondes hyperfréquences ne pénètrent dans les conducteurs que sur une épaisseur extrêmement réduite, appelée profondeur de peau.

Pour utiliser ces matériaux à haute fréquence, il est donc nécessaire de les disposer sous forme de couches minces, de fils ou de composites comportant des ferromagnétiques finement divisés [17].

### ***II.3.3 La souplesse des métamatériaux***

Les méta-matériaux ont engendré un élan d'intérêt exceptionnel dans la communauté de l'électromagnétisme depuis leur apparition, dans la dernière décennie. Ils autorisent une grande souplesse dans la conception et la réalisation de matériaux présentant deux paramètres électromagnétiques indépendants. Profitant de cette latitude de conception, différents types de lentilles non limitées par les aberrations de diffraction ont été proposés [20].

Avec la réalisation d'un matériau dont la perméabilité hyperfréquence est accordable par une tension, les méta-matériaux permettent de synthétiser des propriétés inaccessibles aux matériaux magnétiques conventionnels. Des matériaux magnétiques artificiels fonctionnant dans le domaine des fréquences visibles ont été réalisés.

Inversement, il est aussi montré que les méta-matériaux ne permettent pas d'atteindre des performances larges bandes comparables à celle des matériaux ferromagnétiques, dès lors que l'on se situe à des fréquences inférieures à une dizaine de gigahertz.

En combinant des motifs de cuivre et des matériaux magnétiques conventionnels, il est possible de combiner les avantages associés aux deux approches : des niveaux de perméabilité élevés et une ingénierie relativement aisée [20], [21].

## II.4 Propriétés de propagation des ondes électromagnétiques dans les ferrites

Dans ce qui suit, nous allons décrire brièvement le comportement particulier des ferrites en hyperfréquences : le phénomène de non-réciprocité. Cette propriété est à la base du fonctionnement de certains dispositifs micro-ondes : les circulateurs et les antennes à ferrite à polarisation circulaire.

### II.4.1 Généralités sur les ferrites

Les ferrites sont des oxydes métalliques complexes de formule générale :  $M-O-(Fe_2O_3)_n$  où  $n$  est un entier et  $M$  un cation divalent généralement métallique (Zn, Ba, Ni, etc.). Leur résistivité électrique  $\rho$  est comprise entre  $10^6$  et  $10^{10} \Omega.m$ , ce qui en fait de bons isolants : les ondes électromagnétiques peuvent donc s'y propager. Leur permittivité diélectrique relative,  $\epsilon_r$ , est comprise entre 10 et 15. En hyperfréquences, les diélectriques présentent généralement des pertes, que l'on introduit en ajoutant une partie complexe à leur permittivité relative [20], [22], [23].

Cette dernière devient :

$$\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' \quad (\text{II.1})$$

On introduit la tangente de pertes diélectriques, qui est définie par :

$$\tan\delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} \quad (\text{II.2})$$

Sa valeur, pour les ferrites massifs, est excellente, de l'ordre de  $10^{-4}$ , à 10 GHz, ce qui signifie que les ondes les traversant subissent une faible atténuation.

### II.4.2 Non-réciprocité dans les ferrites

Les ferrites sont utilisés dans des circuits passifs non-réciproques. Par définition, ceci signifie, d'une part, qu'aucune amplification du signal n'a lieu (et ce, sans modification de fréquence), et d'autre part, que les propriétés du circuit dépendent de son sens d'insertion dans un dispositif micro-onde. Si ce dernier est fixe, c'est le sens de propagation de l'onde, et donc son vecteur d'onde, qui détermineront le comportement de l'ensemble. C'est cette propriété qui est la plus utilisée dans les dispositifs non-réciproques usuels [22].

## II.5 Approche macroscopique de la non-réciprocité

### II.5.1 Cas idéal simplifié

Nous présentons comme première approche, une présentation de la non-réciprocité idéalisée et très simplifiée. Nous négligerons volontairement, dans un premier temps, tous les effets dus au champ démagnétisant. Nous verrons, dans un second temps, un développement plus rigoureux.

Soit un ferrite de forme parallélépipédique de dimensions très grandes, d'axe ( $z'z$ ), traversé par une onde électromagnétique de vecteur d'onde  $\vec{k}$ , de champ électrique  $E_r$  et dont le champ magnétique  $\vec{h}$  est polarisé circulairement. Soit  $\vec{H}_0$  un champ magnétique statique de direction perpendiculaire au plan de polarisation de  $\vec{h}$  (figure II.1).

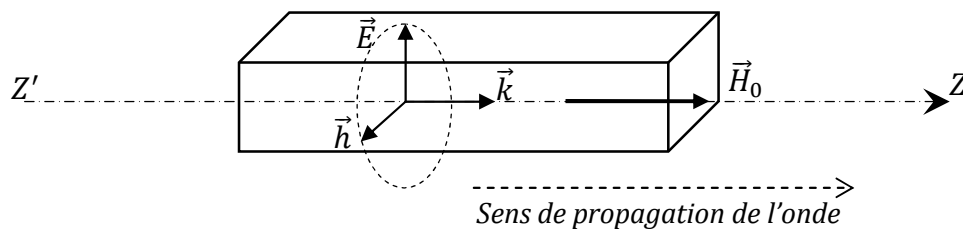


Figure II.1 Cas idéal d'un ferrite non réciproque

On suppose que  $\vec{H}_0$  est suffisant pour saturer le matériau qui acquiert donc une aimantation à saturation  $M_s$ . On constate que, pour des intensités de champ statique bien précises, l'onde ne peut se propager que dans un seul sens dans le matériau ; la propagation dans le sens inverse est impossible. C'est la base de certains dispositifs micro-ondes non-réciproques [23].

### II.5.2 La réaction magnétique d'un matériau non-réciproque [4]

Par analogie avec l'équation (II.1), on peut introduire la perméabilité magnétique complexe du matériau :

$$\mu = \mu' - j \mu'' \quad (\text{II.3})$$

Où  $\mu''$  représente les pertes magnétiques, tandis que  $\mu'$  est la perméabilité magnétique au sens classique. En cas de propagation d'une onde électromagnétique,  $\mu'$  affectera la phase de l'onde tandis que  $\mu''$  influera sur son module.

Dans les conditions du paragraphe II.5.1, les valeurs de  $\mu'$  et  $\mu''$  dépendent très fortement du sens de propagation de l'onde : c'est le phénomène de non-réciprocité. Lorsque les ondes se propagent vers les  $Z$  croissants (sens +) et décroissants (sens -), nous avons :

$$\mu_+ = \mu'_+ - j \mu''_+ \quad (\text{II.4})$$

Et 
$$\mu_- = \mu'_- - j \mu''_- \quad (\text{II.5})$$



### II.5.3 Approche théorique de la non-réciprocité

Nous allons présenter ici, de manière succincte, les origines des phénomènes de gyrorésonance magnétique et de non-réciprocité. Une approche plus complète existe dans la littérature [4].

### II.5.4 Précession du vecteur aimantation

Soit un ferrite soumis à un champ magnétique statique  $\vec{H}_0$  dirigé suivant (OZ) ; on suppose que ce champ est assez intense pour saturer le matériau dont l'aimantation à saturation  $\vec{M}_s$  est dirigée selon (OZ). On superpose à  $\vec{H}_0$  un champ magnétique  $\vec{h}$  alternatif (champ magnétique d'une onde électromagnétique polarisée circulairement dans le plan (OXY)) de pulsation  $\omega$ . Afin de simplifier le problème, nous faisons trois hypothèses :

- La forme du ferrite est un ellipsoïde de révolution (figure II.3) : le champ démagnétisant est donc constant, en l'absence de champ autre que  $\vec{H}_0$  ; l'aimantation dans le corps est également homogène,
- On suppose que la longueur d'onde micro-onde est très grande devant les axes de cet ellipsoïde : le champ micro-onde est donc uniforme à tout instant dans le ferrite,
- Les effets des champs d'anisotropie sont négligeables.

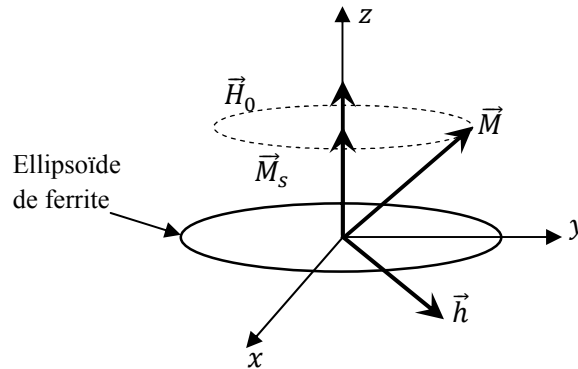


Figure II.3 représentation schématique de l'orientation des vecteurs  $\vec{H}_0$ ,  $\vec{M}$ ,  $\vec{M}_s$  et  $\vec{h}$

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

$$\vec{H}_i = \vec{H}_0 - N_z \vec{M}_s \quad (\text{II.7})$$

Où  $N_z$  est le facteur de champ démagnétisant selon (OZ). Après l'application du champ micro-onde, l'aimantation du ferrite devient :

$$\vec{M} = \chi(\vec{h}_i + \vec{H}_i) = \chi \vec{H} \quad (\text{II.8})$$

Où  $\vec{H}$  est le champ total interne,  $\chi$  est la susceptibilité magnétique du ferrite et  $\vec{h}_i$  le champ intérieur au matériau, dû à l'effet du champ  $\vec{h}$  de l'onde ; nous travaillons dans l'approximation «faible champ», et donc l'intensité de  $\vec{h}_i$  est donc faible devant celle de  $\vec{H}_i$ .

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

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \wedge (\vec{H}_i + \vec{h}_i) + \vec{A} \quad (\text{II.9})$$

Où  $\gamma$  désigne le rapport gyromagnétique (rapport entre le moment cinétique et le moment magnétique) ;  $\vec{A}$  est un terme d'amortissement. Pour un même champ statique appliqué, l'extrémité du vecteur  $\vec{M}$  décrit un cercle en l'absence de champ micro-onde, une spirale à la fréquence de gyrorésonance et un mouvement de précession à une fréquence éloignée de la gyrorésonance [27].

### II.5.5 Tenseur de Polder

La formule (II.10) montre le lien entre le champ micro-onde et l'aimantation du matériau. Dans les conditions décrites au paragraphe II.5.4. et sur la figure II.3, les coordonnées de l'aimantation du ferrite et des différents champs magnétiques sont :

$$\vec{M} \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_s \end{bmatrix}, \vec{h}_i \begin{bmatrix} h_{ix} \\ h_{iy} \\ 0 \end{bmatrix} \text{ et } \vec{H}_i \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ H_i \end{bmatrix}$$

Où  $M_s$  est l'aimantation à saturation.

La relation (II.8) s'écrit alors :

$$\begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_{ix} \\ h_{iy} \\ H_i \end{bmatrix} \quad (\text{II.10})$$

La matrice de susceptibilité  $[\chi]$  de l'équation (II.10) est appelée tenseur de Polder et peut être diagonalisée en raison de la forme ellipsoïdale du ferrite ( $\chi_{xy} = -\chi_{yx}$ ).

La valeur de  $M_z = M_s$  se réduit donc à  $M_s = \chi_{zz} H_i$ .

Par souci de simplification, on utilise de préférence le tenseur de perméabilité magnétique relative lié à la susceptibilité :

$$[\mu_r] = \frac{1}{\mu_0} ([1] + [\chi]) \quad (\text{II.11})$$

Où  $[1]$  est la matrice identité. A partir des remarques précédentes, on montre que  $[\mu_r]$  s'écrit :

$$[\mu_r] = \begin{bmatrix} \mu_r & -jk & 0 \\ jk & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{rz} \end{bmatrix} \quad (\text{II.12})$$

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

### II.5.6 Modèles de Landau-Lifshitz et de Polder

Plusieurs modèles tensoriels ont été proposés pour résoudre l'équation (II.9) et exprimer le terme d'amortissement. Nous nous limiterons ici aux modèles de Landau-Lifshitz et de Polder, qui décrivent le comportement des ferrites saturés, c'est-à-dire mono-domaines : ce sont donc des cas idéaux.

Le ferrite étant à saturation et les vecteurs  $\vec{M}$  et  $\vec{H}$  étant dirigés selon (Oz), la valeur de  $\mu_{rz}$  est alors maximale :  $\mu_{rz} \cong 1$ . Des ouvrages spécialisés répertorient de nombreux autres modèles saturés ou non [27].

Le modèle de Landau-Lifshitz tient compte des pertes magnétiques. La résolution de l'équation (I.9) aboutit à :

$$\mu_r = 1 + \frac{(\omega_0 + j\omega\alpha)\omega_m}{(\omega_0 + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (\text{II.13})$$

Et

$$k = \frac{-\omega\omega_m}{(\omega_0 + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (\text{II.14})$$

où :

- $\alpha$  est le coefficient d'amortissement, contenu dans le vecteur  $\vec{A}$  de l'équation (II.9) et lié à la relaxation des électrons,
- $\omega$  la pulsation de l'onde hyperfréquence,  $\omega_0 = \gamma H_i$ ,
- et  $\omega_m = \gamma M_s$ .

Dans le modèle de Polder, le coefficient d'amortissement  $\alpha$  est nul.  $\mu$  et  $\kappa$  sont donc purement réels:

$$\mu_r = 1 + \frac{(\omega_0\omega_m + j\omega\alpha)}{\omega_0^2 - \omega^2} = \mu'_r \quad (\text{II.15})$$

$$k = \frac{-\omega\omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} k' \quad (\text{II.16})$$

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

La résolution de l'équation (II.9), dans le cadre de ces deux modèles, donne deux solutions, c'est-à-dire deux valeurs de perméabilités magnétiques relatives selon le sens de propagation (ou de polarisation) de l'onde. Ces solutions, notées  $\mu_{r+}$  et  $\mu_{r-}$ , ont pour expression :

$$\begin{cases} \mu_{r+} = \mu_r + k \\ \mu_{r-} = \mu_r - k \end{cases} \quad (\text{II.17})$$

Nous retrouvons ainsi le propre de la non-réciprocité, qui est caractérisée par deux perméabilités magnétiques dépendant du sens de propagation de l'onde dans le matériau, ou de sa polarisation droite ou gauche. Dans ce qui suit, nous verrons l'intérêt du système (II.17) appliquée aux antennes intégrés.

## II.6 Applications micro-ondes des dispositifs non-réciproques à ferrite

Nous présentons dans ce paragraphe deux des principales applications des ferrites utilisés en hyperfréquences : les circulateurs micro-ondes et les antennes à polarisation circulaire. Ces deux dispositifs ont la particularité d'être de bons candidats à l'intégration en raison de la structure « empilée » de leurs différents constituants [28].

### II.6.1 Principe de fonctionnement des circulateurs

Un circulateur en Y est constitué de trois voies orientées à  $120^\circ$  les unes des autres autour d'un corps central où se trouvent les éléments qui lui confèrent sa non-réciprocité. Ces éléments sont principalement le ferrite (sous la forme d'un disque plat ou d'un prisme triangulaire par exemple) et des plaquettes résistives (figure II.4).

Un champ magnétique continu  $\vec{H}_0$  est appliqué perpendiculairement au ferrite. La principale propriété d'un tel circulateur est qu'une onde entrant par la voie (1) ressort par la voie (2), qu'une onde entrant par la voie (2) ressort par la voie (3) et une autre entrant en (3) ressort en (1), toute autre circulation étant impossible [28].

En raison des propriétés de non-réciprocité, les coefficients de la matrice scattering (S) qui lie les ondes entrantes  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  et les ondes sortantes  $b_1$ ,  $b_2$  et  $b_3$  par la relation matricielle

$$[b_i] = (S)[a_i]$$

sont :

$$(S) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.18})$$

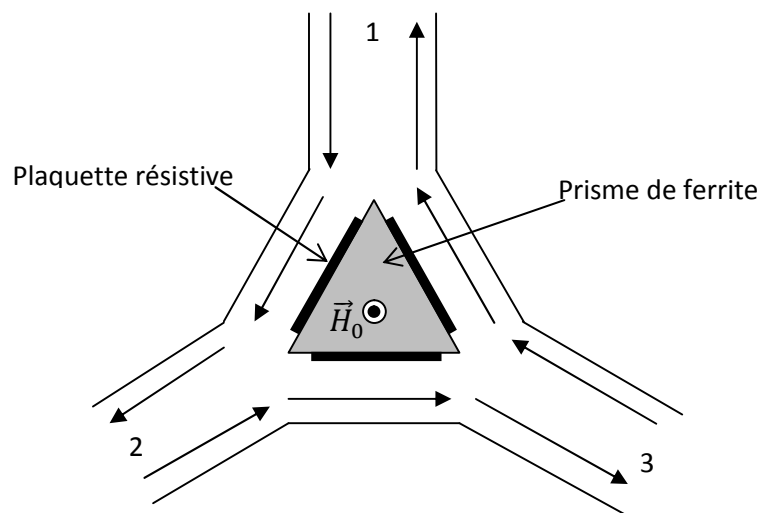


Figure II.4 Schéma d'un circulateur

### II.6.2 Utilisation des circulateurs

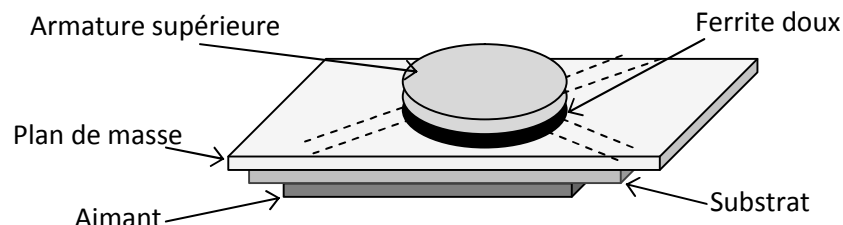
Grâce à leurs propriétés, ils peuvent être utilisés dans tous les dispositifs où une onde réfléchie intervient. Ainsi, ils peuvent servir pour découpler un générateur d'une charge, c'est-à-dire pour diriger une onde réfléchie vers une charge adaptée. Ils peuvent aussi séparer une onde incidente d'une onde réfléchie : c'est le cas dans les analyseurs de réseaux vectoriels où ils permettent l'analyse de l'onde réfléchie [29].

### II.6.3 Intégration des circulateurs

Des études actuelles, et notamment à des instituts et laboratoires de Recherche en Communications, Optiques et Micro-ondes, ont pour but de reproduire le fonctionnement des circulateurs macroscopiques à une échelle intégrée. La voie à l'étude est celle d'un champ magnétique créé par le ferrite lui-même : on a alors un ferrite dur « autopolarisant ».

Une deuxième approche, est possible : dans le cas d'un ferrite doux, il est nécessaire d'adjoindre une couche magnétique orientée permettant la non-réciprocité. La figure II.5 montre le montage envisagé dans le cas d'un ferrite doux [30].

Une deuxième couche d'aimant peut éventuellement être déposée sur la partie supérieure du circulateur afin de renforcer le champ statique appliqué dans le ferrite doux.



*Figure II.5 Schéma simplifié d'un circulateur intégré avec ferrite doux*

## II.7 Principaux intérêts des antennes à ferrite

Comme nous l'avons vu antérieurement, une conséquence de la non-réciprocité dans les ferrites aimantés à saturation est la propagation de deux ondes à polarisation circulaire, l'une droite et l'autre gauche. Ainsi ont été développées des antennes à ferrite, rayonnant deux ondes à polarisation circulaire de sens contraires, ce qui permet d'envisager deux communications simultanées à partir de la même antenne.

Le principal intérêt des ferrites est ici technique : en rayonnant naturellement des ondes à polarisation circulaire, ils évitent les problèmes de conception rencontrés par des méthodes différentes.

En outre, et uniquement dans le cas d'antennes massives, le système II.17 montre qu'il existe deux valeurs de perméabilités magnétiques pour un champ statique donné. Il s'ensuit qu'il existe deux fréquences de fonctionnement pour ces antennes.

Si le champ appliqué est variable, on peut obtenir des antennes accordables en fréquence en insérant le ferrite dans un électro-aimant à induction variable. Les applications se situent dans les systèmes embarqués dans les avions, qui nécessitent d'excellentes communications [31].

### II.7.1 Intégration des antennes à polarisation circulaire

La structure des antennes à ferrite intégrées est globalement identique à celle des circulateurs intégré où l'armature supérieure est un patch. La position de l'aimant pose cependant un problème. En effet, l'alimentation de l'antenne par un câble coaxial nécessite, sur le montage de la figure II.6, de percer l'aimant. Ce problème, déjà étudié à l'état massif par C. Melon [10], nécessite donc une étude complète.

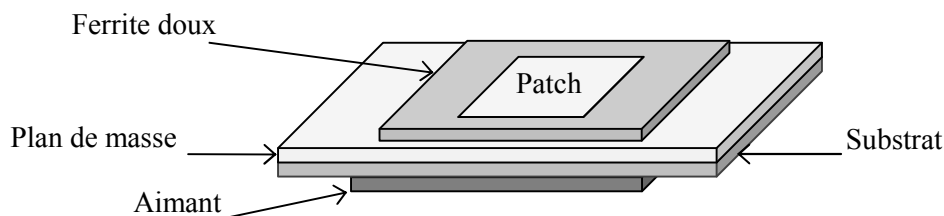


Figure II.6 Schémas de principe d'une antenne intégrée à ferrite

Pour concevoir ce type de composants, il faut un champ magnétique statique perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. Ce champ peut être créé par un aimant massif mais son encombrement empêche l'intégration de l'ensemble aimant/ferrite [22]. Il faut donc que l'aimant se trouve sous forme de couche, laquelle sera adjointe à celle de ferrite, et que les propriétés magnétiques de la couche d'aimant soient les plus proches possibles de celles de l'aimant massif.

## II.8 Indispensables grandeurs utilisées dans le magnétisme

Afin de caractériser les matériaux magnétiques ainsi que leurs effets dans l'espace, plusieurs grandeurs ont été introduites.

### II.8.1 Champ (ou excitation) magnétique $\vec{H}$

La notion de champ magnétique a été introduite par Poisson par analogie avec le champ électrostatique. Ampère montra que la circulation, sur une courbe fermée  $\Gamma$ , du champ magnétique  $\vec{H}$  créé par un conducteur filiforme parcouru par un courant d'intensité  $I$  est égale à :

$$\oint_{\Gamma} H dl = I \quad (\text{II.19})$$

La relation (II.19), appelée théorème d'Ampère, montre que  $\vec{H}$  s'exprime en Ampères par mètre (A/m) elle se généralise à un nombre quelconque de conducteurs traversant  $\Gamma$ . Le courant unique  $I$  se transforme alors en une somme algébrique dépendant du sens de parcours des courants dans les conducteurs ; grâce au théorème de Stokes, (II.19) peut s'écrire (relation de Maxwell-Ampère) [31] :

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} \quad (\text{II.20})$$

Où  $\vec{j}$  est la densité de courant traversant la surface définie par le contour  $\Gamma$ .

### II.8.2 Induction magnétique $\vec{B}$

L'induction magnétique peut s'imaginer comme la manifestation physique palpable du champ magnétique. Le comportement de deux milieux distincts soumis à un même champ magnétique  $\vec{H}$  est très différent. Cette réponse est appelée l'induction magnétique  $\vec{B}$ , exprimée en Teslas (T). Elle peut être rapprochée du vecteur déplacement  $\vec{D}$  utilisé dans les milieux diélectriques soumis à un champ électrique [19]. Biot et Savart ont exprimé l'induction créée en un point M de coordonnées  $\vec{r} = O\vec{M}$  par un conducteur filiforme parcouru par un courant. En extrapolant à une distribution volumique de courant de densité  $\vec{j}$ :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V j \frac{dV}{r^2} \wedge \frac{\vec{r}}{r} \quad (\text{II.21})$$

Où  $V$  est le volume total délimitant la distribution de courant.

L'induction est, de plus, à flux conservatif : le flux entrant dans le volume  $V$  est égal à celui qui en sort, ce qui se traduit par :

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{II.22})$$

### II.8.3 Potentiel vecteur $\vec{A}$

On dit que l'induction  $\vec{B}$  dérive d'un potentiel vecteur  $\vec{A}$  si l'on a :

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A} \quad (\text{II.23})$$

Ce qui donne, d'après (II.21) :

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V j \frac{dV}{r} \quad (\text{II.24})$$

### II.8.4 Moment magnétique $\vec{m}$

Soit une distribution de courants confinés au voisinage de l'origine de l'espace,  $O$ . On montre que le potentiel vecteur, très loin de l'origine vaut :

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m} \wedge \vec{r}}{r^3} \quad (\text{II.25})$$

$\vec{m}$  est appelé moment magnétique. Il s'exprime en fonction de la densité de courant :

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \iiint_V \vec{r} \wedge \vec{j}(r) dV \quad (\text{II.26})$$

Cette expression mathématique peu expressive, cache en réalité un concept assez simple : le moment magnétique n'est rien d'autre que l'analogie mathématique du moment cinétique de la mécanique classique. Dans le cas d'une boucle de courant parcourue par un courant  $I$ , le moment magnétique vaut:

$$\vec{m} = I\vec{S} \quad (\text{II.27})$$

$\vec{S}$  étant le vecteur surface, dont la norme est la surface totale de la spire et dont le sens est défini par la règle du tire-bouchon de Maxwell [19], [29], [30].

### II.8.5 Aimantation d'un matériau $\vec{M}$

Il existe une très forte analogie entre les effets que l'on observe au voisinage d'un fil parcouru par un courant et les phénomènes rencontrés dans un corps solide. Un morceau de matière aimantée crée en son voisinage une induction  $\vec{B}$  de la même façon qu'une boucle de courant. La matière est en effet constituée d'une multitude de boucles de courant composées de l'ensemble des électrons en rotation autour de leur noyau, chaque électron portant un moment magnétique  $\vec{m}$ . On peut donc, grâce à ce parallèle, définir un vecteur caractérisant un matériau dans un certain état. On appelle aimantation le moment magnétique total d'un corps de volume  $V$  ramené à l'unité de volume :

$$M = \frac{\sum_i \vec{m}_i}{V} \quad (\text{II.28})$$

Où  $\vec{m}_i$  est le moment magnétique de l'atome  $i$ .

On montre que  $\vec{M}$  vérifie la relation :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0\vec{H} + \vec{J} \quad (\text{II.29})$$

Où  $\vec{H}$  est le champ extérieur au matériau et  $\vec{B}$  l'induction au sein du matériau. Cette relation montre que  $\vec{M}$  s'exprime en Ampères par mètre et  $\vec{J}$  en Teslas [30].

### II.8.6 Susceptibilité magnétique d'un matériau $\chi$

On peut définir la susceptibilité magnétique par unité de volume  $\chi$  pour classer les matériaux magnétiques.  $\chi$  caractérise la réponse d'un matériau, sa sensibilité à une excitation magnétique extérieure selon la relation :

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (\text{II.30})$$

L'équation (II.30) signifie qu'un corps peut acquérir une aimantation quand il est plongé dans un champ statique.

### II.8.7 Perméabilité magnétique relative d'un matériau $\mu_r$

La perméabilité magnétique relative  $\mu_r$  d'un matériau rend compte des propriétés magnétiques d'un corps sous l'action d'un champ magnétique. Elle est liée à sa susceptibilité par la relation :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \chi \quad (\text{II.31})$$

Où  $\mu$  et  $\mu_0$  sont respectivement les perméabilités magnétiques du matériau et du vide.  $\mu_0$  est une constante égale à  $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$ .

## II.9 Découlement microscopiques du magnétisme

Au XIXe siècle, deux théories s'affrontaient pour expliquer la magnétostatique : l'approche ampérienne et l'approche coulombienne. A l'heure actuelle, les deux théories coexistent sans que l'une l'emporte sur l'autre : en effet, l'approche coulombienne est surtout utilisée en électrotechnique tandis que l'approche ampérienne intéresse davantage les physiciens atomiques.

Nous présenterons ci-après de façon simple ces deux approches complémentaires l'une de l'autre, en commençant par l'approche ampérienne, bien qu'elle soit postérieure à l'approche coulombienne, pour des raisons de commodité mathématique qui apparaîtront par la suite [1], [2].

### II.9.1 Approche ampérienne

#### II.9.1.1 Exposé de la théorie

L'approche ampérienne du magnétisme consiste à considérer que le magnétisme des corps trouve son explication dans les courants élémentaires créés par les électrons gravitant autour du noyau. Pour affirmer cela, Ampère s'est appuyé sur l'expérience d'Oersted. Il a ensuite imaginé le cas d'une spire circulaire parcourue par un courant. Toute l'approche est donc basée sur l'analogie entre une boucle de courant, qui crée un champ magnétique et un très grand nombre d'électrons décrivant chacun des cercles autour de leur noyau [24].

La résolution de nombreux problèmes de magnétostatique repose, dans l'approche ampérienne, sur le théorème d'Ampère (relation (II.19)). Le moment magnétique atomique a deux origines essentielles :

- le mouvement orbital de l'électron autour du noyau, qui engendre un moment magnétique orbital  $\vec{m}_L$  découlant directement de l'approche ampérienne (Figure II.7),
- le mouvement de rotation de l'électron sur lui-même, ou spin, qui crée un moment cinétique  $\vec{m}_S$ .

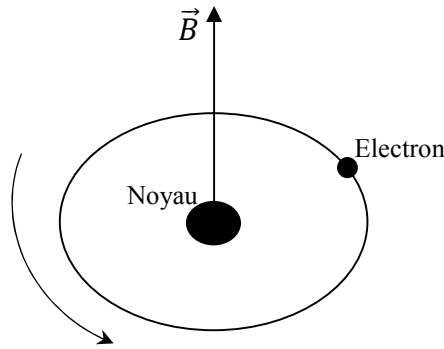


Figure II.7 Approche ampérienne ; création d'une induction  $\vec{B}$  à partir de la rotation d'un électron autour de son noyau

### II.9.1.2 Application à la magnétostatique

De façon simplifiée, l'approche ampérienne a pour conséquence l'équivalence entre un corps cylindrique uniformément aimanté selon son axe et un solénoïde, représentée sur la Figure II.8.

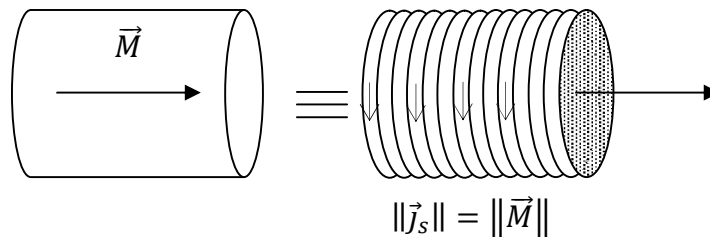


Figure II.8 Equivalence entre un corps cylindrique aimanté selon son axe et un solénoïde traversé par une densité de courant surfacique  $J_s$  dans l'approche ampérienne

## II.9.2 Approche coulombienne

### II.9.2.1 Présentation

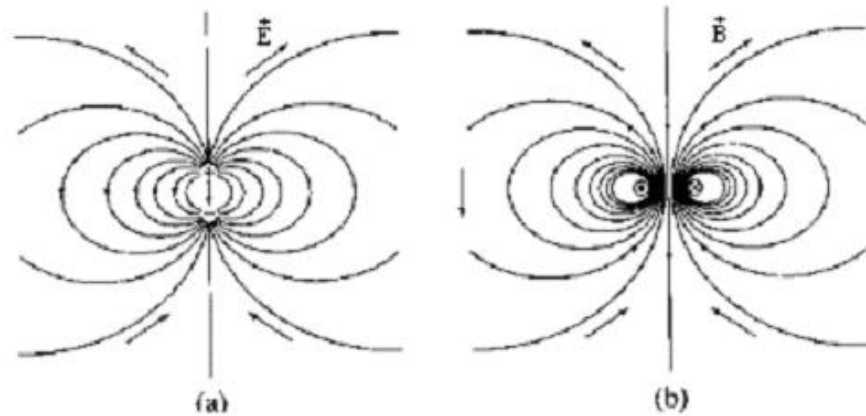
Par analogie avec l'électricité où la notion de charge élémentaire existe (l'électron), Coulomb imagina l'existence de masses magnétiques. Il avait en effet constaté la forte analogie, à longue distance, entre l'induction magnétique créée par une boucle de courant et le champ électrique engendré par un dipôle électrique. Dans le cas d'une distribution de courant confinée à l'origine des coordonnées dans un volume  $V$ , on montre à partir de l'équation (II.21) que l'induction créée à grande distance par cette distribution vaut [23]:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ 3 \frac{(\vec{m} \cdot \vec{r})\vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{m}}{r^3} \right] \tag{II.32}$$

Cette relation est à comparer avec le champ électrique créé par un dipôle électrique de moment  $\vec{p}$ :

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ 3 \frac{(\vec{p} \cdot \vec{r})\vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{p}}{r^3} \right] \tag{II.33}$$

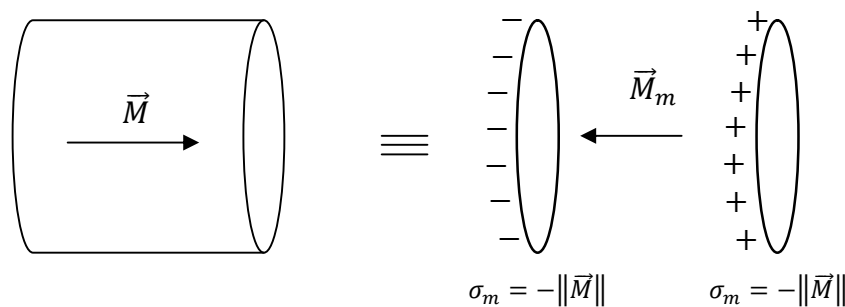
La ressemblance entre les équations (II.32) et (II.33) a conduit Coulomb à imaginer la notion de masse magnétique fictive. La figure II.9 montre l'équivalence, valable uniquement à grande distance, entre ces deux problèmes : on peut voir sur cette figure l'allure similaire des lignes de champ électrique et d'induction magnétique [20].



**Figure II.9** Origine de l'approche coulombienne : (a) lignes de champ électrique engendrées par un dipôle (charges + et -) ; (b) lignes d'induction magnétique engendrées par une boucle de courant (dont le sens est indiqué sur la figure)

### II.9.2.2 Conséquence macroscopique de l'approche coulombienne

L'approche coulombienne a pour principale conséquence l'équivalence entre l'aimantation et la densité de charges magnétiques (figure II.10). Un cylindre uniformément aimanté le long de son axe sera ainsi équivalent à deux disques de densités de charges opposées. Le champ  $\vec{H}_m$  créé par le cylindre aimanté est ainsi le même que celui créé par les deux densités de charges [19].



**Figure II.10** Equivalence entre un corps cylindrique aimanté selon son axe et Une distribution de charges magnétiques fictives situées sur les bases du cylindre

## II.10 Conclusion

Les circulateurs micro-onde n'est pas la seule application potentielle des ferrites sous forme intégrée. Les antennes intégrées à ferrite, déjà étudiées à l'état massif, en sont une autre. En raison du caractère non-réciproque des ferrites, deux ondes à polarisation circulaire, l'une droite, l'autre gauche, sont rayonnées par ces antennes, ce qui présente des avantages importants dans le domaine des télécommunications. Leur comportement, simulé en hyperfréquences, sera comparé à celui des antennes massives [20].

Les métaux ferromagnétiques présentent donc des avantages qui leur permettent de supplanter les ferrites dans un certain nombre d'applications. Apparus plus récemment, les méta-matériaux constituent une approche originale pour obtenir des propriétés magnétiques hyperfréquences et ouvrent la voie à des perspectives remarquables. S'ils ne peuvent pas remplacer les matériaux magnétiques conventionnels, ils peuvent se combiner avec eux pour en augmenter les potentialités [27].

## II.11 Références bibliographiques

- [1] P. Gelin and K. Berthou-Pichavant, "New consistent model for ferrite permeability tensor with arbitrary magnetization state", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 45, N°8, pp. 1185-1192, August 1997.
- [2] D. Bariou, P. Quéffélec, P. Gelin and M. Le Floch, "Extension of the effective medium approximation for the determination of effective permeability tensor of unsaturated polycrystalline ferrites", IEEE Transactions on Magnetics, vol. 37, n° 6, pp. 3885-3891, November 2001.
- [3] P. Quéffélec, A. M. Konn, P. Gelin, and S. Mallégol, "Experimental demonstration of the non-reciprocity of magnetic composite materials for microwave applications", Journal of Applied Physics, vol. 93, n° 10, pp. 7474-7476, May 15, 2003.
- [4] S. Mallégol, C. Brosseau, P. Quéffélec, and A. M. Konn, "Size dependence and field-induced magnetic anisotropy of granular nanophases. Application to microwave isolation", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, accepté, à paraître.
- [5] Bowie, D. M and Kelleher, K. S., "Rapid Measurement of Dielectric Constant and Loss Tangent," IRE Trans. on Microwave Theory & Tech., vol. 4, pp. 137-140, 1956.
- [6] P. K. Kadaba, "Simultaneous Measurement of Complex Permittivity and Permeability in the Millimeter region by a Frequency-Domain technique," IEEE Trans. Instrument. Meas., vol. 33, pp. 336-340, 1984.
- [7] T. Marsland and S. Evans, "Dielectric Measurements with an Open-Ended Coaxial Probe," IEE Proc., vol. 134, Pt. H, pp. 341-349, August 1987.
- [8] J. Krupka, A. I. Nosich et al., "Whispering Gallery Modes in Rutile Resonators at Millimeter Wave Frequencies," in 13th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, MIKON-2000, 2000.
- [9] Michael D. Janezic, James Baker-Jarvis, B. Riddle, C. L. Holloway, N. G. Paulter & J. E. Blendell "Dielectric and Conductor-Loss Characterization & Measurements on Electronic Packaging Materials," NIST Technical note 1520, boulder, Colorado, USA, July 2001.

- [10] James Baker-Jarvis et al., "Dielectric Characterization of Low-loss Materials: A Comparison of Techniques," IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation., vol. 5, n°. 4, pp. 571-577, August 1998.
- [11] M. E. Tobar, J. Krupka et al., "Measurements of Low-Loss Crystalline Materials for High-Q temperature Stable Resonator Applications," in Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum, pp. 573-576, 1999.
- [12] R. Seaman, E. Burdette and R. Dehaan, "Open-Ended Coaxial Exposure Device for Applying RF/Microwave Fields to very Small Biological Preparations", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 37, pp. 102-111, January 1989.
- [13] K. Staebel and D. Misra, "An Experimental Technique for in vivo Permittivity Measurement of Materials at Microwave Frequencies", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-38, pp. 337-339, March 1990.
- [14] E. Salahum, P. Queffelec, M. Le Floch and Ph. Gelin, "A Broad-Band Permeameter for in situ Measurements of Rectangular Samples," IEEE Trans. on Magnetics, vol. 37, n°. 4, pp. 2743-2745, July 2001.
- [15] A. Peden, D. Bourreau, "Mesures en Espace Libres sans Filtrage temporel: Caractérisation large Bande de Matériaux et de Dispositifs Quasi-Optiques en Bande Ka et W," 12<sup>ème</sup> Journées Nationales Micro-ondes, Poitiers, Mai 2001.
- [16] JILES D., "Introduction to magnetism and magnetic materials", Chapman and Hall, 1989.
- [17] Philippe Labèguerie ; "Les matériaux magnétiques hyperfréquences: des ferrites aux méta matériaux" ; CLEFS CEA - N° 56 - HIVER 2007-2008.
- [18] EBERHART J.-P., "Analyse structurale et chimique des matériaux", Dunod, 1997.
- [19] DU TREMOLET DE LACHEISSERIE E., "Magnétisme : Matériaux et applications", Tome II Collection Grenoble Sciences, 1999.
- [20] BRINEY E., "Contribution à l'intégration d'un circulateur HF : caractérisations magnétiques de couches de ferrite", Thèse de doctorat en électronique des hautes fréquences et optoélectronique, Université de Limoges, juillet 2000, n° 42.2002.
- [21] MELON C., "Contribution à la modélisation des ferrites par la méthode des différences finies en régime transitoire : applications à l'étude des dispositifs micro-ondes à ferrite",

- Thèse de doctorat en électronique des hautes fréquences et optoélectronique, Université de Limoges, № 14.1996.
- [22] VERITE M., "Etude de dépôts de ferrite pour dispositifs intégrés micro-ondes non réciproques", Thèse de doctorat en électronique des hautes fréquences et optoélectronique, №50.2002, Université de Limoges, 2002.
- [23] WANE E., Etude, "réalisation et caractérisation de couches de ferrites destinées à des dispositifs intégrés micro-ondes non réciproques, Thèse de doctorat en électronique des hautes fréquences et optoélectronique", n° 30.2000, Université de Limoges, 2000.
- [24] THOUREL L., "Dispositifs à ferrites pour micro-ondes", Paris, Masson, 1969.
- [25] BERTHOU-PICHAVANT Karine, "Contribution à la modélisation des ferrites non saturés en Hyperfréquences", Thèse de doctorat n°440, Université de Bretagne Occidentale, 1996.
- [26] KITTEL C., "Physique de l'état solide", Dunod, 1983.
- [27] Matthieu VALETAS, "Couches minces magnétiques pour applications hyperfréquences : étude des Samarium-Cobalt et des Néodyme-Fer-Bore par pulvérisation radiofréquence magnétron", Thèse de doctorat en électronique, № 65.2003, Université de Limoges, 2003.
- [28] COMBES P.F., "Micro-ondes tome 2, Circuits passifs, propagation, antennes", Dunod, 1997.
- [29] CATALDO L., "Contribution à l'élaboration et à l'optimisation d'alliages magnétiques permanents Sm-Co-Cu-Fe-Zr, pp 38 et sq, Thèse de doctorat", Université Claude-Bernard-Lyon I, année 1996, n° d'ordre 206-96.
- [30] DU TREMOLET DE LACHEISSERIE E., "Magnétisme, Tome I : Fondements", Collection Grenoble Sciences, 1999.
- [31] C. A. Balanis, "Antenna theory, analysis and design," John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, USA, 2005.



## CHAPITRE III

# Application de l'approche onde-pleine

### III.1 Introduction

Du fait que l'antenne microbande possède une bande passante qui ne dépasse pas quelques pour cent, ce type d'antenne ne fonctionne efficacement qu'au voisinage immédiat de sa fréquence de résonance, de ce fait cette dernière doit être calculée avec une grande précision. Ceci a contraint les chercheurs à développer plusieurs méthodes d'analyse pour calculer les paramètres de ces antennes, ces dernières peuvent être classées en deux groupes : Le première groupe rassemble les méthodes intuitives simples. Ces méthodes sont basées sur certaines suppositions physiques qui aboutissent généralement à des formules simples.

Parmi les méthodes les plus utilisées, on trouve le modèle de la ligne de transmission et celui de la cavité ; dans la technique de la ligne de transmission l'inconnue à déterminer est la constante de propagation [1]; les pertes par rayonnement sont incluses dans le coefficient d'atténuation de la constante de propagation mais cette technique ne tient pas compte des effets des modes d'ordre supérieur [2]. Dans le modèle de la cavité, la structure microbande a été assimilée à une cavité limitée par deux plans, le premier plan est une plaque conductrice, le second est un plan de masse, les deux plans conducteurs représentent des murs électriques et la surface latérale constitue le mur magnétique. Dans ce modèle l'inconnu est le système des modes propagatifs et leurs fréquences de résonance [3], [4]. Les inconvénients spécifiques à ces méthodes sont :

- Il est difficile de déterminer toutes les caractéristiques de l'antenne.
- Ces méthodes sont limitées à des formes géométriques simples.
- Ces méthodes ne s'appliquent pas pour les antennes microbandes à épaisseur épaisse.

Le deuxième groupe contient les méthodes d'analyses rigoureuses, ces méthodes sont basées sur les problèmes aux frontières des grandeurs électromagnétiques. Elles sont fondées sur la base de formalismes mathématiques complexes, ne peuvent conduire à des résultats exploitables que par le biais d'une résolution numériques. Les méthodes les plus célèbres sont la méthode aux différences finies [5],[6] la méthode des éléments finies [7], [8] et la méthode de l'équation intégrale conjointement avec la méthode des moments [9], [10], [11]. L'avantage de ces méthodes est qu'elles ne sont pas limitées par les conditions classiques telles que l'épaisseur mince et la constante diélectrique faible. En outre, elles permettent d'analyser des antennes de formes très variées. Cependant, l'inconvénient spécifique à ce groupe de méthodes est le temps de calcul relativement important [12].

Dans ce chapitre, nous allons présenter tous les outils mathématiques nécessaires à la résolution de l'équation intégrale pour la détermination de la fréquence de résonance et la bande passante d'une antenne microbande de forme rectangulaire constituée d'un élément rayonnant imprimé sur un substrat monocouche. Le patch et le plan de masse sont réalisés par un matériau parfaitement conducteur.

Le problème de l'équation intégrale sera résolu à l'aide de plusieurs formalismes et procédures : les transformées vectorielles de Fourier, la fonction de Green et la procédure de Galerkin.

La figure III.1 montre la géométrie d'une antenne ayant un patch rectangulaire de longueur  $a$  et de largeur  $b$ , timbrée sur un substrat anisotrope d'épaisseur  $d$ , caractérisé par une permittivité et une perméabilité tensorielle diagonale.

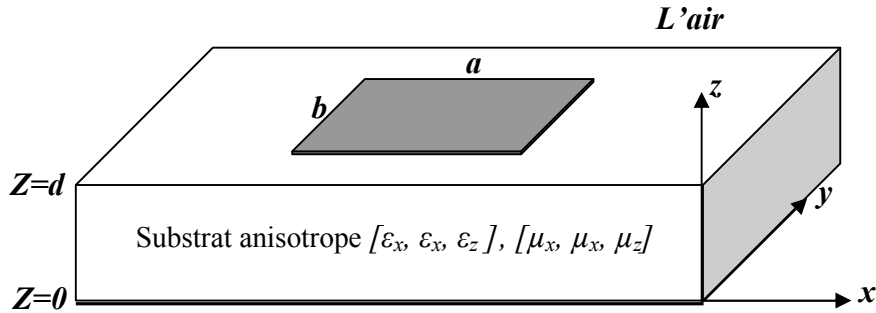


Figure III.1 : Patch rectangulaire timbré sur un milieu diélectrique possédant une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle.

### III.2 Formalisme nécessaire pour la mise en équation du problème

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

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega[\mu]\vec{H} \quad \text{Maxwell Faraday} \quad \text{(III.1a)}$$

$$\nabla \times \vec{H} = i\omega[\varepsilon]\vec{E} \quad \text{Maxwell Ampère} \quad \text{(III.1b)}$$

En analyse, la transformation de Fourier est une extension, pour les fonctions non périodiques, du développement en série des fonctions périodiques de Fourier. La transformation de Fourier associe à une fonction intégrable, définie sur l'ensemble des nombres réels ou celui des nombres complexes, une fonction appelée *transformée de Fourier* dont la variable indépendante peut s'interpréter en physique comme la fréquence ou la pulsation. La transformée de Fourier s'exprime comme « *somme infinie* » des fonctions trigonométriques de toutes fréquences. Une telle sommation se présente sous forme d'intégrale. Les Séries et la transformation de Fourier constituent les deux outils de base de l'analyse harmonique. Lorsque la fonction sus-nommée est la représentation d'un phénomène physique, comme l'état du champ électromagnétique ou du champ acoustique en un point, on l'appelle signal et sa transformée de Fourier s'appelle son spectre. Les transformées scalaires de Fourier sont définies par les relations suivantes:

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

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

Nous allons écrire les équations de maxwell dans le domaine spectral (Fourier) :

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

Notons que la transformée scalaire de Fourier de la dérivé partielle d'une fonction peut être obtenue à l'aide des deux propriétés suivantes :

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

A partir des équations précédentes on aura :

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

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

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

Dans le domaine spectral, les équations (III.1a) et (III.1b) deviennent :

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

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

Il est à noter que l'analyse dans le domaine de Fourier a été présentée la première fois par Yamashita et Mittra [13] pour le calcul de l'impédance caractéristique et la vitesse de phase d'une ligne micro-ruban basée sur une approximation quasi-TEM. Denlinger [14] a employé une méthode efficace dans le domaine des transformées de Fourier pour calculer la capacité d'une ligne. La solution par cette méthode, cependant, dépend fortement des distributions du courant sur la bande conductrice.

Pour éviter cette difficulté et améliorer l'exactitude de la solution, une nouvelle méthode a été présentée par Itoh et Mittra, généralement appelée maintenant l'approche spectrale (SDA) [15]. La raison principale est que le SDA est numériquement efficace est qu'elle exige un prétraitement analytique significatif. Cependant, elle souffre de quelques limitations. Une des limitations est que l'approche SDA exige une épaisseur infinitésimale pour le patch. Il est également difficile de traiter la structure avec un élément rayonnant ayant une conductivité finie.

A partir des équations (III.8a) et (III.8b) on' à:

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

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

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

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

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

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

A partir des équations (III.9a), (III.9b), (III.9c), (III.10a), (III.10b), (III.10c) et Après quelques opérations mathématiques, les composantes transversales en fonction des composantes longitudinales  $E_z$  et  $H_z$ .peuvent être écrite dans le domaine spectral sous la forme :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon_x\mu_x k_0^2\right) \tilde{E}_x = jk_x \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z + \omega\mu_0\mu_x k_y \tilde{H}_z \quad (III.11a)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon_x\mu_x k_0^2\right) \tilde{E}_y = jk_y \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z - \omega\mu_0\mu_x k_x \tilde{H}_z \quad (III.11b)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon_x\mu_x k_0^2\right) \tilde{H}_x = jk_x \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z - \omega\varepsilon_0\varepsilon_x k_y \tilde{E}_z \quad (III.11c)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon_x\mu_x k_0^2\right) \tilde{H}_y = jk_y \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + \omega\varepsilon_0\varepsilon_x k_x \tilde{E}_z \quad (III.11d)$$

On peut récrire ces équations sous la forme :

$$\tilde{E}_x = j \frac{1}{k_s^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} k_x \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z + \frac{1}{k_s^2} \omega\mu_0\mu_z k_y \tilde{H}_z \quad (III.12a)$$

$$\tilde{E}_y = j \frac{1}{k_s^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} k_y \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z - \frac{1}{k_s^2} \omega\mu_0\mu_z k_x \tilde{H}_z \quad (III.12b)$$

$$\tilde{H}_x = j \frac{1}{k_s^2} \frac{\mu_z}{\mu_x} k_x \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z - \frac{1}{k_s^2} \omega\varepsilon_0\varepsilon_z k_y \tilde{E}_z \quad (III.12c)$$

$$\tilde{H}_y = j \frac{1}{k_s^2} \frac{\mu_z}{\mu_x} k_y \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + \frac{1}{k_s^2} \omega\varepsilon_0\varepsilon_z k_x \tilde{E}_z \quad (III.12d)$$

Nous pouvons mettre les équations (III.12a) et (III.12b) sous la forme :

$$\tilde{\tilde{E}} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} \quad (III.13a)$$

De même à partir des équations (III.12c) et (III.12d) on peut écrire :

$$\tilde{\tilde{H}} = \begin{bmatrix} \tilde{H}_y \\ -\tilde{H}_x \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} \quad (III.13b)$$

Les exposants  $\bar{e}$  et  $\bar{h}$  dans les équations (III.13a) et (III.13b) dénotent les ondes TM et TE, respectivement. Les composantes  $e^e, e^h, h^e$  et  $h^h$  sont définies par:

$$\bar{e} = \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} j \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z \\ \omega \mu_0 \mu_z \tilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.14a})$$

$$\bar{h} = \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_z \tilde{E}_z \\ j \frac{\mu_z}{\mu_x} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.14b})$$

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

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \tilde{E}_z + k_a^2 \tilde{E}_z = 0 \quad (\text{III.15a})$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \tilde{H}_z + k_b^2 \tilde{H}_z = 0 \quad (\text{III.15b})$$

Avec :

$$k_a^2 = \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z} (\mu_x \varepsilon_z k_0^2 - k_s^2) \quad (\text{III.16a})$$

$$k_b^2 = \frac{\mu_x}{\mu_z} (\varepsilon_x \mu_z k_0^2 - k_s^2) \quad (\text{III.16b})$$

$$k_s^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (\text{III.16c}),$$

$$k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \quad (\text{III.16d})$$

D'après les équations de propagations (III.15a), (III.15b) les formes générales de  $\tilde{E}_z$  et  $\tilde{H}_z$  sont données par les relations suivantes:

$$\tilde{E}_z = A_1 e^{-ik_a z} + B_1 e^{ik_a z} \quad (\text{III.17a})$$

$$\tilde{H}_z = A_2 e^{-ik_b z} + B_2 e^{ik_b z} \quad (\text{III.17b})$$

En remplaçant les équations (III.17a) et (III.17b) dans (III.15a) et (III.15b) nous obtenons :

$$\bar{e}(k_s, z) = \begin{vmatrix} e^{-ik_a z} & 0 \\ 0 & e^{-ik_b z} \end{vmatrix} \bar{A} + \begin{vmatrix} e^{ik_a z} & 0 \\ 0 & e^{ik_b z} \end{vmatrix} \bar{B} \quad (\text{III.18a})$$

$$\bar{h}(k_s, z) = \bar{g}(k_s) \cdot \left[ \begin{vmatrix} e^{-ik_a z} & 0 \\ 0 & e^{-ik_b z} \end{vmatrix} \bar{A} - \begin{vmatrix} e^{ik_a z} & 0 \\ 0 & e^{ik_b z} \end{vmatrix} \bar{B} \right] \quad (\text{III.18b})$$

$$\bar{g}(k_s) = \text{diag}[g^e(k_s), g^h(k_s)] = \text{diag}\left[\frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x}{k_a}, \frac{k_b}{\omega \mu_0 \mu_x}\right] \quad (\text{III.18c})$$

Pour plus de détails concernant l'équation (III.18c), Voir annexe A.

### III.3 Relation champ électrique – courant de surface

Le champ électrique tangentiel est calculé à partir des fonctions dyadiques de Green et des courants de surface. Dans cette section on considère que la région où l'onde se propage est limitée entre les deux plans  $Z_j$  et  $Z_{j-1}$ .

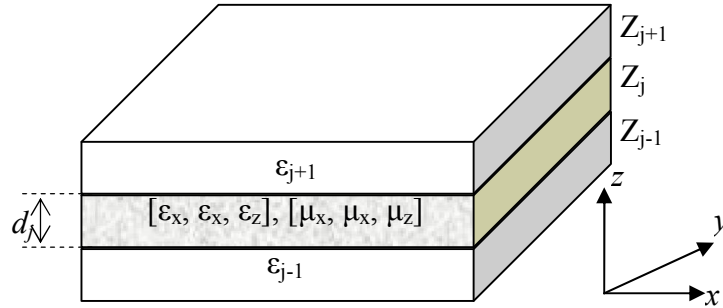


Figure III.2 Représentation simplifiée de la structure étudiée

L'équation (III.18a) conjointement avec l'équation (III.18b) nous permettent d'écrire

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (\text{III.19})$$

Ou

$$\bar{\bar{T}}_j = \begin{bmatrix} \bar{\bar{T}}_j^{11} & \bar{\bar{T}}_j^{12} \\ \bar{\bar{T}}_j^{21} & \bar{\bar{T}}_j^{22} \end{bmatrix} \quad (\text{III.20})$$

Avec :

$$\bar{\bar{T}}_j^{11} = \bar{\bar{T}}_j^{22} = \begin{bmatrix} \cos(k_{aj}d_j) & 0 \\ 0 & \cos(k_{bj}d_j) \end{bmatrix} \quad (\text{III.21})$$

$$\begin{aligned} \bar{\bar{T}}_j^{12} &= -j \begin{vmatrix} \sin(k_{aj}d_j) & 0 \\ 0 & \sin(k_{bj}d_j) \end{vmatrix} \times \bar{g}_j^{-1} \\ &= \begin{bmatrix} -j \frac{k_{aj}}{\omega \epsilon_0 \epsilon_x} \sin(k_{aj}d_j) & 0 \\ 0 & -j \frac{\omega \mu_0 \mu_x}{k_{bj}} \sin(k_{bj}d_j) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{III.22})$$

$$\begin{aligned} \bar{\bar{T}}_j^{21} &= -j \begin{vmatrix} \sin(k_{aj}d_j) & 0 \\ 0 & \sin(k_{bj}d_j) \end{vmatrix} \times \bar{g}_j \\ &= \begin{bmatrix} -j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_x}{k_{aj}} \sin(k_{aj}d_j) & 0 \\ 0 & -j \frac{k_{bj}}{\omega \mu_0 \mu_x} \sin(k_{bj}d_j) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{III.23})$$

Pour le cas d'un milieu diélectrique isotrope, il est nécessaire de considérer  $\varepsilon_x = \varepsilon_z$  et  $\mu_x = \mu_z$ . L'équation (III.19) est obtenue par transformation du système d'axe. Dans le cas où l'interface  $Z=Z_j$  ne contient pas des densités de courants on aura

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{T}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (III.24)$$

Dans le cas où des densités de courants existent sur l'interface  $z=z_j$ , on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, z_j^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{J}(z_j) \end{bmatrix} \quad (III.25)$$

Dans le cas où le milieu au-dessous du plan  $z_{j-1}$  est considéré comme plan de masse, on aura :

$$\bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) = \bar{0} \quad (III.26)$$

Dans le cas où le milieu au-dessus du plan  $z_j$  est le vide, on obtient

$$\bar{h}_{j+1}(k_s, z_j^+) = \bar{g}_{j+1}(k_s) \cdot \bar{e}_{j+1}(k_s, z_j^+) \quad (III.27)$$

Les équations (III.25)-(III.27) sont les équations fondamentales pour l'estimation de la fonction dyadique. Cette dernière relie le champ électrique tangentiel avec le courant dans le plan du patch :

$$\tilde{\bar{E}} = \bar{G} \cdot \tilde{\bar{J}}, \quad \tilde{\bar{E}} = \begin{bmatrix} \tilde{\bar{E}}_x \\ \tilde{\bar{E}}_y \end{bmatrix}, \quad \tilde{\bar{J}} = \begin{bmatrix} \tilde{\bar{J}}_x \\ \tilde{\bar{J}}_y \end{bmatrix}, \quad \bar{G} = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix} \quad (III.28)$$

Dans la nouvelle représentation, la fonction  $\bar{Q}$  relie le champ électrique tangentiel  $\bar{e}$  avec le courant  $\bar{J}$  dans le plan du patch :

$$\tilde{\bar{e}} = \bar{Q} \cdot \tilde{\bar{J}}, \quad \bar{e} = \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix}, \quad \bar{J} = \begin{bmatrix} J^e \\ J^h \end{bmatrix}, \quad \bar{Q} = \begin{bmatrix} Q^e & 0 \\ 0 & Q^h \end{bmatrix} \quad (III.29)$$

En utilisant des opérations algébriques simples on peut trouver une relation reliant le tenseur diagonal  $\bar{Q}$  et le tenseur  $\bar{G}$  :

$$\bar{G} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \bar{Q} \cdot \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \quad (III.30)$$

A présent, on va utiliser le développement précédent pour trouver des formules explicites pour l'évaluation de la fonction dyadique. Cette fonction inclut toutes les conditions de bords entre les différents milieux. Le plan  $z_0$  coïncide au plan de masse. L'élément rayonnant est timbré sur le plan  $z_1 = d_1$ . Au-dessus de l'élément rayonnant, on trouve le milieu ambiant (l'air).

Le patch métallique est gravé sur une substance anisotrope caractérisée par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle. En se basant sur les équations (III.25)-(III.27), on aura

$$\bar{e}_1(k_s, z_0^+) = \bar{0} \quad (III.31)$$

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_2(k_s, z_1^+) \\ \bar{h}_2(k_s, z_1^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_1 \begin{bmatrix} \bar{e}_1(k_s, z_0^+) \\ \bar{h}_1(k_s, z_0^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{J}(z_1) \end{bmatrix} \quad (III.32)$$

$$\bar{h}_2(k_s, z_1^+) = \bar{g}_2(k_s) \cdot \bar{e}_2(k_s, z_1^+) \quad (III.33)$$

En combinant les trois dernières équations on obtient :

$$G_{xx} = \frac{1}{jk_s^2 \omega \varepsilon_0} \left( \frac{k_x^2 k_{z0} k_a \sin(k_a d_1)}{\varepsilon_x k_{z0} \cos(k_a d_1) + j k_a \sin(k_a d_1)} + \frac{k_y^2 k_0^2 \mu_x \sin(k_b d_1)}{k_b \cos(k_b d_1) + j k_{z0} \mu_x \sin(k_b d_1)} \right) \quad (III.34a)$$

$$G_{xy} = G_{yx} = \frac{1}{jk_s^2 \omega \varepsilon_0} \left( \frac{k_x k_y k_{z0} k_a \sin(k_a d_1)}{\varepsilon_x k_{z0} \cos(k_a d_1) + j k_a \sin(k_a d_1)} - \frac{k_x k_y k_0^2 \mu_x \sin(k_b d_1)}{k_b \cos(k_b d_1) + j k_{z0} \mu_x \sin(k_b d_1)} \right) \quad (III.34b)$$

$$G_{yy} = \frac{1}{jk_s^2 \omega \varepsilon_0} \left( \frac{k_y^2 k_{z0} k_a \sin(k_a d_1)}{\varepsilon_x k_{z0} \cos(k_a d_1) + j k_a \sin(k_a d_1)} + \frac{k_x^2 k_0^2 \mu_x \sin(k_b d_1)}{k_b \cos(k_b d_1) + j k_{z0} \mu_x \sin(k_b d_1)} \right) \quad (III.34c)$$

Dans les équations (III.34a)-(III.34c),  $k_{z0}^2 = k_0^2 - k_s^2$ . Les composantes du tenseur spectral de Green ( $G_{xx}$ ,  $G_{xy}$  et  $G_{yy}$ ) sont singulières lorsque les dénominateurs des équations (III.34a)-(III.34c) s'annulent. En outre, nous pouvons déduire à partir de ces dénominateurs les équations modales TM et TE des ondes de surface supportées par une structure anisotrope. Ces équations, très utiles dans l'analyse des ondes de surface, ont été déterminées précédemment après un effort algébrique considérable et des calculs fastidieux.

### III.4 Projection sur fonctions de test

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. Le champ électrique transverse peut être obtenu à partir de (III.28) via la transformée inverse scalaire de Fourier :

$$\bar{E}(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \bar{G} \cdot \tilde{J} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (III.35)$$

L'application de la condition au limite exigeant l'annulation du champ électrique transverse de (III.35) sur la plaque parfaitement conductrice, donne l'équation intégrale recherchée :

$$\frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \bar{G} \cdot \tilde{J} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (III.36)$$

L'objectif consiste à déterminer le courant étant connu l'opérateur linéaire d'intégration. Il s'agit d'un problème inverse qui devient insoluble sauf de manière numérique à cause de la linéarité de l'opérateur d'intégration. La méthode des moments est l'une des techniques les plus compétitives. La méthode des moments exige que la fonction inconnue puisse être exprimée comme une combinaison linéaire de plusieurs termes :

$$J_x(x, y) = \sum_{n=1}^N a_n J_{xn}(x, y) \quad (III.37a)$$

$$J_y(x, y) = \sum_{m=1}^M b_m J_{ym}(x, y) \quad (III.37b)$$

Les  $J_{xn}(x, y)$  et les  $J_{ym}(x, y)$  sont des fonctions de bases orthogonales entre elles. Quant aux  $a_n$  et  $b_m$ , ils représentent les poids respectifs assignés à la fonction de base; ils correspondent aux produits scalaires i.e. projections de la fonction inconnue sur les fonctions de bases. Substituant (III.37a) et (III.37b) dans (III.36), on obtient :

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} \bar{G} \cdot \begin{bmatrix} \sum_{n=1}^N a_n \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \\ \sum_{m=1}^M b_m \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \end{bmatrix} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (III.38)$$

Il suffit maintenant d'estimer les valeurs des poids  $a_n$  et  $b_m$  qui deviennent nos inconnues. Malheureusement, la dernière équation (III.38) n'est pas suffisante car pour rechercher  $N+M$  inconnue, il faut  $N+M$  équations pour y arriver, on doit formuler  $N+M$  équations indépendantes à partir de (III.38) C'est possible en égalisant les projections des termes de gauche et droite sur  $N+M$  fonctions de test indépendantes. Les projections apparaissent plus claires si on les transcrit sous forme matricielle. Ainsi, l'équation (III.38) se réduit à

$$\begin{bmatrix} (Z_{kn}^1)_{N \times N} & (Z_{km}^2)_{N \times M} \\ (Z_{ln}^3)_{M \times N} & (Z_{lm}^4)_{M \times M} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (a_n)_{N \times 1} \\ (b_m)_{M \times 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (III.39)$$

Où

$$Z_{kn}^1 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) G_{xx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{III.40a})$$

$$Z_{km}^2 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{III.40b})$$

$$Z_{ln}^3 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{III.40c})$$

$$Z_{lm}^4 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) G_{yy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{III.40d})$$

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

Pour l'existence d'une solution non triviale de l'équation (III.39), il faut que le déterminant de la matrice impédance soit nul. Cette dernière condition donne l'équation caractéristique des fréquences de résonance complexes de l'antenne microbande réalisée sur un substrat ayant une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle. Les parties réelles des fréquences de résonance complexes correspondent aux fréquences de résonance, alors que les parties imaginaires sont dues aux pertes par rayonnement de la structure. En fait, si nous désignons par  $f^{nm} = f_r^{nm} + i f_i^{nm}$  l'ensemble des racines complexes de l'équation caractéristique. Dans ce cas, les quantités  $f_r^{nm}$  désignent les fréquences de résonance des modes résonants de la plaque microbande rectangulaire, les quantités  $BW_{nm} = 2 f_i^{nm} / f_r^{nm}$  désignent les bandes passantes et les quantités  $Q_{nm} = f_r^{nm} / 2 f_i^{nm}$  désignent les facteurs de qualité. Une fois la fréquence de résonance est obtenue, l'équation matricielle homogène (III.39) peut être résolue afin de déterminer les coefficients des courants sur la plaque métallique. Le courant est donc déterminé sous forme numérique.

### III.5 Convergence et stabilité numérique

Une des étapes importantes dans l'élaboration d'un calcul numérique consiste au choix des fonctions de bases. En général, les critères de sélection sont leur ressemblance avec la solution attendue et leur simplicité. Les fonctions trigonométriques constituent la base de la théorie de *Fourier* alors que les fonctions de *Bessel* sont compatibles avec la transformée de Hankel. Il s'agit en fait, de déterminer les coefficients des fonctions de base produisant les valeurs recherchées du courant aux points d'observations. Une fois que la solution est trouvée, la distribution du courant sur la structure est maintenant connue. Théoriquement, il suffit de poursuivre pour déduire numériquement le diagramme de rayonnement.

Les méthodes numériques utilisées pour résoudre un problème approché conduisent à un résultat qui est toujours entaché d'erreur. Cette erreur doit être suffisamment petite pour que la solution numérique converge vers la solution réelle. Dans ce cas l'algorithme est dit convergent. Si un raisonnement mathématique permet de montrer qu'une méthode diverge, elle ne pourra en aucun cas être utilisée sur un ordinateur.

La vitesse de convergence est un facteur important de la qualité des algorithmes. Si la vitesse de convergence est élevée, l'algorithme converge rapidement et le temps de calcul est moindre. La stabilité garantit que les erreurs ne s'amplifient pas au cours du déroulement de l'algorithme et que la méthode reste stable.

Lorsque la méthode des moments est utilisée dans la résolution de quelques problèmes d'électromagnétisme, un facteur critique est le choix approprié des fonctions de bases. La sélection de ces dernières joue un rôle important dans la détermination de la vitesse de convergence des résultats numériques, et qu'un choix inexact peut mener à des résultats erronés. Dans la littérature, différents types de fonctions de base ont été employés avec succès dans l'approximation de la densité de courant sur la plaque rectangulaire. Dans ce présent travail, deux types de fonctions de bases sont utilisés pour développer la distribution du courant surfacique inconnu sur la plaque rectangulaire. Le premier type de fonctions de bases est formé par l'ensemble des modes TM d'une cavité rectangulaire avec murs latéraux magnétiques. Ces modes sont donnés par :

$$J_{xk}(x, y) = \sin \left[ \frac{k_1 \pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right] \cos \left[ \frac{k_2 \pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right] \quad (\text{III.41a})$$

$$J_{ym}(x, y) = \sin \left[ \frac{m_2 \pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right] \cos \left[ \frac{m_1 \pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right] \quad (\text{III.41b})$$

Notons que les modes sont maintenant identifiés par le doublet  $k_1 k_2 (m_1 m_2)$  au lieu de  $k(m)$ . Le deuxième type de fonctions de bases consiste en une combinaison des polynômes de Chebyshev, avec des facteurs de pondération pour incorporer les conditions appropriées de bord. Ces fonctions de base sont données par :

$$J_{xk}(x, y) = \sqrt{\frac{1-(2x/a)^2}{1-(2y/b)^2}} U_{k_1}(2x/a) T_{k_2}(2y/b) \quad (\text{III.42a})$$

$$J_{ym}(x, y) = \sqrt{\frac{1-(2y/b)^2}{1-(2x/a)^2}} U_{m_2}(2y/b) T_{m_1}(2x/a) \quad (\text{III.42b})$$

Où  $T_n(\cdot)$  et  $U_n(\cdot)$  sont, respectivement, les polynômes de Chebyshev du premier et du deuxième espèce. Puisque le mode  $\text{TM}_{01}$  de la plaque microbande rectangulaire est largement utilisé dans les applications des antennes microbandes, dans ce qui suit uniquement des résultats pour ce mode sont donnés. Pour ce mode, la composante dominante du courant est portée selon la direction  $y$ . Au lieu d'accomplir la double intégration infinie des expressions (III.40a)-(III.40d) dans l'espace rectangulaire  $(k_x, k_y)$ , on passe aux coordonnées polaires. Pour améliorer la qualité des résultats numériques, les intégrales sont évaluées numériquement le long d'un contour déformé au-dessus de l'axe réel pour éviter les singularités.

Concernant le programme qui cherche les racines complexes de l'équation caractéristique, La méthode de Muller qui nécessite trois valeurs initiales est utilisée. Cette méthode itérative a été implémentée dans les ordinateurs avec un succès remarquable car elle converge pratiquement quadratiquement au voisinage de la racine, n'exige pas l'évaluation du dérivé de la fonction, et obtient des racines réelles et complexes même lorsque ces racines ne sont pas simples. A travers un examen consciencieux de la question de convergence, nous avons conclu que les modes TM de la cavité rectangulaire à murs latéraux magnétiques forment le meilleur ensemble qui puisse être utilisé dans l'approximation du courant de la plaque rectangulaire, puisqu'ils assurent une convergence rapide de la méthode de Galerkin avec une bonne exactitude des résultats numériques.

### III.6 Conclusion

La méthode de Galerkin dans le domaine des transformées usuelles de Fourier conjointement avec un changement du système d'axe cartésien vers la représentation (TM, TE) ont été utilisés pour le calcul numérique de la fréquence de résonance, la bande passante et le facteur de qualité d'une plaque rectangulaire timbrée sur un substrat anisotrope ayant une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle. La transformée de Fourier nous a permis de simplifier les calculs par la réduction du problème tridimensionnel en un autre bidimensionnel. Une technique efficace a été proposée pour la détermination de la fonction spectrale dyadique de Green de la structure anisotrope. Nous avons mentionné que les équations modales TM et TE des ondes de surface supportées par une structure anisotrope peuvent être déduites aisément à partir de l'expression de la fonction de Green. La procédure de Galerkin nous a permis par la suite de discrétiser cette équation pour donner lieu à un système d'équations homogène. En outre des fonctions de bases sinusoïdales, un nouveau type de fonctions de bases a été introduit pour la première fois dans l'approximation du courant d'une plaque rectangulaire timbrée sur un substrat anisotrope ayant une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle.

### III.7 Références bibliographiques

- [1] E. H. Newman and P. Tulyathan, "Analysis of microstrip antennas using moment methods" IEEE Trans. Antennas Propagat. Vol-AP 29, PP 47-53, Jan. 1981.
- [2] J. P. Daniel, G. Dubost, C. Terret, J. Citerne, and M. Drissi, "Research on planar antennas and arrays" structures rayonnantes", IEEE Trans. Antennas Propagat. Vol35, no 1, PP14- 38, Feb. 1993.
- [3] I. J. Bah land P. E. Bhartia, "Microstrip Antennas". Dedham, MA: Artech House, 1980.
- [4] K. F. Lee, K. Y. Ho, and J. S. Dahele, "Circular-disk microstrip antenna with an air gap" IEEE Trans. Antennas Propagat. Vol AP 32, PP 880-884, Aug. 1984.
- [5] T. Itoh and W. Menzel, "A full-wave analysis method for open microstrip structures", IEEE Trans. Antennas Propagat. Vol AP 29, PP 63-67, Jan. 1981.
- [6] K. Agi, M. Mojahedi, B. Minhas, E. Schamiloglu, and K. J. Malloy, " The effects of an electromagnetic crystal substrate on a microstrip patch antenna" IEEE Trans. Antennas Propagat. Vol. 50, pp. 451-456, Apr. 2002.
- [8] Y.X. Guo, K. M. Luk, and K. F. Lee, "L-probe fed thick- substrate patch antenna mounted on a finite ground plane," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 51, pp. 1955-1963, Aug. 2003.
- [7] F. Bilotti, L. Vegni, and A. Toscano, "Radiation and scattering features of patch antennas with bianisotropic substrates," IEE Trans. Antennas Propagat., vol. 51, pp. 449-456, Mar. 2003.
- [8] C. W. Wu, L. C. Kempel, and E. J. Rothwell, "Mutual coupling between patch antennas recessed in an elliptic cylinder," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 51, pp. 2489-2492, Sep. 2003.
- [9] D. Chatterjee and R. G. Plumb, "Some convergence considerations in space domain moment method analysis of class of wide-band microstrip antennas," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 48, pp.147-160, Feb. 2000.
- [10] F. Bilotti and C. Vegni, "MoM entire domain basis functions for convex polygonal patch," J. Electromag. Waves Applicat., vol. 17, no. 11, pp. 1519-1664, 2003.

- [11] Roger F. Harrington, "Field Computation by Moment Method", IEEE Press 1993, New York.
- [12] Kubilay Sertel & J. L. Volakis, "Method of Moment Solution of Volume Integral Equations Using Parametric Geometry modeling", *Radio Science*, Vol. 37, No. 1, pp. 10.1-10.7, 2002.
- [13] E. YAMASHITA, R. MITTRA, "Variational Method for the Analysis of Microstrip lines", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-16, April 1968, pp 251-256.
- [14] E. DENLINGER, "A Frequency Dependent Solution for Microstrip Transmission lines", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-19, January 1971, pp 30-39.
- [15] T. Itoh, *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures*. New York: John Wiley & Sons, 1989.
- [16] T. Fortaki, 'Contribution à 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.



# CHAPITRE IV

## Résultats et interprétations

## IV.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons fait appel à la transformée de Fourier ceci a pour but de réduire le problème tridimensionnelle en un autre bidimensionnel pour simplifier les calculs [1], [2], ensuite une méthode efficace pour la détermination de la fonction tensorielle spectrale de Green a été développée et présentée. Nous avons montré que ce tenseur est diagonal dans la représentation (TM, TE), ce qui réduit la complexité des calculs. Nous avons également établi l'équation intégrale du champ électrique par l'application des conditions aux limites. La procédure de Galerkin nous a permis par la suite de discrétiser cette équation pour donner lieu à un système d'équation homogène. Une fois la fréquence de résonance complexe est déterminée, le vecteur propre correspondant à la valeur propre minimale de la matrice impédance donne les coefficients du courant sur la plaque. La densité de courant est donc obtenue sous forme numérique comme un ensemble de courants discrets. Cette densité de courant peut être utilisée pour la computation du champ rayonné dans la région au-dessus du patch  $z \geq d$  de la Figure IV.1. La méthode de la phase stationnaire rend possible l'obtention du champ rayonné lointain dans le demi-espace supérieur de l'air de la Figure IV.1 en terme du champ électrique transverse à l'interface  $z = d$ . Nous estimons que la présente méthode permet de répondre aux exigences des utilisateurs et concepteurs des antennes micro-rubans ; d'avoir une technique de calcul alliant à la fois précision et vitesse de calcul.

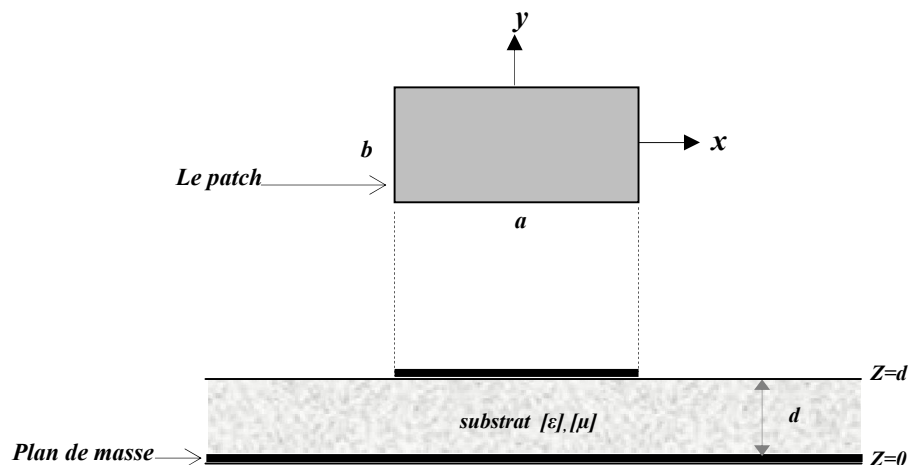
Dans le présent chapitre le mode considéré est le mode  $TM_{01}$  dont la composante dominante du courant est portée selon la direction  $y$ . Au lieu d'accomplir la double intégration infinie des expressions (III.40a)-(III.40d) dans l'espace rectangulaire  $(k_x, k_y)$ , on passe aux coordonnées polaires. Pour améliorer la qualité des résultats numériques, les intégrales sont évaluées numériquement en utilisant la règle composite de Gauss-Legendre à 8 points, avec une intégration effectuée le long d'un contour déformé au-dessus de l'axe réel pour éviter les singularités. La règle composite de Gauss-Legendre à 8 points, adoptée ici pour l'évaluation des intégrales, produit des estimations exactes même lorsque l'intervalle d'intégration est large. Dans cette règle composite, l'intervalle d'intégration est divisé en des intervalles plus petits, et puis la règle simple de Gauss-Legendre à 8 points est appliquée pour chacun de ces sous-intervalles. Concernant le programme qui cherche les racines complexes de l'équation caractéristique, La méthode de Muller qui nécessite trois valeurs initiales est utilisée. Cette méthode itérative a été implémentée dans les ordinateurs avec un succès remarquable car elle converge pratiquement quadratiquement au voisinage de la racine, n'exige pas l'évaluation du dérivé de la fonction, et obtient des racines réelles et complexes même lorsque ces racines ne sont pas simples. Le substrat est choisi parmi les trois possibilités suivantes : un diélectrique isotrope, une substance anisotrope avec une permittivité tensorielle (la perméabilité étant la même dans toutes les directions) et finalement un milieu anisotrope avec une

perméabilité tensorielle (la permittivité étant la même dans toutes les directions) (voir Figure IV. 1). Dans le chapitre précédent, nous avons mentionné que la densité du courant surfacique sur la plaque métallique est approximée en utilisant deux types de fonctions de base. En ce qui concerne la convergence numérique des fonctions de base issues du modèle de la cavité, nous avons trouvé qu'uniquement une seule fonction de base dans la direction  $y$  suffit pour obtenir la fréquence de résonance avec une précision acceptable. Les avantages apportés par l'utilisation d'une seule fonction de base sont : 1) une diminution considérable du temps de calcul car un seul élément dans la matrice impédance est à calculer. 2) la méthode de Muller converge à la fréquence correcte pour un large choix de valeurs initiales. En ce qui concerne la convergence numérique des fonctions de base formées à base des polynômes de Chebyshev avec les conditions de bord, des résultats convergents sont obtenus avec ( $K=1, M=4$ ). Le mode dans la direction  $x$  est (1,1), alors que les modes dans la direction  $y$  sont (0,0), (0,2), (2,0) et (2,2). Comparativement au programme développé pour les cas des fonctions de base sinusoïdales, le programme développé pour le calcul de la fréquence de résonance complexe lorsque les polynômes de Chebyshev avec les conditions de bord sont utilisés nécessite un temps relativement important pour les raisons suivantes : 1) la matrice impédance à une taille de  $5 \times 5$ . 2) Le nombre d'itérations dans la méthode de Muller augmente avec l'accroissement de la taille de la matrice impédance. 3) La transformée de Fourier des fonctions de base utilisant les polynômes de Chebyshev avec les conditions de bord est exprimée en terme de la fonction de Bessel du premier espèce et d'ordre 0, 1, 2, ... (il est connu que le calcul numérique de la fonction de Bessel nécessite un temps considérable). En raison des avantages inhérents aux fonctions de base sinusoïdales, nous exploitons le programme relatif à ces fonctions dans le reste de cette étude.

## IV.2 Validation de l'approche proposée

Afin de valider l'approche proposée, nous comparons dans cette section nos résultats générés à partir de notre programme avec les données théoriques et expérimentales de la littérature. Par la même occasion on exposera la dépendance des caractéristiques de l'antenne microbande en fonction de l'épaisseur physique du milieu diélectrique. On discute l'influence de l'épaisseur du substrat sur la fréquence de résonance et la bande passante. Le tableau (IV.1) montre la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur  $d$  du substrat, pour une plaque rayonnante rectangulaire de dimension  $a=25.08mm$ ,  $b=15.438mm$ , réalisée sur un substrat isotrope de permittivité relative  $\epsilon_x = \epsilon_z = 2.2$  et de perméabilité  $\mu_x = \mu_z = 1$ . Il est clair à partir du tableau (IV.1) que nos fréquences de résonances calculées coïncident avec ceux de la littérature, ce qui valide le programme développé. En ce qui concerne la bande passante de l'antenne, nous avons trouvé que l'antenne ayant une épaisseur épaisse est dotée d'une large bande passante.

Notons que, la méthode la plus simple pour l'élargissement de la bande passante consiste simplement à augmenter l'épaisseur du diélectrique entre le patch (élément rayonnant) et le plan de masse. Cette méthode ne peut pas, cependant, être appliquée sans causer des anomalies ; à savoir l'excitation des ondes de surfaces et la perte de l'aspect faible poids, volume et épaisseur fortement souhaitable dans les applications des antennes microbandes. Une solution plus efficace consiste à utiliser des patches microbandes dans des configurations empilées. En outre de l'obtention d'une bande passante large, la configuration empilée offre la possibilité de l'opération en mode bifréquence. Cette opération qui consiste à ce que l'antenne opère de façon efficace en deux fréquences distinctes, est parfois un besoin extrême dans quelques utilisations. Les antennes conventionnelles ne garantissent pas ce type de fonctionnement. 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. Notons que l'excitation supplémentaire des ondes de surface engendre les handicaps suivants : 1) dégradation du rayonnement de l'antenne à des niveaux inacceptables. 2) couplage d'énergie indésirable dans le cas d'un réseau d'antenne. 3) le rayonnement dû aux ondes de surface peut engendrer de sérieuses perturbations sur le rayonnement de l'antenne. A partir des résultats de cette section, nous concluons que l'algorithme proposé est très robuste et semble un outil de simulation efficace pour la CAO des antennes microbandes.



*Figure IV.1 Géométrie d'une antenne micro-ruban rectangulaire.*

**Tableau. IV.1. Comparaison de nos calculs de la fréquence de résonance avec les données théoriques et mesurées ;  $a=25.08\text{mm}$ ,  $b=15.438\text{mm}$ ,  $\epsilon_x=\epsilon_z=2.2$ ,  $\mu_x = \mu_z = 1$ .**

$d(\text{mm})$	Fréquence de Résonance $f_r$ (GHz)			
	Fréquence mesurée	Fréquence calculée		
	[3]	[3]	[4]	Nos resultants
0.84	6.057	6.092	6.15	6.053
1.64	5.887	5.883	5.89	5.885

### IV.3 Influence de la permittivité tensorielle

Durant ces dernières années un intérêt croissant a été observé dans l'étude des circuits micro-ondes réalisés sur des substances anisotropes, spécialement l'anisotropie uniaxiale. Cette anisotropie peut être intrinsèque, en raison de la nature cristalline de ces substances, ou peut être causée par leurs procédés de production. L'intérêt réservé à l'étude des substrats micro-ondes anisotropes provient de deux arguments principaux. Premièrement, il a été rapporté dans la littérature que plusieurs substrats pratiques exhibent un taux significatif d'anisotropie qui peut affecter les performances des circuits micro-ondes, et donc une caractérisation et conception précises doivent tenir compte de cet effet. Secondement, il est possible que l'utilisation de tels matériaux peut avoir un effet bénéfique sur les circuits micro-ondes. Comme exemple, nous citons l'utilisation des substrats diélectriques anisotropes pour l'élargissement de la bande passante. La polarisation circulaire qui est très demandée en pratique peut être également obtenue par l'utilisation de substances anisotropes.

L'influence de la permittivité tensorielle sur les caractéristiques de l'antenne patch a été étudiée par Pozar [3] et Nelson *et al.* [4]. Ces deux études n'ont pas été faite d'une manière convenable puisque dans l'étude de Pozar uniquement la variation de la permittivité perpendiculaire à l'axe optique est considérée, alors que dans l'étude rapportée dans [4], l'anisotropie a été étudiée en fonction du rapport d'anisotropie  $AR_I = \epsilon_x/\epsilon_z$ . Dans cette section, On montre que le paramètre  $AR_I$  seul n'est pas suffisant pour prédire les variations des caractéristiques de l'antenne, et qu'une manière convenable d'étudier les effets de l'anisotropie uniaxiale de type électrique est de varier les deux paramètres  $\epsilon_x$  et  $\epsilon_z$ .

#### IV.3.1 Influence de la permittivité selon l'axe optique

L'influence de la permittivité selon l'axe optique sur la fréquence de résonance et la bande passante de l'antenne est étudiée. Les paramètres de l'antenne sont :  $\epsilon_x = 2.43$ ,  $a = 19 \text{ mm}$ ,  $b = 22.9 \text{ mm}$ ,  $\mu_x = \mu_z = 1$ . Les figures (IV.1.a, b) montrent la fréquence de résonance et la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat, où le cas isotrope ( $\epsilon_x = \epsilon_z = 2.43$ ), l'anisotropie positive ( $\epsilon_x = 2.43$ ,  $\epsilon_z = 4.86$ ) et l'anisotropie négative ( $\epsilon_x = 2.43$ ,  $\epsilon_z = 1.62$ ) sont considérés. L'anisotropie est obtenue par le changement de  $\epsilon_z$  tout en gardant  $\epsilon_x$  constante.

Pour l'anisotropie négative, il est montré que la fréquence de résonance augmente considérablement en comparaison avec le cas isotrope et décroît considérablement dans le cas de l'anisotropie positive. Le même comportement est observé pour la bande passante comme le montre la figure figures (IV.1.b). Cela est prévu, car les caractéristiques de l'antenne sont plus sensibles aux variations de la permittivité selon l'axe optique.

### IV.3.2 Influence de la permittivité perpendiculaire à l'axe optique

Dans les Figures (IV.2.a, b), la fréquence de résonance et la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat, pour le cas isotrope  $\epsilon_x=\epsilon_z=2.43$ , l'anisotropie uniaxiale positive  $\epsilon_x=1.62$ ,  $\epsilon_z=2.43$  et l'anisotropie négative  $\epsilon_x=4.86$ ,  $\epsilon_z=2.43$  sont étudiées. L'anisotropie est obtenue en changeant  $\epsilon_x$ , et en gardant  $\epsilon_z$  constant. On observe que la fréquence de résonance se décale vers des valeurs plus grandes pour le cas de l'anisotropie positive et vers les plus petites pour le cas de l'anisotropie négative. La même remarque est valable pour la bande passante. Il est important de noter ici que les changements causés par le phénomène d'anisotropie sont plus prononcés dans les figures (IV.1.a, b) que dans les figures (IV.2.a, b). 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 de résonance et la bande passante sont fortement dépendant de la permittivité relative  $\epsilon_z$  le long de l'axe optique. On conclue aussi que leur dépendance en fonction de  $\epsilon_x$  diminue avec la diminution de l'épaisseur du substrat. Pour des antennes microbandes à épaisseurs très faibles les caractéristiques de l'antenne (fréquence de résonance et bande passante) dépendent uniquement de  $\epsilon_z$ .

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 de type électrique. A l'intérieure de la région à substrat uniaxial, les équations de Maxwell pour le champ électrique et magnétique sont données par :

$$\Delta \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (\text{IV.1})$$

$$\Delta \times \mathbf{H} = i\omega\overline{\overline{\epsilon}}\mathbf{E} \quad (\text{IV.2})$$

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

$$-\Delta \times \Delta \times \mathbf{E} + \omega^2\mu_0\overline{\overline{\epsilon}}\mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (\text{IV.3})$$

$$-\Delta \times (\overline{\overline{\epsilon}})^{-1} \cdot (\Delta \times \mathbf{H}) + \omega^2\mu_0\mathbf{H} = \mathbf{0} \quad (\text{IV.4})$$

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

$$\Delta \cdot (\overline{\overline{\epsilon}} \mathbf{E}) = 0 \quad (\text{IV.5})$$

$$\Delta \cdot (\mathbf{H}) = 0 \quad (\text{IV.6})$$

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

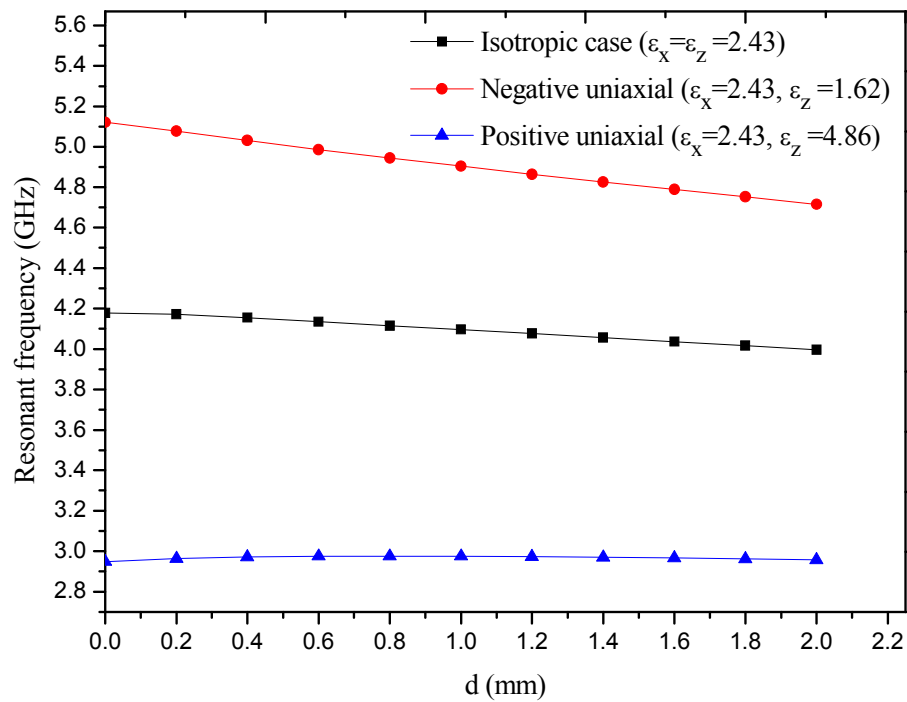
$$(\Delta_T + \varepsilon_z k_0^2)E_z + \frac{1}{AR_1} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{IV.7})$$

$$(\Delta_T + \varepsilon_x k_0^2)H_z + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{IV.8})$$

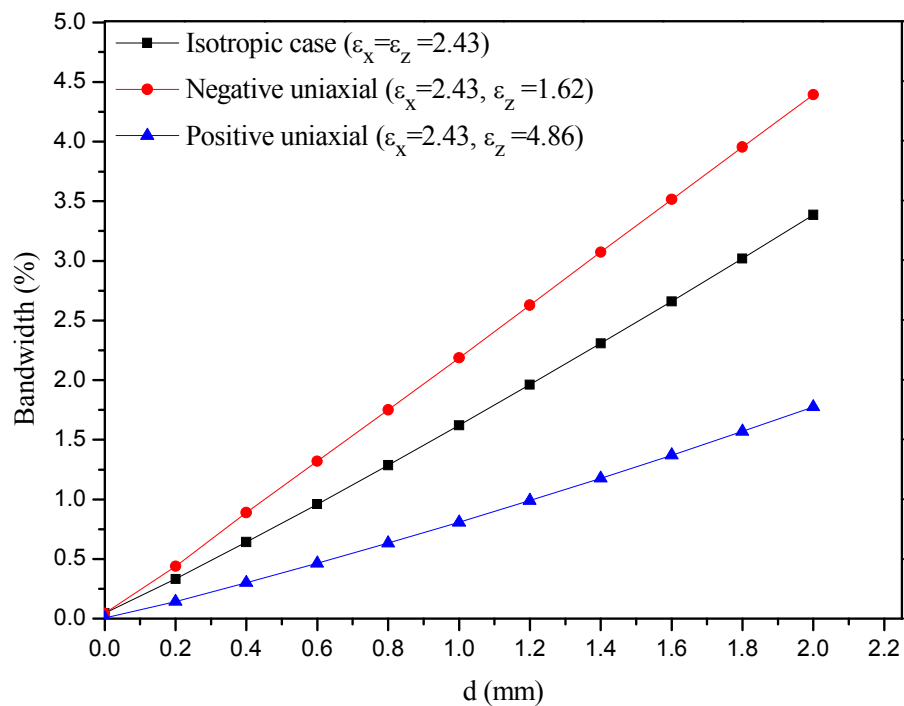
$\Delta_T$  Désigne le laplacien transverse. Pour les épaisseurs faibles, uniquement la composante  $z$  du champ électrique et la composante transversale du champ magnétique existe. Aussi, les champs dans cette région sont indépendants de la coordonnée  $z$ , l'équation (IV.7) peut donc se réécrit comme suit :

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

l'équation (IV.9) indique que dans le cas limite des petits  $d$ , le substrat à anisotropie uniaxial de type électrique se comporte comme un substrat isotrope avec une permittivité égale à  $\varepsilon_z$ , pour cela, la dépendance de la fréquence d'opération et la bande passante uniquement de  $\varepsilon_z$  est justifiée. Lorsque l'épaisseur augmente, en outre des ondes propagatifs  $TM$ , les ondes  $TE$  vont aussi être excitées, cela résulte à une augmentation de la dépendance de la fréquence de résonance et de la bande passante en fonction de  $\varepsilon_x$ .

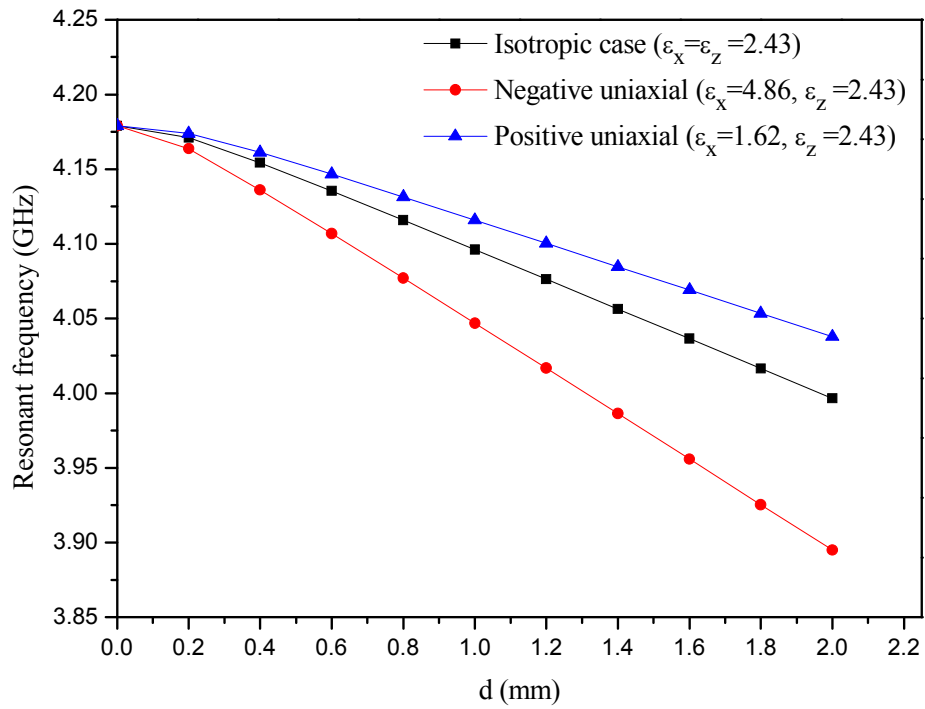


(a)-Fréquence de résonance

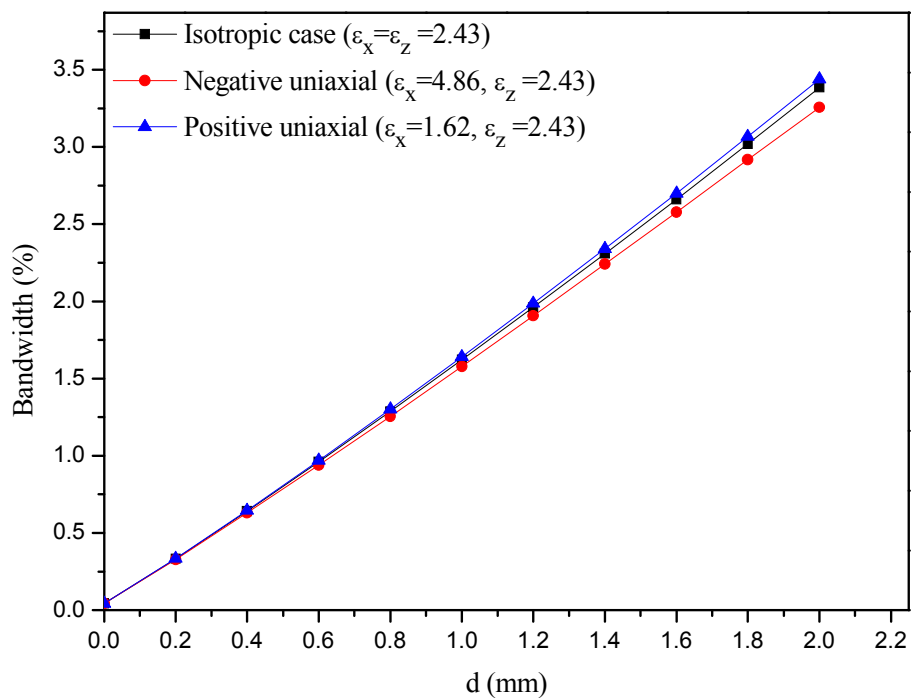


(b)-Bande passante

Figure IV.1 l'effet de l'épaisseur du substrat sur la fréquence de résonance et la bande passante d'une antenne patch isotrope, permittivité uniaxiale positive et négative de paramètres fixes:  $\epsilon_x = 2.43$ ,  $a = 19$  mm,  $b = 22.9$  mm,  $\mu_x = \mu_z = 1$ , (a) fréquence de résonance, (b) bande passante.



(a)-Fréquence de résonance



(b)-Bande passante

Figure IV.2 l'effet de l'épaisseur du substrat sur la fréquence de résonance et la bande passante d'une antenne patch isotrope, permittivité uniaxiale positive et négative de paramètres fixes :  $\epsilon_z = 2.43$ ,  $a = 19$  mm,  $b = 22.9$  mm,  $\mu_x = \mu_z = 1$ , (a) fréquence de résonance, (b) bande passante.

## IV.4 Influence de la perméabilité tensorielle

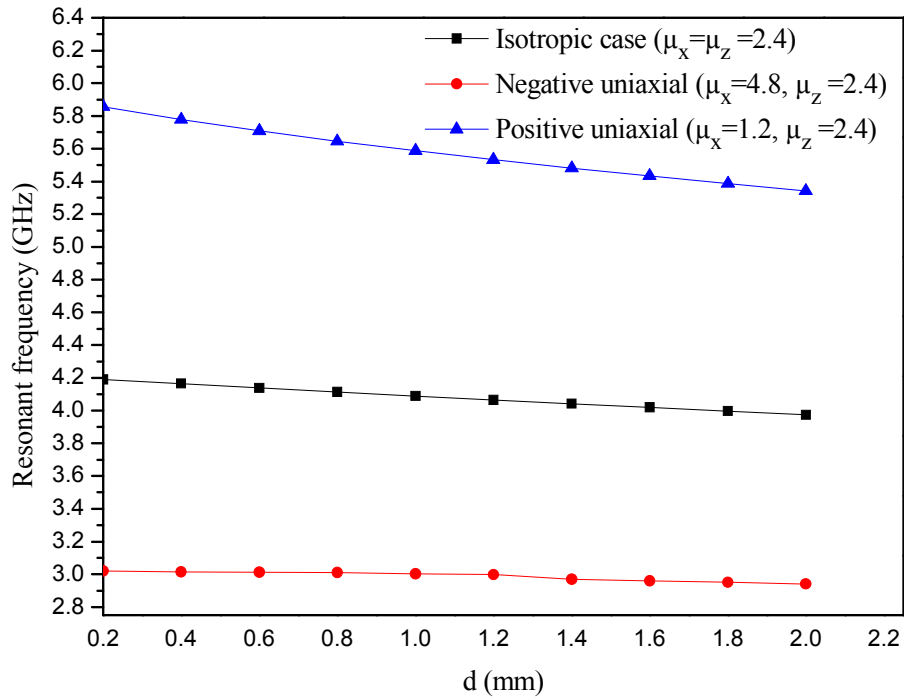
L'influence de l'anisotropie uniaxiale de type électrique causée par une permittivité tensorielle a été étudiée dans plusieurs travaux disponibles dans la littérature ouverte [3]-[19]. Cependant, peu de travaux ont considéré l'influence de l'anisotropie uniaxiale de type magnétique causée par une perméabilité tensorielle. Dans la présente section nous étudions l'influence des deux paramètres de la perméabilité sur les caractéristiques de résonance de l'antenne microbande rectangulaire.

### IV.4.1 Influence de la perméabilité perpendiculaire à l'axe optique

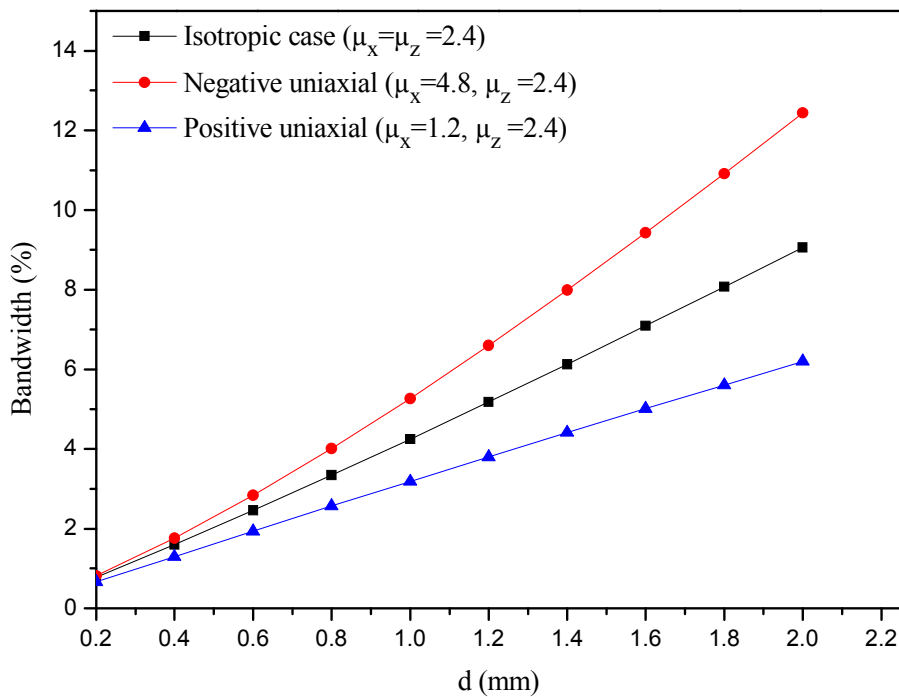
Les Figures (IV.3.a, b) montrent respectivement la fréquence de résonance et la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat pour le cas isotrope ( $\mu_x = \mu_z = 2.4$ ), l'anisotropie positive ( $\mu_x = 1.2, \mu_z = 2.4$ ) et l'anisotropie négative ( $\mu_x = 4.8, \mu_z = 2.4$ ). L'anisotropie de type magnétique est obtenue en changeant  $\mu_x$  et en gardant  $\mu_z$  constant. Les paramètres fixes de l'antenne sont  $\mu_z = 2.4, a=19 \text{ mm}, b=22.9 \text{ mm}, \varepsilon_x = \varepsilon_z = 1$ . On observe que la fréquence d'opération (bande passante) se décale vers des valeurs plus grandes pour le cas de l'anisotropie positive et plus petites pour le cas de l'anisotropie négative. Le décalage dans les Figures (IV.3.a, b) est très important. On note aussi que l'effet de l'anisotropie persiste pour les faibles comme pour les grandes épaisseurs.

### IV.4.2 Influence de la perméabilité le long de l'axe optique

Dans cette sous-section, nous étudions l'influence de la perméabilité le long de l'axe optique sur les caractéristiques de résonance de l'antenne microbande rectangulaire. Les Figures (IV.4.a, b) montrent respectivement la fréquence de résonance et la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat pour le cas isotrope ( $\mu_x = \mu_z = 2.4$ ), l'anisotropie positive ( $\mu_x = 2.4, \mu_z = 4.8$ ) et l'anisotropie négative ( $\mu_x = 2.4, \mu_z = 1.2$ ). L'anisotropie de type magnétique est obtenue en changeant  $\mu_z$  et en gardant  $\mu_x$  constant. Les paramètres fixes de l'antenne sont  $\mu_x = 2.4, a=19 \text{ mm}, b=22.9 \text{ mm}, \varepsilon_x = \varepsilon_z = 1$ . On observe que la fréquence d'opération se décale vers des valeurs plus grandes pour le cas de l'anisotropie négative et plus petites pour le cas de l'anisotropie positive. Le décalage dans la Figure (IV.4.a) est faible comparativement à celui constaté dans la Figure (IV.3.a). 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. En ce qui concerne la bande passante, il est clair à partir de la figure (IV.4.b) que cette dernière est faiblement dépendante de la perméabilité selon l'axe optique.

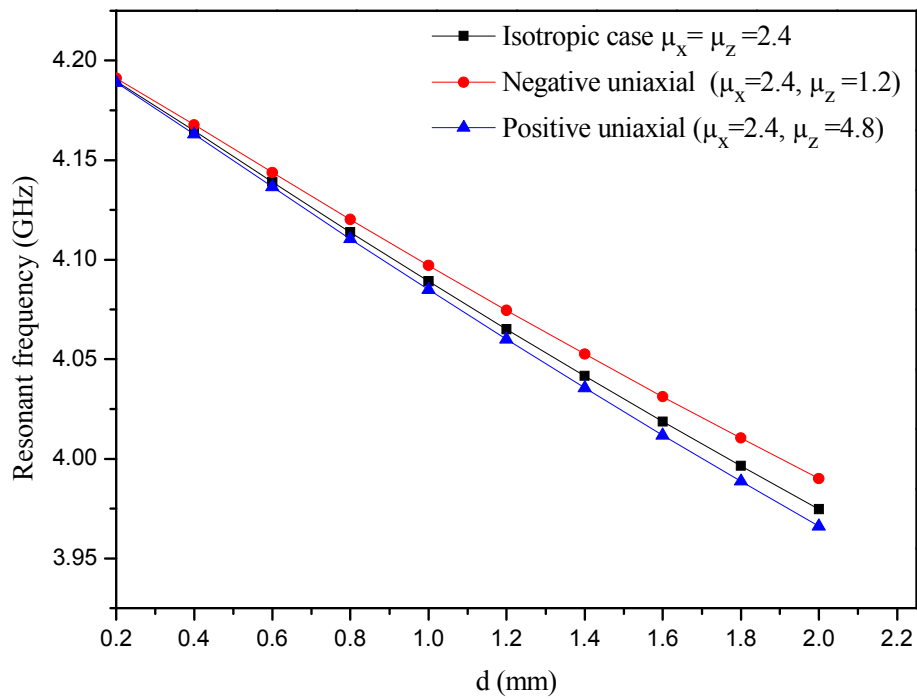


(a)-Fréquence de résonance

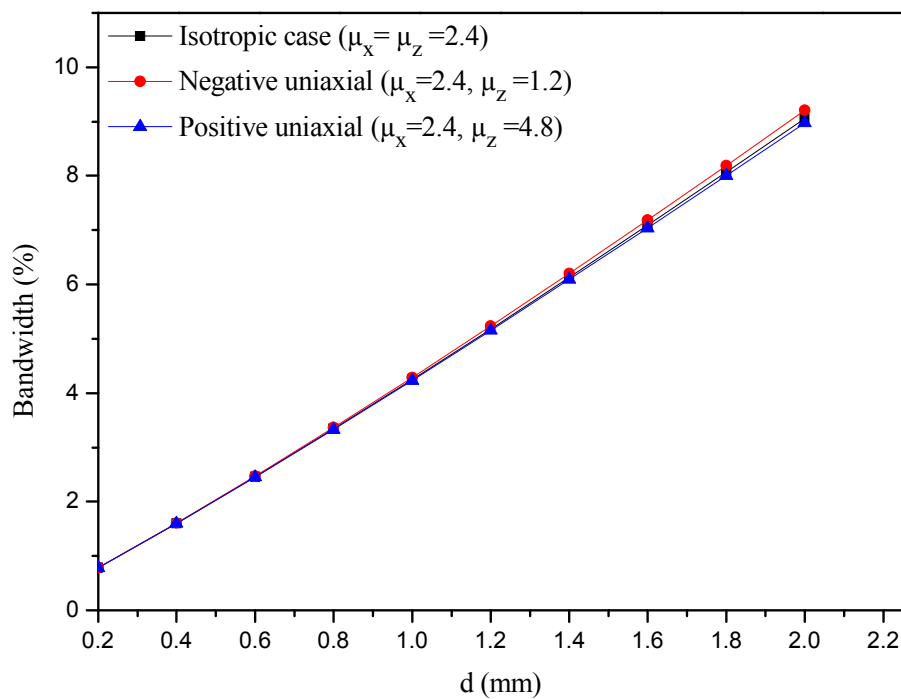


(b)-Bande passante

Figure IV.3 l'effet de l'épaisseur du substrat sur la fréquence de résonance et la bande passante d'une antenne patch isotrope, perméabilité uniaxiale positive et négative de paramètres fixes:  $\mu_z = 2.4, a = 19$  mm,  $b = 22.9$  mm,  $\epsilon_x = \epsilon_z = 1$ , (a) fréquence de résonance, (b) bande passante.



(a)-Fréquence de résonance



(b)-Bande passante

Figure IV.4 l'effet de l'épaisseur du substrat sur la fréquence de résonance et la bande passante d'une antenne patch isotrope, perméabilité uniaxiale positive et négative de paramètres fixes:  $\mu_x = 2.4, a=19 \text{ mm}, b=22.9 \text{ mm}, \epsilon_x = \epsilon_z = 1$ , (a) fréquence de résonance, (b) bande passante.

### IV.5 Effets conjugués de la permittivité et de la perméabilité tensorielle

Dans la section IV.3, nous avons étudié l'influence des deux paramètres de la permittivité sur les caractéristiques de l'antenne en considérant que les deux paramètres de la perméabilité sont identiques. Dans la section IV.4, les variations des caractéristiques de résonance de l'antenne en fonction de la perméabilité tensorielle ont été rapportées (la permittivité étant la même dans toutes les directions). En ce qui concerne le cas d'un substrat doté d'une anisotropie électrique et magnétique, il suffit de combiner les résultats développés dans les sections IV.3 et IV.4. A présent, nous essayons de donner une interprétation physique des résultats obtenus pour le cas d'un substrat doté d'une anisotropie électrique et magnétique en s'appuyant sur les équations (IV.1)-(IV.9). Il faut donc changer l'équation (IV.1) comme suit :

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = -i\omega\mu_0[\mu]\bar{H} \quad (\text{IV.10})$$

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

$$\Delta \times \Delta \times \bar{E} + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 [\varepsilon][\mu]\bar{H} = 0 \quad (\text{IV.11})$$

$$\Delta \times [\varepsilon]^{-1} \cdot [\mu]^{-1} \cdot (\Delta \times \bar{H}) + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \bar{E} = 0 \quad (\text{IV.12})$$

En appliquant les conditions de la divergence pour les deux champs, on obtient les équations d'ondes qui décrivent les composantes longitudinales du champ électromagnétiques  $E_z$  et  $H_z$  :

$$(\Delta_T + \mu_x \varepsilon_z k_0^2)E_z + \frac{1}{AR_1} \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_z = 0 \quad (\text{IV.13})$$

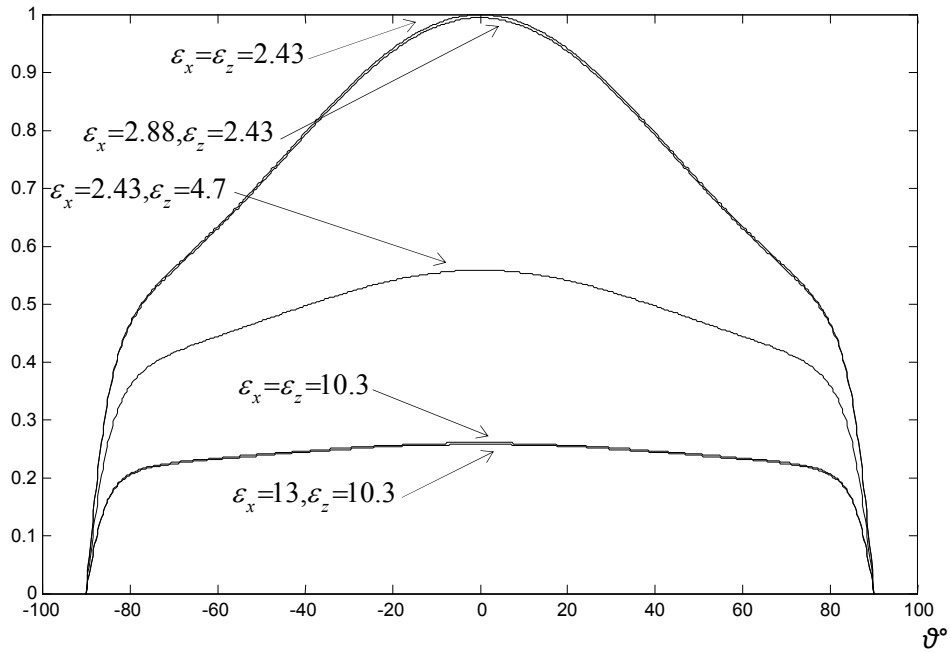
$$(\Delta_T + \mu_z \varepsilon_x k_0^2)H_z + \frac{1}{AR_2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_z = 0 \quad (\text{IV.14})$$

**AT** Désigne le laplacien transverse. Pour des épaisseurs électriquement minces, uniquement la composante  $z$  du champ électrique et la composante transversale du champ magnétique existent. Aussi, les champs dans cette région sont indépendants de la coordonnée  $z$ , les équations (IV.13) et (IV.14) deviennent comme suit :

$$(\Delta_T + \mu_x \varepsilon_z k_0^2)E_z = 0 \quad (\text{IV.15})$$

$$H_z = 0 \text{ (onde TM)} \quad (\text{IV.16})$$

Il est clair à partir des équations (IV.15), (IV.16) que pour des épaisseurs électriquement minces, le substrat doté d'une anisotropie électrique et magnétique se comporte comme un substrat isotrope avec une permittivité égale à  $\varepsilon_z$  et une perméabilité égale à  $\mu_x$ , pour cela, la dépendance de la fréquence de résonance et la bande passante uniquement de  $\varepsilon_z$  et  $\mu_x$  est justifiée. Lorsque l'épaisseur augmente, en outre des ondes propagatifs TM et les ondes TE vont aussi être excitées, cela résulte à une augmentation de la dépendance des caractéristiques de l'antenne en fonction de  $\varepsilon_x$  et  $\mu_z$ .



**Figure IV.5.** Diagrammes de rayonnement d'une plaque microbande rectangulaire imprimée sur différents substrats diélectriques isotropes et anisotropes pour le mode  $TM_{01}$  dans le plan  $\phi' = \pi / 2$  ;  $a = 1.5$  cm,  $b = 1$  cm,  $d = 1$  mm.

$$\begin{aligned}
 & (\varepsilon_x = \varepsilon_z = 2.43; f_r = 8.878 \text{ GHz}), (\varepsilon_x = 2.88, \varepsilon_z = 2.43; f_r = 8.831 \text{ GHz}), \\
 & (\varepsilon_x = 2.43, \varepsilon_z = 4.7; f_r = 6.651 \text{ GHz}), (\varepsilon_x = \varepsilon_z = 10.3; f_r = 4.494 \text{ GHz}), \\
 & (\varepsilon_x = 13, \varepsilon_z = 10.3; f_r = 4.455 \text{ GHz}).
 \end{aligned}$$

## IV.6 Champ rayonné en zone lointaine

Dans cette section nous étudions l'influence des deux paramètres de la permittivité tensorielle sur le champ rayonné en zone lointaine. La perméabilité du substrat anisotrope est supposée la même dans toutes les directions. Le patch rectangulaire de taille  $a \times b = 15 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  est timbré sur différents substrats diélectriques isotropes et anisotropes. Des variations dans la permittivité perpendiculaire à l'axe optique du diélectrique et le long de cet axe sont considérées. Pour le premier type de variation, le PTEF et l'Epsilam-10 sont pris comme cas typiques de diélectriques à constante diélectrique faible et à constante élevée, respectivement. Pour le deuxième type de variation, la paire de permittivités  $(\varepsilon_x, \varepsilon_z) = (2.43, 4.7)$  est considérée. Les différents diagrammes de rayonnement sont tracés dans la Figure IV.5. Le rayonnement du mode  $TM_{01}$  dans le plan  $\phi = \pi / 2$  est étudié. Nous constatons que si on augmente  $\varepsilon_x$  de 2.43 (10.3) à 2.88 (13) tout en gardant  $\varepsilon_z = 2.43$  (10.3), le diagramme de rayonnement ne subit pas de variations significatives. Par contre, ce diagramme de rayonnement change énormément si on augmente  $\varepsilon_z$  de 2.43 à 4.7. Ces comportements sont en accord avec ceux découverts théoriquement pour la fréquence de résonance et la bande passante (voir la section IV.3). Les résultats ci-dessus peuvent être interprétés d'une manière identique à celle mentionnée dans la sous-section IV.3.2.

## IV.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons appliqué la théorie de l'onde-pleine développée au niveau du chapitre 3 pour étudier l'effet de la permittivité tensorielle ainsi que celui de la perméabilité tensorielle sur les caractéristiques de résonance et de rayonnement d'un résonateur microbande rectangulaire. Deux différents types de fonctions de base ont été étudiés dans l'approximation du courant sur la plaque rectangulaire. A travers un examen consciencieux de la question de convergence, nous avons conclu que les modes TM de la cavité rectangulaire à murs latéraux magnétiques forment le meilleur ensemble qui puisse être utilisé dans l'approximation du courant de la plaque, puisqu'ils assurent une convergence rapide de la méthode de Galerkin avec une bonne exactitude des résultats. Afin de rendre notre programme compatible avec la CAO et donc alliant à la fois précision et vitesse de calcul, nous avons minimisé le temps d'exécution de notre programme par une évaluation semi-analytique des intégrales impropres des éléments de la matrice impédance. Concernant la permittivité tensorielle du substrat anisotrope (la perméabilité étant la même dans toutes les directions), nous avons trouvé que les changements dans les caractéristiques de l'antenne imprimée dus aux variations de la permittivité perpendiculaire à l'axe optique sont insignifiantes. Ces caractéristiques sont, par contre, très sensibles aux variations de la permittivité le long de l'axe optique. Concernant la perméabilité tensorielle du substrat anisotrope (la permittivité étant la même dans toutes les directions), nous avons trouvé que les changements dans les caractéristiques de l'antenne imprimée dus aux variations de la perméabilité le long de l'axe optique sont insignifiantes. Par ailleurs, Ces caractéristiques sont très sensibles aux variations de la perméabilité perpendiculaire à l'axe optique.

## IV.8 Références bibliographiques

- [1] T. Itoh et W. Menzel, "A full-wave analysis method for open microstrip structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol AP 29, pp 63-67, January. 1981.
- [2] T. Itoh, "Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures," *John Wiley & Sons*, New York, USA, 1989.
- [3] Pozar, D.M. "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate". *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 35 (6) (1987), 613–621.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] S. Benkouda, "Contribution à l'étude des problèmes de caractérisation des antennes microrubans à plaques rayonnantes parfaitement conductrices et supraconductrices," Thèse de Doctorat e-Science, Université de Batna, 2012.
- [7] C. Zebiri, "Effet de l'anisotropie tensorielle sur les paramètres des structures planaires : contribution à une réalisation d'un résonateur micro-ondes," Thèse de Doctorat e-Science, Université de Constantine, 2011.
- [8] D. Khedrouche, F. Bouttout, T. Fortaki, and A. Benghalia, "Spectral-domain analysis of multilayer cylindrical–rectangular microstrip antennas," *Engineering analysis with boundary elements*, Vol. 33, pp. 930-939, 2009.
- [9] S. Benkouda and T. Fortaki, "Resonance of rectangular microstrip patch over ground plane with rectangular aperture in the presence of high-permittivity dielectric layer below the aperture," *Proc. PIERS11, Marrakech, Morocco*, pp. 239-241, 2011.
- [10] S. Bedra, S. Benkouda, M. Amir, and T. Fortaki, "Resonant frequency of tunable microstrip ring antenna printed on isotropic or uniaxially anisotropic substrate," *Advanced Electromagnetics*, Vol. 2, pp. 6-9, 2013.
- [11] Y. Tighilt, F. Bouttout, and A. Khellaf, "Modeling and design of printed antennas using neural networks," *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, Vol. 21, pp. 228-233, 2011.

- [12] S. Bedra and T. Fortaki, "Rigorous Full-Wave Analysis of Rectangular Microstrip Patch Antenna on Suspended and Composite Substrates," *Wireless personal communications*, pp. 1-9, 2014.
- [13] O. Barkat and A. Benghalia, "Radiation and resonant frequency of superconducting annular ring microstrip antenna on uniaxial anisotropic media," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Vol. 30, pp. 1053-1066, 2009.
- [14] A. Messai, S. Benkouda, M. Amir, S. Bedra, and T. Fortaki, "Analysis of high superconducting rectangular microstrip patches over ground planes with rectangular apertures in substrates containing anisotropic materials," *International Journal of Antennas and Propagation*, Vol. 2013, 2013.
- [15] F. Benmeddour, C. Dumond, F. Benabdelaziz, and F. Bouttout, "Improving the performances of a high TC superconducting circular microstrip antenna with multilayered configuration and anisotropic dielectrics," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 18, pp. 169-183, 2010.
- [16] S. Bedra, R. Bedra, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Full-wave analysis of anisotropic circular microstrip antenna with air gap layer," *Progress In Electromagnetics Research M*, Vol. 34, pp. 143-151, 2014.
- [17] C. Zebiri, M. Lashab, and F. Benabdelaziz, "Rectangular microstrip antenna with uniaxial bi-anisotropic chiral substrate–superstrate," *IET microwaves, antennas & propagation*, Vol. 5, pp. 17-29, 2011.
- [18] Y. Tighilt, "Identifications des antennes microrubans multicouches par la méthode spectrale et les réseaux de neurones," Thèse de Doctorat e-Science, Université de Setif, 2011.
- [19] F. Benmeddour, " Etude et réalisation d'un résonateur microruban de forme circulaire : application au cas particulier de l'alimentation par couplage," Thèse de Doctorat e-Science, Université de Constantine, 2012.



# CONCLUSION GENERALE

## ***CONCLUSION GENERALE***

L'application des méthodes de l'électromagnétisme à des dispositifs dont le comportement est régi avant tout par la technologie et la nature physique des matériaux qui les composent, reste assez délicate pour la modélisation en hyperfréquences. En effet, des phénomènes très différents par leur nature, doivent être adaptés en un tout cohérent aux modèles propres à l'électromagnétisme. La méthode spectrale [1]-[8] reste à ce jour l'une des techniques numériques les plus utilisées pour la modélisation des antennes imprimées. Sa précision et ses temps de calcul sont essentiellement définis par l'évaluation des intégrales impropres inhérentes aux produits scalaires dans la procédure de Galerkin.

Au sens général du terme, une grandeur physique (macroscopique ou microscopique) est anisotrope, ou isotrope, selon qu'elle dépend ou non de la direction suivant laquelle on la mesure. Au sens primitif, plus restreint, du terme, l'isotropie et l'anisotropie sont des propriétés des corps macroscopiques. On dit qu'un système est isotrope si aucune de ses propriétés (macroscopiques) ne possède de dépendance directionnelle, il suffit qu'une seule propriété soit directionnelle pour que le corps cesse d'être isotrope.

Tout d'abord nous avons commencé notre travail par la présentation d'un bref historique sur les antennes microbandes. Nous avons également exposé les différentes techniques d'alimentation ainsi que les avantages et les inconvénients de ces antennes. Un intérêt particulier a été réservé au développement d'un modèle approché pour la caractérisation de l'antenne. En outre de la compatibilité de ce modèle avec la CAO, les résultats de ce modèle ont servi comme valeurs initiales dans l'approche onde-pleine développée dans le troisième chapitre.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté le comportement particulier des ferrites en hyperfréquences quand ils sont polarisés par un champ magnétique statique : c'est ce qu'on appelle la non-réciprocité. Nous avons cité également les applications actuelles de ce phénomène dans le domaine des télécommunications, ainsi que les applications potentielles qui en découlent. Nous avons évoqué également l'intérêt particulier des métamatériaux qui ouvrent les voies à des perspectives remarquables.

Dans le troisième chapitre, une analyse rigoureuse basée sur l'approche onde-pleine implémentée dans le domaine spectral a été exploitée pour l'estimation de la fréquence de résonance, la bande passante et le facteur de qualité d'une plaque rectangulaire gravée sur un substrat anisotrope ayant une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle. L'équation intégrale du champ électrique a été exprimée en terme de la fonction spectrale dyadique de Green.

Cette dernière a été formulée avec un minimum de calcul algébrique grâce à l'utilisation d'une matrice de transfert combinant les champs électriques et magnétiques transversaux sur les deux côtés de la couche comme quantités d'entrée/sortie. Notons que les deux paramètres de la permittivité ainsi que ceux de la perméabilité ont été inclus dans la matrice de transfert. Bien que l'élément rayonnant considéré dans la présente thèse est gravé sur un substrat monocouche, il est tout-à-fait simple et directe d'étendre l'analyse pour des milieux multicouches impliquant multimétallisations. Dans la procédure de résolution de l'équation intégrale par la méthode des moments, le choix approprié des fonctions de base constitue une étape d'importance primordiale. En outre des fonctions de base sinusoïdales, un nouveau type de fonctions de base a été introduit pour la première fois dans l'approximation du courant d'une plaque rectangulaire timbrée sur un substrat anisotrope ayant une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle. L'objectif fixé qui consiste à minimiser le nombre d'opération algébriques et de faciliter la mise en œuvre numérique pour ce genre de structures est atteint.

Dans le dernier chapitre, nous avons appliqué la formulation théorique développée dans le troisième chapitre pour la génération des résultats numériques relatifs à une plaque rectangulaire timbrée sur un substrat anisotrope ayant une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle. Nous avons constaté que le programme élaboré consomme beaucoup de temps. Ceci est dû aux intégrales impropres fortement oscillantes et faiblement convergentes lorsque la variable spectrale tend vers l'infini. Pour résoudre ce problème, nous avons décomposé l'intégrand en une partie asymptotique évaluée analytiquement, et une partie rapidement convergente évaluée numériquement. Au premier lieu, nous avons validé la méthode proposée par comparaison de nos résultats générés à partir du programme en langage Fortran avec des données théoriques et expérimentales rapportées dans la littérature. Concernant la permittivité tensorielle du substrat anisotrope (la perméabilité étant la même dans toutes les directions), nous avons trouvé que les changements dans les caractéristiques de l'antenne imprimée dus aux variations de la permittivité perpendiculaire à l'axe optique sont insignifiantes. Ces caractéristiques sont, par contre, très sensibles aux variations de la permittivité le long de l'axe optique. Concernant la perméabilité tensorielle du substrat anisotrope (la permittivité étant la même dans toutes les directions), nous avons trouvé que les changements dans les caractéristiques de l'antenne imprimée dus aux variations de la perméabilité le long de l'axe optique sont insignifiantes. Par ailleurs, Ces caractéristiques sont très sensibles aux variations de la perméabilité perpendiculaire à l'axe optique.

Les métamatériaux sont des matériaux artificiels conçus pour présenter des propriétés physiques qui ne sont pas rencontrées dans la nature [9]-[11]. Les métamatériaux électromagnétiques possèdent une structure périodique de dimensions inférieures à celles des ondes électromagnétiques dont ils affectent la propagation.

Les métamatériaux sont devenus une nouvelle discipline de la physique et de l'électromagnétisme. Leurs applications potentielles sont très diverses : les micro-ondes avec les antennes et les composants guidés, les télécommunications, la défense (antennes implantables, absorbants et radômes), la santé avec les capteurs intelligents et les systèmes acoustiques. Des investigations concernant l'étude des antennes microbandes réalisées sur des métamatériaux feront l'objet de nos futures recherches. En outre, une réalisation concrète de la structure considérée dans cette étude doit faire l'objet de nos perspectives afin de confronter les résultats expérimentaux avec ceux de notre modèle.

## Références bibliographiques

- [1] S. Bedra and T. Fortaki, "Rigorous Full-Wave Analysis of Rectangular Microstrip Patch Antenna on Suspended and Composite Substrates," *Wireless personal communications*, Vol. 78, pp. 1455-1463, 2014.
- [2] D. Khedrouche and A. Benghalia, "Modeling the superconducting effects on resonance and radiation characteristics of a cylindrical-rectangular microstrip antenna covered with a dielectric layer," *Journal of Computational Electronics*, Vol. 12, pp. 297-305, 2013.
- [3] A. Messai, S. Benkouda, M. Amir, S. Bedra, and T. Fortaki, "Analysis of high superconducting rectangular microstrip patches over ground planes with rectangular apertures in substrates containing anisotropic materials," *International Journal of Antennas and Propagation*, Vol. 2013, 2013.
- [4] D. Khedrouche, F. Bouttout, T. Fortaki, and A. Benghalia, "Spectral-domain analysis of multilayer cylindrical-rectangular microstrip antennas," *Engineering analysis with boundary elements*, Vol. 33, pp. 930-939, 2009.
- [5] T. Fortaki, L. Djouane, F. Chebara, and A. Benghalia, "Radiation of a rectangular microstrip patch antenna covered with a dielectric layer," *International Journal of Electronics*, Vol. 95, pp. 989-998, 2008.
- [6] T. Fortaki, M. Amir, S. Benkouda, and A. Benghalia, "Study of high  $T_c$  superconducting microstrip antenna," in *Proc. Progress in Electromagnetics Research Symposium*, pp. 1405-1408, Beijing, China, Mar. 23-27, 2009.
- [7] T. Fortaki, S. Benkouda, M. Amir, and A. Benghalia, "Air gap tuning effect on the resonant frequency and half-power bandwidth of superconducting microstrip patch," in *Proc. Progress in Electromagnetics Research Symposium*, pp. 1566-1570, Beijing, China, Mar. 23-27, 2009.
- [8] A. Kedar, K. K. Gupta, and N. D. Kartaria, "Spectral-domain modelling of superconducting microstrip structures: Transmission lines and resonators," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 41, no. 1, pp. 55-59, Apr. 2004.
- [9] C. Croenneet D. Lippens, "Enhancement of antenna directivity via transformation optics using Mercator and Lambert mapping functions," *Proceedings of Metamaterials'2009*, Londres, 30 aout - 4 septembre, 2009.

- [10] J. Carbonell, C. Croenne, F. Garet, E. Lheurette, J. L. Coutaz et D. Lippens “Circuit approach for terahertz left-handed sub-wavelength holes arrayed stacks,” *Proceedings of Metamaterials'2009*, Londres, 30 aout - 4 septembre, 2009.
- [11] C. Croenne, “Contrôle de la propagation et du rayonnement électromagnétiques par les métamatériaux,” Thèse de Doctorat, Université Lille 1, Oct. 2009.



# Annexe A

## Démonstration de la formule (III.18c)

### Démonstration de la formule (III.18c)

D'après les équations de propagations (III.15.a), (III.15.b) 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 (III.14a) et (III.14b) 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.b) par rapport à '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 :

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

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

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



# Annexe B

## Publications internationales

## **Full-wave Analysis of Rectangular Microstrip Antenna Printed on Electric-Magnetic Uniaxial Anisotropic Substrates**

Mourad Hassad, Akram Soufiane Bouhrara and Tarek Fortaki

*Department of Electronics, University of Batna, Batna 05000, Algeria*  
*hassadmourad@gmail.com*

### **Abstract**

*This paper presents the resonant characteristics of rectangular microstrip antenna printed on anisotropic substrate. The anisotropic substrates are characterized by both permittivity and permeability tensors. The analysis is performed in the spectral domain method by using Green's function technique. Numerical results concerning the effects of electric anisotropy and antennas parameters on the resonant characteristics of rectangular microstrip antenna are presented and discussed. Results are compared with previously published data and are found to be in good agreement.*

**Keywords:** *spectral domain method; electric & magnetic anisotropic substrates; Galerkin moment method*

## RESEARCH PAPER

# Resonant characteristics of rectangular Microstrip antenna printed on electric–magnetic uniaxial anisotropic substrates

MOURAD HASSAD<sup>1</sup>, SAMI BEDRA<sup>1</sup>, RANDA BEDRA<sup>1</sup>, SIHAM BENKOUDA<sup>2</sup>,  
AKRAME SOUFIANE BOUGHRARA<sup>1</sup> AND TAREK FORTAKI<sup>1</sup>

*In this paper, the resonant characteristics of the rectangular microstrip patch antenna on uniaxially anisotropic substrates are determined via spectral domain analysis. The anisotropic substrates are characterized by both permittivity and permeability tensors. Green's functions of the structure in Fourier transform domain are determined using the Galerkin's technique. The sinusoidal functions are selected as the basis function, which show fast numerical convergence. Numerical results concerning the effects of electric anisotropy and antenna parameters on the resonant characteristics of rectangular microstrip antenna are presented and discussed. Results are compared with previously published data and are found to be in good agreement.*

**Keywords:** Rectangular patch, Electric and magnetic uniaxial anisotropy, Galerkin technique, Resonant characteristics

Received 11 April 2014; Revised 9 July 2014; Accepted 11 July 2014