



## **Remerciements**

*Je tiens à remercier tout d'abord et avant tout, **DIEU** le tout puissant qui m'a donné, durant toutes mes années de l'éducation, la santé, le courage et la patience pour arriver à ce jour.*

*Je ne peux, vraiment, trouver les expressions éloquentes que mérite mon encadreur Mr. **Abderraouf MESSAI** afin de les remercier pour ses orientations, ses conseils et ses encouragements au cours de ce modeste travail.*

*Je remercie aussi le professeur **Tarek FORTAKI**, pour ses conseils et ses encouragements. J'adresse mes remerciements aux membres de jury Je tiens à remercier également le professeur **Djamel BENATIA** et le professeur **Kamal eddine AIADI** qui m'ont fait honneur d'évaluer, d'examiner et d'enrichir mon travail.*

*J'exprime mes remerciements à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à notre formation de Magister, en particulier notre promoteur Mr. **M'hamed BOULAKROUNE**, maitre de conférences A, à l'université d'Ouargla.*

*Enfin, mes remerciements vont également à tous les enseignants et les responsables de notre département d'Electronique à l'université d'Ouargla.*

**A tous, merci beaucoup.**

---

# Table des matières

---

Introduction générale.....	1
Références Bibliographiques .....	3

## *Chapitre I*

### *Généralités sur les antennes microbandes*

I.1 Introduction.....	5
I.2 Définition et historique des antennes imprimées .....	5
I.3 Structure d'une antenne imprimée .....	7
I.4 Technologies des antennes imprimées.....	7
<i>I.4.1 Les matériaux diélectriques</i> .....	7
<i>I.4.2 Les matériaux conducteurs</i> .....	8
I.5 Type de réseaux d'antennes imprimées.....	9
<i>I.5.1 Antenne en réseau linéaire</i> .....	9
<i>I.5.2 Antenne en réseau plan</i> .....	10
<i>I.5.3 Antenne en réseau circulaire</i> .....	10
I.6 Avantages et inconvénients des antennes microbandes .....	11
I.7 Les applications des antennes microbandes .....	12
I.8 Techniques d'excitation.....	13
<i>I.8.1 Excitation avec contact</i> .....	13
<i>I.8.1.1 Sonde coaxiale</i> .....	13
<i>I.8.1.2 Ligne microbande</i> .....	14
<i>I.8.2 Alimentation sans contact (par proximité)</i> .....	15

<i>I.8.2.1 Ligne microbande</i> .....	15
<i>I.8.2.2 Guide d'onde coplanaire</i> .....	16
<i>I.8.2.3 Couplage par fente</i> .....	16
<b>I.9 Méthodes d'analyse</b> .....	<b>19</b>
<i>I.9.1 Méthodes approximatives (analytiques)</i> .....	19
<i>I.9.1.1 Le modèle de la ligne de transmission</i> .....	19
<i>I.9.1.2 Le modèle de la cavité</i> .....	20
<i>I.9.2 Méthodes rigoureuses (full-wave)</i> .....	20
<i>I.9.2.1 La méthode des moments</i> .....	21
<i>I.9.2.2 Méthode d'analyse spectrale</i> .....	21
<b>I.10 Conclusion</b> .....	<b>22</b>
<b>I.11 Références bibliographiques</b> .....	<b>22</b>

## *Chapitre II*

### *Théorie du problème*

<b>II.1 Introduction</b> .....	<b>26</b>
<b>II.2 Théorie de la fonction de Green</b> .....	<b>26</b>
<i>II.2.1 Equations de Maxwell</i> .....	26
<i>II.2.2 La transformée de Fourier vectorielle</i> .....	27
<i>II.2.3 Equations de propagations des champs électrique et magnétique</i> .....	28
<b>II.3 Détermination des dyades de Green spectral</b> .....	<b>32</b>
<b>II.4 Formulation des équations intégrales du champ électrique</b> .....	<b>35</b>
<b>II.5 Résolution des équations intégrales par la méthode des moments «Galerkin»</b> .....	<b>36</b>
<i>II.5.1 La fréquence de résonance et la bande passante</i> .....	38
<i>II.5.2 Choix des fonctions de base dans la procédure de Galerkin</i> .....	39
<i>II.5.3 Détermination de la transformée de Fourier des fonctions de base</i> .....	39

<b>II.6 Méthode d'analyse .....</b>	<b>40</b>
<i>II.6.1 Calcul des Dyades de Green dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier .....</i>	<i>41</i>
<i>II.6.2 Formulation des équations intégrales .....</i>	<i>43</i>
<i>II.6.3 Résolution des équations intégrales par la méthode des moments procédure de Galerkin.....</i>	<i>44</i>
<b>II.7 Conclusion.....</b>	<b>47</b>
<b>II.8 Références bibliographiques .....</b>	<b>47</b>

### *Chapitre III*

#### *Résultats numériques avec discussion*

<b>III.1 Introduction .....</b>	<b>50</b>
<b>III.2 Validation des résultats numériques.....</b>	<b>50</b>
<b>III.3 Fonctionnement de l'antenne en mode bifréquence.....</b>	<b>52</b>
<b>III.4 Effets des paramètres constitutifs sur les fréquences de résonance.....</b>	<b>56</b>
<i>III.4.1. Effet de la plaque parasitique .....</i>	<i>56</i>
<i>III.4.2 Effet de la permittivité électrique .....</i>	<i>66</i>
<b>III.5 Etude de l'excentrage de la plaque parasitique .....</b>	<b>68</b>
<b>III.6 Conclusion .....</b>	<b>73</b>
<b>III.7 Références bibliographiques.....</b>	<b>73</b>
<b>Conclusion générale .....</b>	<b>76</b>
<b>Annexe A .....</b>	<b>81</b>
<b>Annexe B .....</b>	<b>83</b>

# *Introduction générale*

## *Introduction générale*

La transmission de données à haut débit, liée à la demande toujours croissante des dispositifs mobiles, a généré un grand intérêt pour les antennes microbandes et qui sont probablement les antennes les plus utilisées dans les conceptions commerciales compactes. Les avantages principaux de ces antennes sont le faible poids ; volume et épaisseur, le faible coût, la simplicité de fabrication, la possibilité de la mise en réseau, l'intégration d'éléments discrets et la conformabilité facilitant l'implantation sur tout type de support. Cependant, ce type d'éléments présente des limites, notamment la bande passante étroite, le faible gain et la possibilité de résonner avec une seule fréquence [1].

La géométrie la plus simple d'une antenne microbande est constituée d'un seul élément rayonnant appelé patch, gravé sur la façade supérieure d'un substrat diélectrique monocouche, alors que le plan de masse est gravé sur l'autre façade. C'est une configuration facile à fabriquer ; mais elle est limitée dans ses performances fonctionnelles [2]-[5]. De nombreux travaux de recherches ont été effectués concernant l'amélioration de la bande passante et le gain des antennes microbandes. La méthode la plus simple pour élargir la bande passante consiste à augmenter l'épaisseur du substrat diélectrique entre l'élément rayonnant et le plan de masse. Cette astuce favorise l'excitation des ondes de surface [6]. L'antenne perd l'aspect faible poids et faible volume, qui sont fortement souhaitables dans les applications des antennes microbandes. L'opération en mode bifréquence, qui consiste à ce que l'antenne opère de façon efficace en deux fréquences distinctes, est parfois un besoin extrême dans quelques applications. Le comportement bifréquence des configurations à empilement a été étudié expérimentalement pour la première fois par Long et Walton avec deux patches circulaires [7].

Les antennes microbandes ayant des configurations à empilement, constituées d'un ou plusieurs patches conducteurs couplés parasitiquement à un driven patch, surmontent la limitation de la bande passante étroite par l'introduction de résonances additionnelles dans la gamme de fréquences de résonance. En outre, les antennes possédant des configurations à empilement ont permis des gains élevés [8],[9], une large bande passante allant jusqu'à 35% [8]–[11] et ont offert la possibilité d'opération en mode bifréquence [7]–[9], [11]–[14].

Les performances des antennes microbandes ; possédant des configurations à empilement ; dépendent essentiellement des dimensions relatives des plaques, des épaisseurs des substrats diélectriques et des permittivités du milieu diélectrique. La possibilité de décaler la plaque parasitique dans la direction  $x$ , dans la direction  $y$  ou dans les deux directions, relativement au driven patch, nous donne un degré de liberté additionnel pour contrôler et optimiser les performances de l'antenne sans modifier leurs paramètres constitutifs. Le décalage de la plaque parasitique relativement au driven patch est connu chez l'ensemble de la communauté des "microondistes" sous le nom d'*excentrage* en anglais *offset*.

Ce mémoire est organisé comme suit :

En premier chapitre, nous allons rappeler quelques définitions et historiques des antennes microbandes, ainsi que la technologie de ces antennes. Nous définirons les antennes microbandes et nous donnerons leurs caractéristiques, leurs domaines d'utilisation, leurs avantages ainsi que leurs inconvénients. Nous examinerons ensuite les types et les endroits de l'alimentation qui jouent un rôle important dans l'étude du couplage. Puis, nous allons présenter quelques méthodes d'analyse le plus utilisées ; la méthode des moments est la méthode utilisée dans notre travail.

Dans le deuxième chapitre, le problème de détermination des fréquences de résonance est modélisé mathématiquement sous formes des équations intégrales via les transformées vectorielles de Fourier. Dans le domaine spectral et en utilisant ces transformées, une nouvelle technique est proposée pour le calcul du tenseur de Green. La structure étudiée est constituée de deux plaques rectangulaires parfaitement conductrices empilées et excentrées noyées dans un milieu bicouche non magnétique contenant des matériaux isotropes. La méthode des moments/procédure de Galerkin est utilisée pour discrétiser les équations intégrales pour les ramener à un système linéaire d'équations algébriques. La solution non triviale de ce système donne les fréquences de résonance. Ces fréquences sont complexe due aux pertes par rayonnement. Une fois les fréquences sont calculées, les bandes passantes et les facteurs de qualités sont aisément calculés.

Le troisième chapitre est consacré à la discussion des résultats numériques obtenus. Nous avons tout d'abord élaboré un programme de calculs numériques et nous avons poursuivi en confrontant nos résultats avec les données expérimentales et théoriques disponibles dans la littérature. Les effets de l'épaisseur du substrat, la permittivité électrique, et les dimensions de la plaque sur les fréquences de résonance et les bandes passantes



(facteurs de qualités) sont présentés et discutés. Enfin, nous discutons en détails les effets de l'excentrage de la plaque parasitique dans la direction  $x$  sur les fréquences de résonance de l'antenne. Une explication physique des résultats obtenus est donnée. Finalement, les résultats essentiels sont cités, aussi, sont résumés comme une conclusion générale.

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

## Références bibliographiques

- [1] S.Shekhawat, P.Sekra, D.Bhatnagar, V.K.Saxena, and J.S.Saini, "Stacked arrangement of rectangular microstrip patches for circularly polarized broadband performance," *IEEE antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 9, pp.910-913, 2010.
- [2] Q. Q. He, B. Z. Wang, and J. He, "Wide band and dual-band design of a printed dipole antenna," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 1-4, 2008.
- [3] H. Wang, X. B. Huang, and D. G. Fang, "A single layer wideband u-slot microstrip patch antenna array," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 9-12, 2008.
- [4] L. I. Basilio, J. T. Williams, D. R. Jackson, and R. L. Chen, "Characteristics of an inverted shorted annular-ring-reduced surface-wave antenna," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 123-126, 2008.
- [5] L. Bernard, "Small-size circularly polarized patch antenna with an opening for a video grenade," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 681-684, 2008.
- [6] Constantine A. Balanis, "Antenna theory analysis and design," Second Edition, John Wiley & Sons, INC. 0-471-59268-4, 1997.
- [7] S. A. Long and M. D.Walton, "A dual-frequency stacked circular-disk antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-27, pp. 270–273, Mar. 1979.
- [8] L. Barlatey, J. R. Mosig, and T. Sphicopoulos, "Analysis of stacked microstrip patches with a mixed potential integral equation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 608–615, May 1990.

- [9] Z. Fan and K. F. Lee, "Hankel transform domain analysis of dual-frequency stacked circular-disk and annular-ring microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 867–870, Jun. 1991.
- [10] C. H. Chen, A. Tulintseff, and R. M. Sorbello, "Broadband two-layer microstrip antenna," in *IEEE Antennas Propagat. Soc. Int. Symp. Dig.* pp. 251–254, 1984.
- [11] V. Losada, R. R. Boix, and F. Medina, "Radar cross section of stacked circular microstrip patches on anisotropic and chiral substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 1136–1139, May 2003.
- [12] J. P. Damiano, J. Bennegueouche, and A. Papiernik, "Study of multilayer microstrip antennas with radiating elements of various geometry," *Inst. Elect. Eng. Proc.*, vol. 137, no. 3, pp. 163–170, Jun. 1990, pt. H.
- [13] K. S. Kona and Y. R. Samii, "Novel probe-feeding architectures for stacked microstrip patch antennas," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 38, no. 6, pp. 467–475, Sep. 2003.
- [14] Tarek Fortaki, Lotfi Djouane, Fouad Chebara, and Abdelmadjid Benghalia, "On the Dual-Frequency Behavior of Stacked Microstrip Patches," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp.311-312, 2008.

*Chapitre I*  
*Généralités sur les antennes*  
*microbandes*

# *Chapitre I*

## *Généralités sur les antennes microbandes*

### **I.1 Introduction**

Les communications hertziennes, les télécommunications spatiales et les radars utilisent le plus souvent des antennes à réflecteurs. Ce sont des dispositifs performants qui possèdent un bon rendement, une grande pureté de polarisation et une large bande de fréquences. Dans le cas des applications mobiles, leur poids et leur encombrement deviennent deux inconvénients majeurs. Bien avant d'être appliquée aux antennes microbandes, dans les années soixante, la technologie dite de circuit imprimé avait été largement mise à contribution notamment dans le domaine de l'électronique. Cette technologie est actuellement appliquée aux antennes microbandes (ou antennes patch).

Dans ce chapitre, nous allons rappeler quelques définitions et historiques des antennes microbandes, ainsi que la technologie de ces antennes. Nous définirons les antennes plaquées et nous donnerons leurs caractéristiques, leurs domaines d'utilisation, leurs avantages ainsi que leurs inconvénients. Nous examinerons ensuite les types et les endroits de l'alimentation qui jouent un rôle important dans l'étude du couplage. Enfin, nous allons présenter quelques méthodes d'analyse les plus utilisées ; la méthode des moments étant celle choisie dans notre travail.

### **I.2 Définition et historique des Antennes imprimées**

Le rôle d'une antenne est de convertir l'énergie électrique d'un signal en énergie électromagnétique, ou inversement de convertir l'énergie électromagnétique en énergie électrique. 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 [1].

Le concept d'antennes imprimées a été proposé pour la première fois par Deschamps en 1953 aux U.S.A, et en France par Baissinot et Gutton en 1955 [2], [3]. Le phénomène de

rayonnement provenant des discontinuités dans les striplines fût observé et étudié par Lewin en 1960 [3]. En 1970 Byron a décrit la structure planaire qui se constitue d'une plaque conductrice gravée sur un substrat diélectrique  $\epsilon_r \leq 10$  qui repose sur un plan de masse [2]-[5], les premières réalisations étaient essentiellement réservées à des applications militaires, un peu plus tard, dans les années 1990 des antennes pratiques ont été développées par Howel et Munson [2], un véritable passage au stade industriel.

Deux atouts majeurs vont entraîner un développement très important de ce type d'antennes : leur faible coût de réalisation, et leur capacité d'intégration. Elles sont aujourd'hui implantées dans de nombreux dispositifs électroniques et constituent le type d'antenne privilégié aux fréquences microondes dans les systèmes modernes de communication intégrés. Les caractéristiques des différents types d'antennes sont comparées dans le tableau suivant :

<b>Caractéristiques</b>	Antenne Microbande	Antenne stripline à fente	Antenne à cavité sur plan de masse	Antenne Dipolaire
<b>Profil</b>	Mince	N'est pas très Mince	Epaisse	Mince
<b>Fabrication</b>	Très facile	Facile	Difficile	Facile
<b>Polarisation</b>	Linéaire et circulaire	Linéaire	Linéaire et circulaire	Linéaire
<b>Opération à double fréquence</b>	Possible	N'est pas possible	N'est pas possible	N'est pas possible
<b>Forme</b>	Aucune forme	Rectangulaire uniquement	Autre forme sont possible	Rectangulaire et triangulaire
<b>Radiations parasites</b>	Existant	Existant	N'est existant pas	Existant
<b>Largeur de bande</b>	1-5%	1-2%	10%	10%

**Tableau I.1-** Comparaison entre les caractéristiques des antennes microbandes et d'autres antennes planaires [2].

### I.3 Structure d'une antenne imprimée

La configuration la plus simple d'une antenne microbande est constituée d'un plan de masse, un substrat diélectrique caractérisé à la fois par une permittivité électrique  $\epsilon_r$ , et une perméabilité magnétique  $\mu_r$ , et un élément rayonnant de forme quelconque appelé patch.

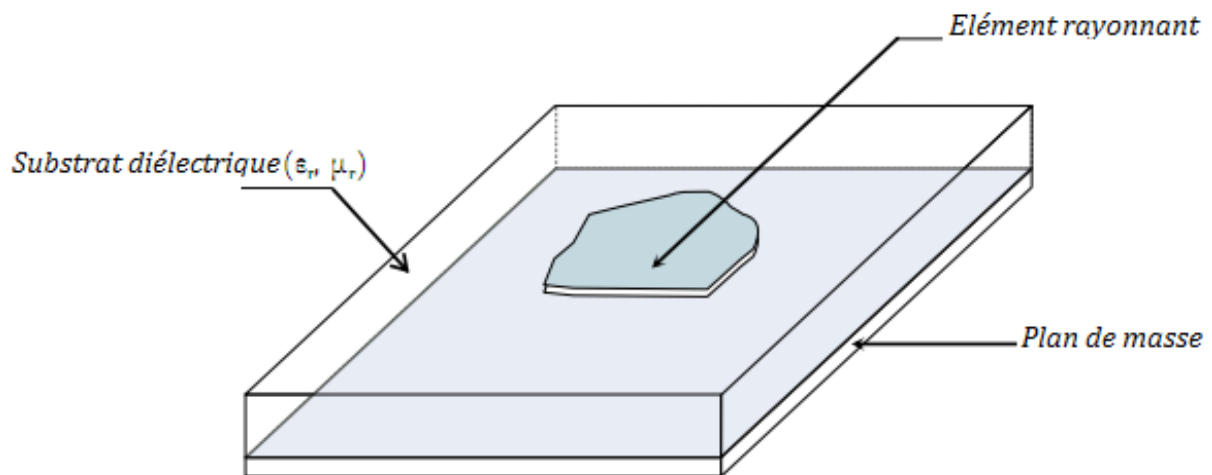


Figure I.1-Antenne microbande conventionnelle

## I.4 Technologies des Antennes Imprimées

### I.4.1 Les matériaux diélectriques

Les matériaux diélectriques sont utilisés comme couche intermédiaire entre l'élément rayonnant et le plan de masse. Les qualités qu'ils doivent avoir pour une utilisation en microruban sont [6],[7] :

- Une résistance mécanique suffisante, car ils doivent souvent supporter la structure entière ;
- Une conductivité thermique suffisante pour éviter un échauffement excessif ;
- L'hydrophobie, car l'eau altère les performances du matériau ;
- Des pertes diélectriques très faibles ;

- Une dispersion faible ;
- Une faible anisotropie et un comportement linéaire ;
- Un usinage et une découpe faciles.

#### ***1.4.2 Les matériaux conducteurs***

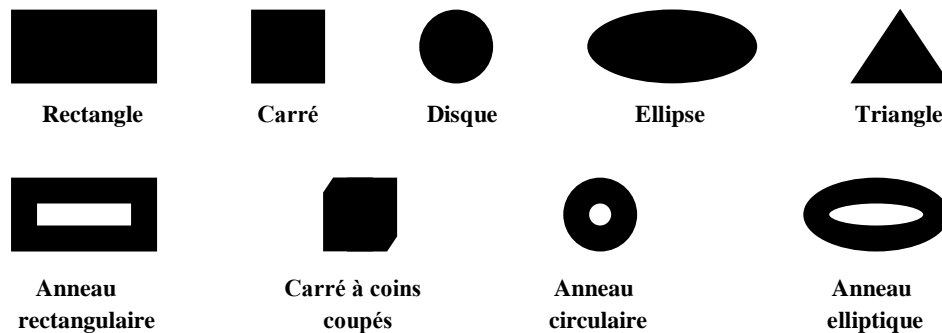
Dans une structure imprimée, les conducteurs se présentent sous la forme de ruban très mince découpé suivant différentes géométries (carré, rectangle, triangle..., etc.). Les matériaux couramment employés sont le cuivre, l'argent, l'or ou l'aluminium du fait de la valeur de leur conductivité.

L'élément rayonnant conducteur est généralement en cuivre. Il existe une grande variété de formes que peut prendre une antenne imprimée (Figure I. 2). Il y a tout d'abord le dipôle micro bande, qui attire par sa petitesse quelques applications, c'est un cas particulier du patch rectangulaire; lorsque la longueur est très supérieure par rapport à la largeur ; Cependant son exploitation reste limitée à cause de sa bande passante étroite. Le plus souvent rencontrées, sont les antennes rectangulaires. C'est la configuration la plus simple. Elle fonctionne aux modes fondamentaux  $TM_{11}$  de la cavité rectangulaire. Sa bande passante très étroite limite son domaine d'application. La polarisation du champ est rectiligne si l'antenne est excitée en un seul point, se pose alors la question de la pureté de la polarisation. La recherche théorique et expérimentale est abondante sur ce sujet. Souvent on ajoute une couche supplémentaire de diélectrique, mais cela entraîne une diminution de la fréquence de résonance [8]. La bande passante peut être élargie en augmentant l'épaisseur du substrat [9], mais cela induit une diminution du rendement, à cause du phénomène des ondes de surface dont il faut tenir compte lors de l'analyse. Dans la littérature, il existe des formules simples donnant les valeurs approchées de la fréquence de résonance, de l'impédance d'entrée, du diagramme de rayonnement et du rendement [10].

Quant à l'antenne circulaire, ses performances sont comparables à celle de l'antenne rectangulaire. Généralement elle est utilisée à la fréquence du mode  $TM_{01}$  ou  $TM_{10}$  de la cavité cylindrique.

L'utilisation de la forme triangulaire a également été prise en considération par certains auteurs [11]. L'élément triangulaire présente des caractéristiques de rayonnement semblables

à celles du rectangle. En plus de cela, il a été établi que les éléments triangulaires déposés d'une certaine façon, permettent au constructeur de réduire de manière considérable le couplage entre éléments adjacents du réseau. On trouve également d'autres formes plus complexes et plus difficiles à analyser. Elles résultent souvent de la combinaison de deux formes simples et sont utilisées dans certaines applications particulières.



**Figure I.2-** *Quelques formes usuelles de l'élément rayonnant (patch) des antennes imprimées.*

## I.5 Type de réseaux d'antennes imprimées

L'utilisation d'une antenne imprimée unitaire est insuffisante pour répondre aux contraintes de rayonnement imposé, pour améliorer les performances de ces antennes, on utilise une structure multicouche pour augmenter la bande passante jusqu'à 70 % et associer les différents éléments rayonnants pour former un système appelé réseau, permettant de compenser les limitations des caractéristiques d'une antenne seule et jouer sur de nombreux facteurs tels que l'espacement et la phase des patchs et la taille du plan de masse, pour avoir un gain plus élevé et un lobe principal conforme. La Figure I.3 (a, b, c) montre trois configurations de réseaux d'antennes: réseaux linéaires, réseaux planaires et réseaux circulaires [12].

### I.5.1 Antenne en réseau linéaire

Pour un réseau linéaire, les éléments rayonnants sont placés l'un après de l'autre par des déplacements parallèles sur une même droite comme montré dans la figure I.3a ci-dessous.



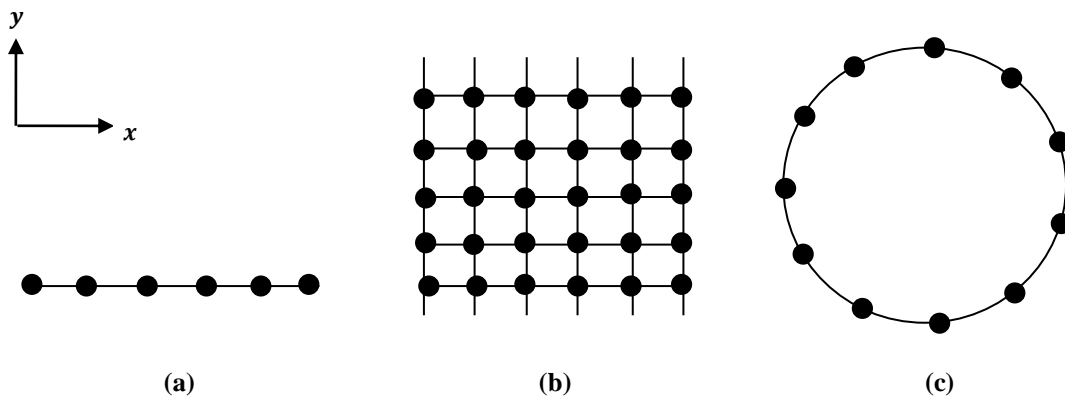
### ***1.5.2 Antenne en réseau plan***

Pour un réseau plan, les éléments rayonnants se déduisent l'un de l'autre par des translations parallèles sur le même plan Figure I.3b.

### ***1.5.3 Antenne en réseau circulaire***

Antenne constituée d'un groupement d'éléments rayonnants identiques dans lesquels chaque ensemble de points est placé sur un cercle Figure I.3c.

La Figure I. (a, b, et c) montre trois configurations de réseaux d'antennes :



**Figure I.3-***Différentes configurations géométriques des réseaux, linéaire (a), planaire (b) et circulaire (c).*

On prend en considération les paramètres suivants pour contrôler la forme du rayonnement global :

- La géométrie du réseau (linéaire, plan, ou circulaire) ;
- L'espace relatif entre chaque élément ;
- L'amplitude de l'excitation de chaque élément ;
- La phase appliquée à chaque excitation ;
- Le diagramme de rayonnement propre à chaque élément.

## I.6 Avantages et inconvénients des antennes microbandes

Les antennes microbandes ont de nombreux avantages comparés aux antennes micro-ondes classiques et par conséquent plusieurs applications dans la large gamme de fréquences allant de 100MHz à 50GHz sont réalisables. Parmi ces avantages, on peut citer [2], [13]-[15]:

- Faible poids, petit volume, configuration planaire, faible épaisseur ;
- Faible coût de fabrication, production en masse possible;
- Ces antennes peuvent être placées sur les missiles, les fusées et les satellites sans modifications importantes ;
- Les antennes ont de petites aires de rayonnement ;
- La polarisation linéaire comme pour le cas des antennes plaques rectangulaire et circulaire (gauche ou bien droite) est possible avec de légers changements dans la position de l'alimentation ;
- L'utilisation de deux fréquences de travail est possible ;
- Les antennes microbandes sont compatibles avec les constructions modulaires (Composants monolithiques tels que les oscillateurs, les alternateurs variables, les interrupteurs, les modulateurs, les mélangeurs, les déphaseurs et peuvent être adaptées directement sur le substrat) ;
- Les lignes d'alimentation et les circuits d'adaptation d'impédance sont fabriqués simultanément avec la structure de l'antenne.

Comme les antennes microbandes ont des avantages; elles ont aussi quelques inconvénients comparées aux antennes micro-ondes classiques tels que [15]-[18] :

- Bande passante étroite;
- Gain plus faible dû aux pertes ;
- La plupart des antennes microbandes rayonnent par un demi-plan ;
- Limitations pratiques sur le gain (au maximum à 20dB) ;
- La performance du rayonnement longitudinal est faible ;

- L'isolation entre les éléments rayonnants et l'alimentation est faible ;
- Possibilité d'excitation des ondes de surface ;
- Capacité de manipulation à faible énergie.

Néanmoins il existe des moyens substantiels qui peuvent minimiser les effets de certains de ces inconvénients : par exemple l'excitation à onde de surface [2], [19] peut être éliminée, en prenant des précautions lors de la conception et de la fabrication.

L'insertion d'un trou métallisé [20] entre l'élément rayonnant et le plan de masse permet d'élargir la bande passante et de remédier aux problèmes des décharges électrostatiques et d'écoulement thermique.

## **I.7 Les applications des antennes microbandes**

Vu l'explosion technologique dans la télécommunication et les recherches scientifiques continues concernant les antennes imprimés, et vu les exigences multiples dans le domaine de communication, l'utilisation des antennes micro-ondes classiques devient incapable de répondre à ces exigences. Pour cette raison, les antennes microbandes remplacent les antennes classiques dans la plupart des applications [19]. Parmi ces applications on cite:

- Les télécommunications par satellites ;
- La commande et contrôle ;
- La télémessure par missile ;
- Les équipements portatifs ;
- Les éléments d'alimentation dans les antennes complexes ;
- Les antennes d'émission utilisées en médecine ;
- Les récepteurs satellite de navigation.

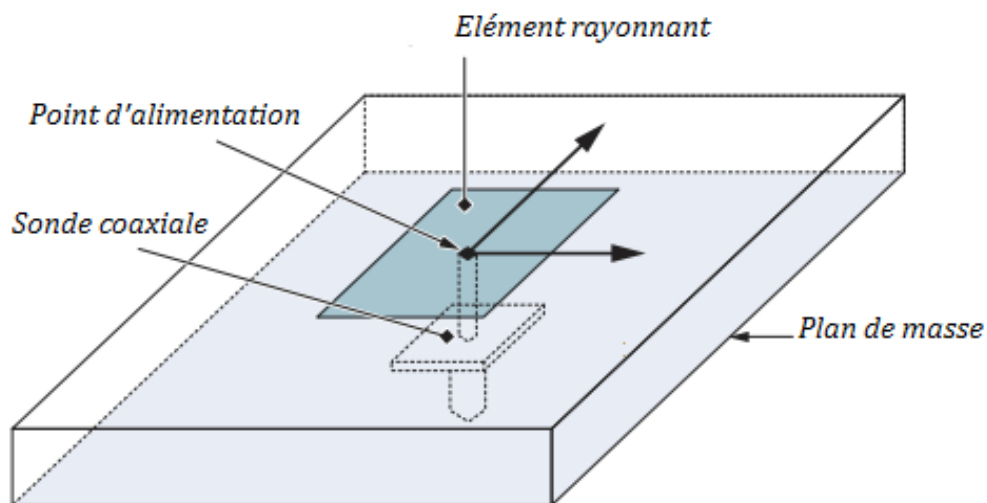
## I.8 Les techniques d'excitation

L'alimentation des antennes microbandes, repose essentiellement sur deux classes d'excitation ; excitation avec contact et excitation sans contact. Dans les méthodes d'excitation avec contact, la puissance est acheminée aux patchs rayonnants en utilisant un élément de contact tels le câble coaxial et la ligne microbande. Dans la deuxième classe d'excitation, le couplage électromagnétique est utilisé pour transmettre la puissance de la ligne microbande au patch rayonnant. Les quatre techniques d'alimentation les plus utilisées sont la ligne microbande, sonde coaxiale, couplage par fente et couplage de proximité [21], [22].

### I.8.1 Excitation avec contact

#### I.8.1.1 Sonde coaxiale

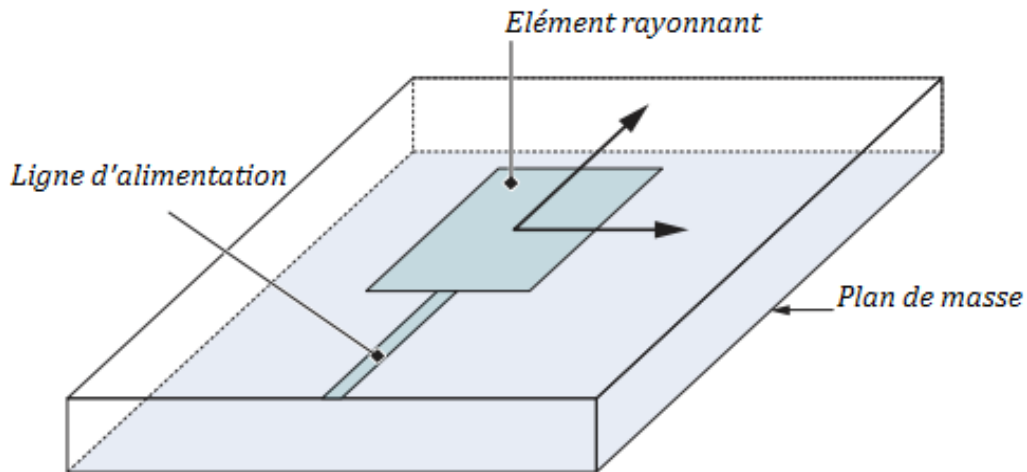
Le câble de la sonde coaxiale traverse le plan de masse et le substrat. Le conducteur central est connecté sur l'élément rayonnant, et le conducteur extérieur est connecté au plan de masse [23] comme monter dans la figure I.4. Cette alimentation est très utilisée avec les patchs de formes circulaire et annulaire.



**Figure I.4-**Alimentation du patch par un câble coaxial.

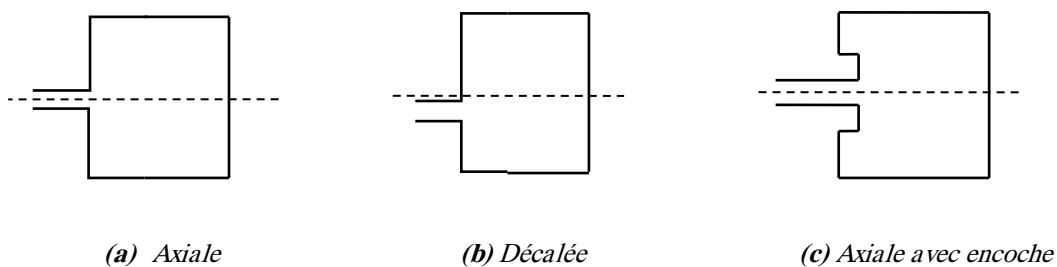
### 1.8.1.2 Ligne microbande

Faite par une ligne microbande de largeur plus petite par rapport au patch, cette ligne est gravée avec le patch en même temps, figure I.5. Elle est très utilisée dans les réseaux d'antennes imprimées de différentes formes [23].



**Figure I.5-**Alimentation du patch par une ligne microbande

L'alimentation peut se faire par la connexion directe à une ligne microbande (Figure I.5), dont le point de jonction est sur l'axe de symétrie de l'élément ou décalé par rapport à cet axe de symétrie, si cela permet une meilleure adaptation d'impédance. L'alimentation axiale avec encoche donne de bons résultats [15], [23]. Elle est très utilisée dans les réseaux d'antennes imprimées de différentes formes.

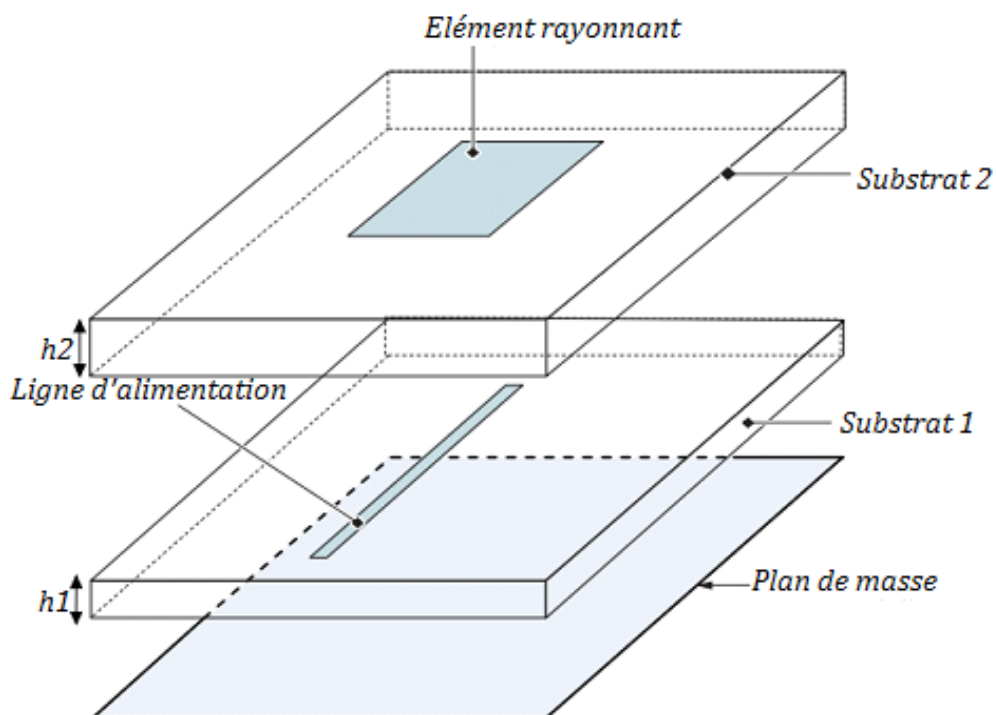


**Figure I.6-**L'alimentation par une ligne microbande axiale(a), décalée (b) et avec encoche (c).

## *I.8.2 Alimentation sans contact (par proximité)*

### *I.8.2.1 Ligne microbande*

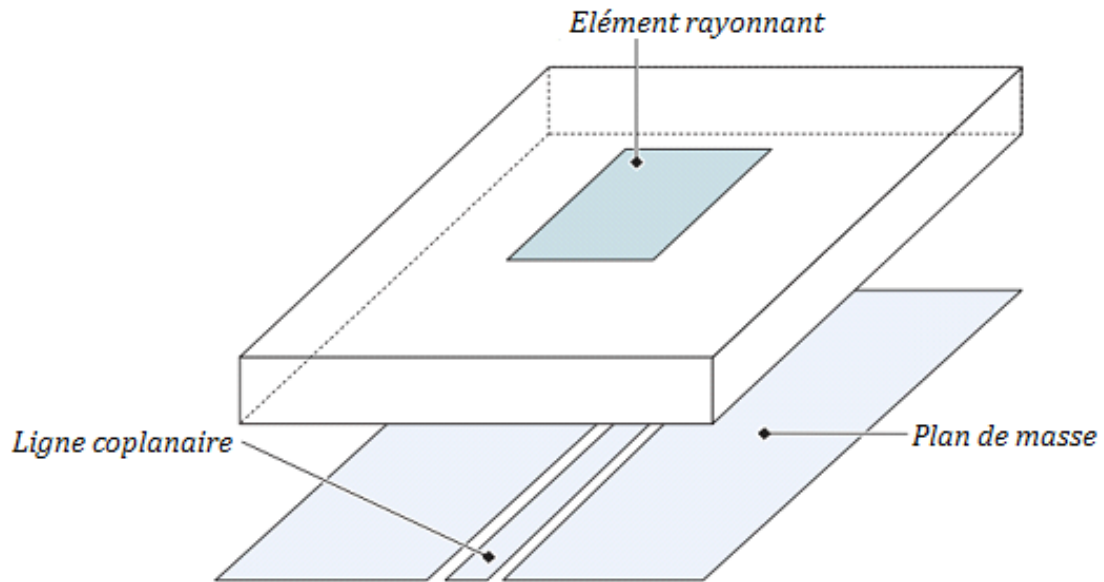
Il y a deux substrats diélectriques de permittivité  $\epsilon_{r1}$ ,  $\epsilon_{r2}$  de hauteurs respectivement  $h_1$  et  $h_2$ , (figure I. 7). La ligne d'alimentation se trouve entre les deux substrats diélectriques (en sandwich), le patch à la façade supérieure du substrat supérieur et le plan de masse à la façade inférieure du substrat inférieur; le couplage électromagnétique assure l'alimentation du patch. Il y a d'autre possibilité de ce type d'alimentation où le patch rayonnant et la ligne microbande d'alimentation sont séparés par le plan de masse, le couplage entre le patch et la ligne d'alimentation est assuré par une ouverture dans le plan de masse.



**Figure I.7-**Alimentation du patch par une ligne microbande en sandwich, couplage électromagnétique assure l'alimentation du patch.

### ***1.8.2.2 Guide d'onde coplanaire***

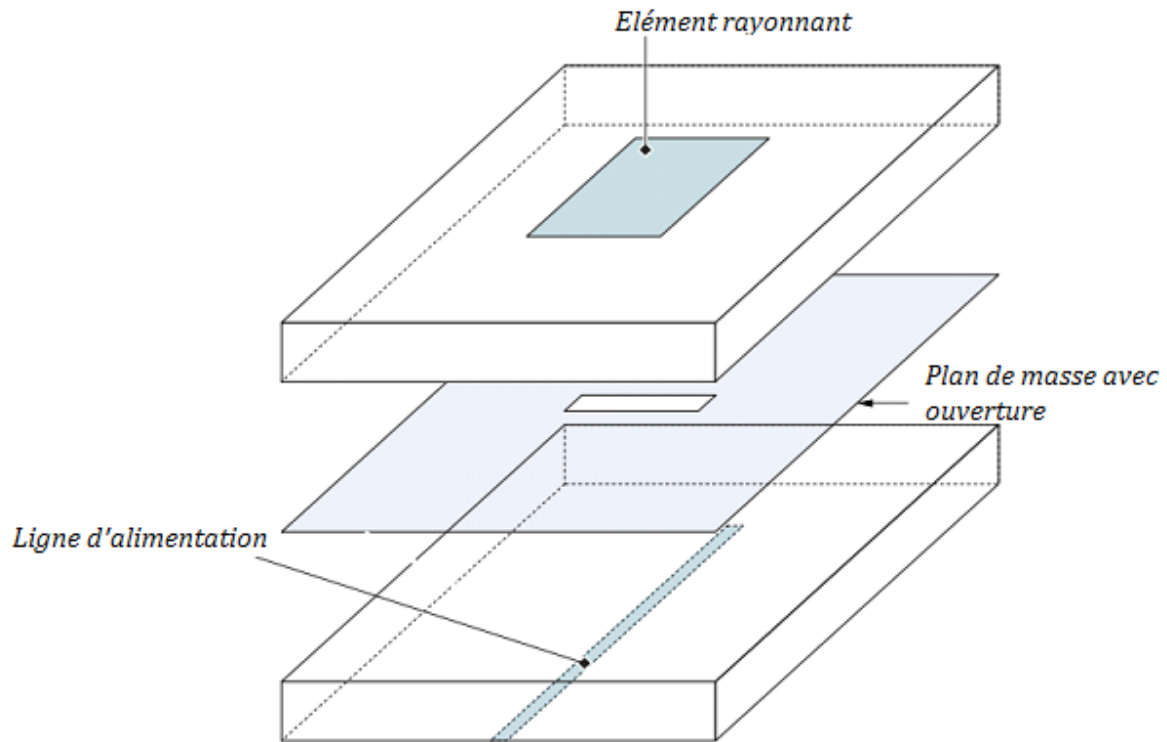
L'élément rayonnant se trouve sur la face supérieure du substrat de fente rayonnante. La ligne d'alimentation et le plan de masse se trouvent à la même façade inférieure du substrat, figure I.8.



**Figure I.8**-Alimentation du patch par un guide d'onde coplanaire.

### ***1.8.2.3 Couplage par fente***

Une ligne est disposée au-dessus du plan de masse, qui est entaillé d'une fente sous le patch afin que l'énergie amenée par la ligne soit communiquée à l'antenne, figure I.9.



**Figure I.9-**Alimentation du patch par le couplage par fente.

Une comparaison entre l'alimentation avec contact (sonde coaxiale et la ligne microbande) et l'alimentation sans contact (par couplage, guide d'onde coplanaire, et le couplage par fente), se résume dans le tableau suivant :



Méthodes		Avantages	Inconvénients
<b>Alimentation avec contact</b>	<i>Sonde coaxiale</i>	<ul style="list-style-type: none"> <li>-pas de pertes par rayonnement de ligne</li> <li>-sélection possible d'un mode privilégié</li> <li>-obtention d'une impédance D'entrée adéquate par positionnement de la sonde</li> <li>-prédiction aisée de l'impédance d'entrée pour des substrats faible hauteur</li> <li>-technique de perçage simple jusqu'à 10 GHz</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>-dans le cas de substrat épais, la réactance inductive supplémentaire apportée par la sonde affecte la bande passante</li> <li>-partie selfique ramenée par l'âme du connecteur à prendre en compte</li> <li>-technique de perçage et de soudure plus délicate en millimétrique</li> <li>-difficile à exciter chaque élément d'un réseau seul</li> </ul>
	<i>Ligne microbande</i>	<ul style="list-style-type: none"> <li>-procédé technologique le plus simple par gravure sur la même face de l'antenne et du circuit d'alimentation</li> <li>-adaptation de l'aérien possible par contact pénétrant</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>-rayonnement parasite de la discontinuité ligne-aérien</li> <li>-rayonnement parasite possible du circuit de distribution en millimétrique</li> <li>-structure figée après gravure</li> </ul>
<b>Alimentation Sans contact</b>	<i>Par couplage</i>	<ul style="list-style-type: none"> <li>-dessin du circuit d'alimentation modifiable par rapport aux aériens</li> <li>-bande passante plus large par augmentation de la hauteur</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>-deux couches de substrat requises</li> <li>-difficulté pour l'intégration de dispositifs actifs et pour la dissipation de chaleur</li> </ul>
	<i>Guide d'onde coplanaire</i>	<ul style="list-style-type: none"> <li>-procédé technologique simple</li> <li>-facilités pour intégrer des dispositifs actifs et dissiper la chaleur résultante</li> <li>-faible rayonnement arrière</li> <li>-transitions simples pour l'intégration de dispositifs actifs et circuits MMIC</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>-génération de modes de propagation parasites sur les guides d'onde coplanaires après une discontinuité (coude ou tés) nécessitant des ponts à air en millimétrique</li> </ul>
	<i>Couplage par fente</i>	<ul style="list-style-type: none"> <li>-réalisation du circuit de distribution et de l'aérien indépendantes</li> <li>-séparation électromagnétique des deux couches</li> <li>-possibilité d'élargir la bande passante en associant la résonance de l'élément rayonnant à celle de la fente</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>-technologie plus couteuse et complexe (positionnement des 2 couches, 4 faces de métallisation)</li> <li>-intégration sur un support mécanique nécessitant des précautions</li> <li>-rayonnement arrière parasite de la fente lorsque celle-ci résonne au voisinage de l'élément</li> </ul>

**Tableau I.2-**Avantages et inconvénients de différentes techniques d'alimentations.

## I.9 Méthodes d'analyse

Plusieurs méthodes sont utilisées pour l'analyse des antennes microbandes. La plupart de ces méthodes peuvent être classés dans une des deux catégories : **méthodes approximatives** et **méthodes rigoureuses** (Full-wave) [24].

Les méthodes approximatives sont basées sur des hypothèses simplificatrices donc elles ont des limitations et elles fournissent des solutions moins précises. Elles sont généralement utilisées pour la modélisation des antennes à élément unique à cause de la difficulté rencontrée dans la modélisation du couplage entre les différents éléments. Cependant, elles offrent un bon aperçu physique avec un temps de calcul généralement très petit [25].

Les méthodes rigoureuses tiennent compte de tous les mécanismes important de l'onde et s'appuient énormément sur l'utilisation d'algorithmes numériques efficaces. Lorsqu'elles sont appliquées convenablement, les méthodes rigoureuses sont très précises et peuvent être employées pour la modélisation d'une variété d'antennes y compris les antennes réseaux. Ces méthodes ont tendance à être plus complexes et fournissent moins d'aperçu physique. Souvent, elles nécessitent plus de calculs et donc un temps de calculs élevé [25].

### *I.9.1 Méthodes approximatives (analytiques)*

Les méthodes approximatives prennent en compte au départ la nature des phénomènes physiques, ce qui permet d'effectuer des approximations, permettant la modélisation du modèle en question. Parmi ces méthodes, on cite :

- Le modèle de la ligne de transmission ;
- Le modèle de la cavité.

#### *I.9.1.1 Le modèle de la ligne de transmission*

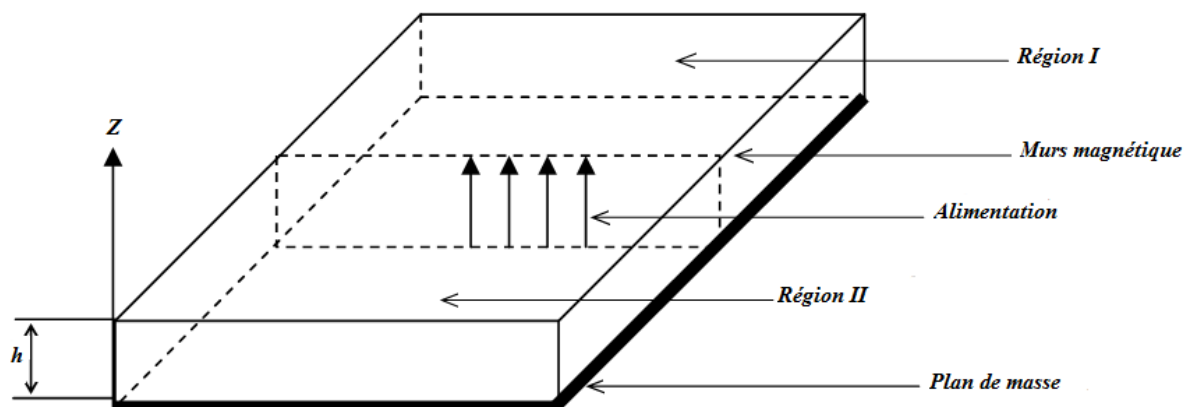
Le modèle de la ligne de transmission est considéré comme le plus simple. Ce modèle exploite l'analogie qui existe entre un patch d'une antenne imprimée et un tronçon d'une ligne de transmission ayant deux bords rayonnants. Ce modèle prend en compte au départ la nature des phénomènes physiques, ce qui permet d'effectuer des approximations, permettant la modélisation du modèle. Dans le modèle de la ligne de transmission, l'inconnu à déterminer est la constante de propagation. Les pertes par rayonnement sont incluses dans le coefficient

d'atténuation de la constante de propagation. Cependant, cette technique ne rend pas compte des effets des modes d'ordre supérieur.

### *1.9.1.2 Le modèle de la cavité*

La structure imprimée peut être assimilée à une cavité fermée par deux murs électriques en bas par un plan de masse en  $z = 0$ , en haut par une plaque conductrice en  $z = h$ , et par des murs magnétiques verticaux. Une longueur et une largeur effective sont introduites pour prendre en compte les débordements des champs sur les bords de l'antenne. Pour l'excitation, on prend pour modèle un courant électrique  $J$  parallèle à l'axe  $oz$  (Figure I.10) et répartie uniformément [26],[27].

Pour calculer le champ  $E_z$  interne à la cavité, on utilise la méthode dite de raccord de mode. Elle consiste à diviser la cavité en deux régions I et II dépourvues de sources et ensuite à résoudre l'équation de Helmholtz (sans second membre) dans chaque région. Les champs lointains sont donnés par le rayonnement des ouvertures verticales et la puissance totale rayonnée est obtenue en intégrant le champ lointain dans tout le demi-espace supérieur [2],[28].



**Figure I.10-Modèle de la cavité.**

### *1.9.2 Méthodes rigoureuses (full-wave)*

Ces méthodes sont les plus utilisées récemment. Elles sont basées sur la distribution du courant électrique sur le conducteur. Parmi ces méthodes, on cite:

- La méthode des différences finies;
- La méthode des éléments finis;
- Le système d'équations intégrales couplées, discrétisées par la méthode des moments;
- La méthode spectrale, qui correspond à la transformée de Fourier de la méthode de l'équation d'intégrale.

### ***1.9.2.1 La méthode des moments***

La technique de résolution la plus efficace dans l'analyse des antennes microbandes est l'application de la méthode des moments. Cette méthode opère dans le domaine spectral. C'est la méthode qu'on utilise dans notre travail. La procédure de résolution consiste à trouver le zéro du déterminant de la matrice impédance. La caractéristique de cette méthode est son indépendance de la source d'excitation [29]. Malgré les avantages de cette méthode, elle souffre de quelques inconvénients tels que:

- La précision exigée pour déterminer les éléments de la matrice impédance ;
- Le temps de calcul qui est important ;
- L'existence des solutions parasites.

### ***1.9.2.2 Méthode d'analyse spectrale***

Ce modèle prend en considération l'équation intégrale du champ électrique [24], dans le domaine spectral. Cette méthode permet de résoudre efficacement le système d'équations intégrales dans le domaine spatial. Elle est basée sur la connaissance des champs électromagnétiques dans chaque région. Le système d'équations intégrales à résoudre peut s'écrire sous la forme matricielle, le choix de la condition de continuité surfacique et le vecteur de courant sur le patch permet de réduire une relation entre les composantes tangentielles des champs électromagnétiques et les courants surfaciques. L'approche de l'équation intégrale dans le domaine spectral est largement utilisée dans l'analyse et la conception de structures imprimées.

## I.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'évolution technologique des antennes microbandes, ainsi que les avantages et les inconvénients de ces antennes. Elles sont susceptibles d'apparaître comme complémentaires aux antennes dipolaires dans le but de répondre aux exigences pratiques multiples.

Nous nous sommes également étalé sur l'étude de quelques techniques d'excitation, ainsi que les méthodes d'analyses les plus utilisées pour des structures microbandes de formes quelconques. Aucune de ces méthodes citées n'est parfaite, toutes présentent des avantages et des inconvénients. La méthode des moments peut être considérée comme rigoureuse, son utilisation assez large en atteste pleinement.

## I.11 Références bibliographiques

- [1] Paul F. Combes, "Micro-ondes tome II circuits passifs, propagation, antennes," Dunod, Paris, 2-10-002753-0, 1997
- [2] I. J. Bahl and P. E. Bhartia, "Microstrip antennas," Dedham, MA : Artech House, 1980.
- [3] K. R. Carver and J. W. Mink, "Microstrip antenna technology," *IEEE trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, pp. 2-24, Jan. 1981.
- [4] A. Khellaf, "Contribution à l'étude du rayonnement de structures filaires ou microrubans," Thèse de docteur ES-Science, Institut d'électronique, université de Constantine, 1990.
- [5] F. Bouttout, "Analyse rigoureuse de l'antenne microbande circulaire multicouche. Application à la structure annulaire", Thèse de doctorat d'état, Département d'électronique, Université de Sétif, 2001.
- [6] K. R. Carver, J. W. Mink, "Microstrip Antennas Technology", *IEEE trans. Antennas Propagat.*, vol.29, no.1, pp.2-24, June 1981.
- [7] F. Gardiol, "Conception et réalisation de circuits microruban," *Ann. Télécommun.*, vol.43, no.5-6, pp. 220-236, 1988.
- [8] N. G. Alexaopoulos, D. R. Jackson, "Fundamental Superstrate (cover) effects on printed circuit antennas," *IEEE trans. Antennas Propagat.*, vol.32, no.7, pp.550-557, July 1983.

- [9] D. H. Schaubert, D. M. Pozar, et A. Adrian, "Effects of Microstrip antenna substrate thickness and permittivity: comparison of theories with experiment," *IEEE trans. Antennas Propagat.*, vol.37, no.6, pp.677-782, June 1989.
- [10] G. Dubost, "Forme analytique du rendement d'une antenne plaque rectangulaire à la résonance demi-onde imputable à l'onde de surface du mode dominant  $TM_{01}$ ," *Ann. Télécommun.*, vol.45, no.7-8, pp.429-436, 1990.
- [11] J. S. Dahele, K. F. Lee, "On the resonant frequencies of the triangular patch Antennas," *IEEE trans. Antennas propagat.*, AP-35, pp.100-101, 1987.
- [12] F. Najib, "Contribution à l'optimisation de la synthèse du lobe de rayonnement pour une antenne intelligente. Application à la conception de réseaux à déphasage," Thèse de doctorat, Université de Limoges, Mai 2005.
- [13] D. M. Pozar, "Microstrip antennas," *IEEE Proceedings*, vol. 80, no.1, pp. 79-91, Jan.1992.
- [14] J .R. James and P. S. Hall, "Broadband microstrip antennas", *IEEE Electromagnetic Waves Series 28*, 1989.
- [15] Odile Picon et Coll, "Les Antennes, théorie, conception et applications," Dunod, Paris, 978-2-10-051989-7, 2009.
- [16] Jean François Zucker et Fred E. Gariol, "Broadband patch antennas," Artech house, 1995.
- [17] Punit S. Nakar, "Design of compact microstrip patch antenna for use in Wireless/ cellular devices," Thèse de Master, Florida state university, college of engineering, 2004.
- [18] Keith R. Carver, James W. Mink, "Microstrip Antenna Technology," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, no.1, pp.2-24, 1981.
- [19] Juan R. Mosing, Fred E. Gardiol, "Rayonnement d'une antenne microruban de forme arbitraire," *Ann. Télécommun.*, vol. 40, no.3-4, 1985.
- [20] Hervé Legay, Raphael Gillard, Jacques citerne, Gerard, "Effet d'un trou métallisé sur les caractéristiques de rayonnement d'une antenne plaque microruban alimentée par une ligne coaxiale à travers le plan de masse," *Ann. Télécommun.*, vol.46, no.7-8, 1991.

- [21] M. Titaouine, "Analyse des antennes microrubans de forme arbitraire par la méthode des moments et le modèle généralisé de la cavité," Thèse de Doctorat, Université de Sétif, Sept. 2007.
- [22] D. Khedrouche, "Modélisation des antennes microbandes par une analyse tridimensionnelle rigoureuse en utilisant une méthode intégrale," Thèse de Doctorat, Université de Constantine, Juin 2009.
- [23] L. I. Basilio, M. A. Khayat, J. Williams, S. A. Long, "The dependence of the input impedance on feed position of probe and microstrip line fed patch antennas," *IEEE trans. Antennas Propagat.*, vol. 49, pp.45-47, Jan. 2001.
- [24] M. Titaouine, "Analyse des antennes microrubans de forme arbitraire par la méthode des moments et le modèle généralisé de la cavité," Thèse de Doctorat, Université de Sétif, Sept. 2007.
- [25] F. Chebbara, "Etude des caractéristiques de résonance et de rayonnement des antennes microbandes réalisées avec des matériaux ayant une anisotropie de type électrique et magnétique," Thèse de doctorat, université de Batna, juin 2011.
- [26] 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.
- [27] J. P. Daniel, G. Dubost, C. Terret, J. Citerne, and M. Drissi, "Research on planar antennas and arrays : structures rayonnantes," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.35, no.1, pp. 14-38, Feb. 1993.
- [28] 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.
- [29] R. C. Boutout, J R, "Computational methods for electromagnetic and microwaves," *Awiley-Interscience publication*, New York, Wiley, 1990.

*Chapitre II*  
*Théorie du problème*



# Chapitre II

## Théorie du problème

### II.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons déterminer le tenseur spectral dyadique de Green qui relie le champ électrique transverse avec les courants sur le patch. Nous allons ensuite formuler mathématiquement les équations intégrales qui forment un système homogène d'équations linéaires. Pour éviter une solution triviale, il faut que le déterminant de ce système soit nul. Les fréquences de résonance sont déterminées par une résolution numérique en utilisant la méthode des moments, procédure de Galerkin. Une fois les fréquences de résonance sont calculées on peut déduire la bande passante et le facteur de qualité de l'antenne.

### II.2 Théorie de la fonction de Green

#### II.2.1 Equations de Maxwell [1]

Considérons une onde électromagnétique qui se propage dans une région loin des sources ( $\rho=0, j=0$ ). La dépendance temporelle est en  $e^{i\omega t}$  (le régime harmonique).

Les équations de Maxwell s'écrivent dans ce cas comme suit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II. 1})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial(\mu \vec{H})}{\partial t} = -i\omega \mu \vec{H} \quad (\text{II. 2})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0 \quad (\text{II. 3})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = i\omega \epsilon \vec{E} \quad (\text{II. 4})$$

$B$  : l'induction magnétique en Tesla ( $T$ ) = ( $wb/m^2$ );  $E$ : le champ électrique en volt/mètre (V/m).

$H$  : le champ magnétique en ampère/mètre ( $A/m$ );  $\mu$  : la perméabilité magnétique en Henri/mètre ( $H/m$ )= $(wb/m^2)$  ;

$\epsilon$  : la permittivité diélectrique en Farad/mètre (F/m);  $\omega$  : la fréquence angulaire en radian/seconde (rad/s).

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

### II.2.2 La transformée de Fourier vectorielle [2],[3]

Soit  $\bar{\mathbf{A}}(x, y, z)$  un vecteur quelconque, la transformée de Fourier bidimensionnelle est définie par :

$$\tilde{\bar{\mathbf{A}}}(k_x, k_y, z) = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \bar{\mathbf{A}}(x, y, z) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (\text{II. 5})$$

La transformée de Fourier inverse bidimensionnelle est donnée par :

$$\bar{\mathbf{A}}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{\bar{\mathbf{A}}}(k_x, k_y, z) e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II. 6})$$

$$\bar{\nabla}_x \bar{\mathbf{E}} = \begin{vmatrix} \bar{i} & \bar{j} & \bar{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \bar{i} \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) - \bar{j} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) + \bar{k} \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \quad (\text{II. 7})$$

En utilisant les propriétés de la transformée de Fourier suivantes :

$$\left( \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} \right) = ik_x \tilde{f} \quad (\text{II. 8})$$

$$\left( \frac{\partial \tilde{f}}{\partial y} \right) = ik_y \tilde{f} \quad (\text{II. 9})$$

$$(\widetilde{\nabla_x \mathbf{E}}) = \bar{i} \left( \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial z} \right) - \bar{j} \left( \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial z} \right) + \bar{k} \left( \frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial y} \right)$$

$$= \begin{vmatrix} \bar{i} & \bar{j} & \bar{k} \\ ik_x & ik_y & \frac{\partial}{\partial z} \\ \tilde{E}_x & \tilde{E}_y & \tilde{E}_z \end{vmatrix} = \tilde{\nabla}_x \tilde{\mathbf{E}} \quad (\text{II. 10})$$

Avec :

$$\tilde{\nabla} = ik_x \bar{i} + ik_y \bar{j} + \frac{\partial}{\partial z} \bar{k} \quad (\text{II. 11})$$

### II.2.3 Equations de propagations des champs électrique et magnétique

Les équations (II. 2) et (II. 4) dans le domaine spectral s'écrivent :

$$\widetilde{\nabla}_x \widetilde{E} = -i\omega\mu\widetilde{H} \quad (\text{II. 12})$$

$$\widetilde{\nabla}_x \widetilde{H} = i\omega\varepsilon\widetilde{E} \quad (\text{II. 13})$$

A partir des équations (II. 12) et (II. 13) ; qui sont les équations de maxwell dans le domaine spectral, nous allons écrire l'équation de propagation.

Soit  $\bar{A}, \bar{B},$  et  $\bar{C}$  trois vecteurs quelconques, on a :

$$\bar{A}_x(\bar{B}_x\bar{C}) = \bar{B} \cdot (\bar{A} \cdot \bar{C}) - (\bar{A} \cdot \bar{B}) \cdot \bar{C} \quad (\text{II. 14})$$

$$\widetilde{\nabla}_x(\widetilde{\nabla}_x\widetilde{E}) = \widetilde{\nabla} \cdot (\widetilde{\nabla} \cdot \widetilde{E}) - (\widetilde{\nabla} \cdot \widetilde{\nabla}) \cdot \widetilde{E} \quad (\text{II. 15})$$

On a dans l'équation (II. 3):

$$\widetilde{\nabla} \cdot \widetilde{E} = 0 \Rightarrow \widetilde{\nabla} \cdot \widetilde{E} = 0 \xrightarrow{(\text{éqII.12})} \widetilde{\nabla}^2 \widetilde{E} - i\omega\mu(\widetilde{\nabla}_x\widetilde{H}) = \bar{0}$$

$$\xrightarrow{(\text{éqII.13})} \widetilde{\nabla}^2 \widetilde{E} + \omega^2\varepsilon\mu\widetilde{E} = \bar{0} \text{ Avec : } \widetilde{\nabla}^2 = \tilde{\Delta} \text{ est le Laplacien.}$$

$$\text{A partir de l'équation (II. 11) nous avons : } \widetilde{\nabla}^2 = -(k_x^2 + k_y^2) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

L'équation de propagation s'écrit donc comme suit :

$$\frac{\partial^2 \widetilde{E}}{\partial z^2} + k_z^2 \widetilde{E} = \bar{0} \quad (\text{II. 16})$$

$$\text{Avec : } k_z^2 = k^2 - (k_x^2 + k_y^2)$$

$$k^2 = \omega^2\varepsilon\mu, \quad k : \text{ est la constante de propagation en radian/mètre (rad/m)}$$

Nous allons à présent déterminer les composantes transversales en fonction des composantes longitudinales ( $E_z, H_z$ ) :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega\mu H_x & \text{(II. 17a)} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\omega\mu H_y & \text{(II. 17b)} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu H_z & \text{(II. 17c)} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\varepsilon E_x & \text{(II. 18a)} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega\varepsilon E_y & \text{(II. 18b)} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega\varepsilon E_z & \text{(II. 18c)} \end{cases}$$

La dérivée partielle par rapport à  $z$  de l'équation (II. 17b) est la suivante :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial z} (-i\omega\mu H_y) \Rightarrow \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial x} = -i\omega\mu \frac{\partial H_y}{\partial z}$$

En remplaçant l'équation (II. 18a) dans cette dernière équation on trouve :

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial x} = -i\omega\mu \left\{ \frac{\partial H_z}{\partial y} - i\omega\varepsilon E_x \right\}$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) E_x = \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial x} - i\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad \text{(II. 19a)}$$

A partir de l'équation (II. 17a) :  $\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} (-i\omega\mu H_x) \Rightarrow \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial y} - \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = -i\omega\mu \frac{\partial H_x}{\partial z}$

En remplaçant l'équation (II. 18b) dans ce dernière équation on trouve :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial y} - \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = -i\omega\mu \left\{ \frac{\partial H_z}{\partial x} + i\omega\varepsilon E_y \right\}$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) E_y = \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial y} + i\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad \text{(II. 19b)}$$

A partir de l'équation (II. 18b) :  $\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial z} (i\omega\varepsilon E_y) \Rightarrow \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 H_z}{\partial z \partial x} = i\omega\varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial z}$

En remplaçant l'équation (II. 17a) dans ce dernière équation on trouve :

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 H_z}{\partial z \partial x} = i\omega\varepsilon \left\{ \frac{\partial E_z}{\partial y} + i\omega\mu H_x \right\}$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) H_x = \frac{\partial^2 H_z}{\partial z \partial x} + i\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (\text{II. 20a})$$

A partir de l'équation (II.18a) :  $\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} (i\omega\varepsilon E_x) \Rightarrow \frac{\partial^2 H_z}{\partial y \partial z} - \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} = i\omega\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial z}$

En remplaçant l'équation (II. 17b) dans ce dernière équation on trouve :

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial y \partial z} - \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} = i\omega\varepsilon \left\{ \frac{\partial E_z}{\partial x} - i\omega\mu H_y \right\}$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) H_y = \frac{\partial^2 H_z}{\partial y \partial z} - i\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (\text{II. 20b})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) E_x = \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial x} - i\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial y} \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) E_y = \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial y} + i\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) H_x = \frac{\partial^2 H_z}{\partial z \partial x} + i\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) H_y = \frac{\partial^2 H_z}{\partial y \partial z} - i\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} \end{array} \right. \quad (\text{II. 19a})$$

$$(\text{II. 19b})$$

$$(\text{II. 20a})$$

$$(\text{II. 20b})$$

Tenant compte de l'équation de propagation (II.16) ( $\frac{\partial^2}{\partial z^2} = -k_z^2$ ), les équations (II. 19a), (II. 19b), (II. 20a) et (II. 20b) dans le domaine spectral s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{E}_x = \frac{ik_x \partial \tilde{E}_z}{k_s^2 \partial z} + \omega\mu \frac{k_y \tilde{H}_z}{k_s^2} \\ \tilde{E}_y = \frac{ik_y \partial \tilde{E}_z}{k_s^2 \partial z} - \omega\mu \frac{k_x \tilde{H}_z}{k_s^2} \\ \tilde{H}_x = \frac{ik_x \partial \tilde{H}_z}{k_s^2 \partial z} - \omega\varepsilon \frac{k_y \tilde{E}_z}{k_s^2} \\ \tilde{H}_y = \frac{ik_y \partial \tilde{H}_z}{k_s^2 \partial z} + \omega\varepsilon \frac{k_x \tilde{E}_z}{k_s^2} \end{array} \right. \quad (\text{II. 21a})$$

$$(\text{II. 21b})$$

$$(\text{II. 22a})$$

$$(\text{II. 22b})$$

Avec :

$$k_s^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (\text{II. 23})$$

A partir des équations (II. 21a) et (II. 21b) on peut écrire :

$$\tilde{\vec{E}} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} \quad (\text{II. 24})$$

A partir des équations (II. 22a) et (II. 22b) on peut aussi écrire :

$$\tilde{\vec{H}} = \begin{bmatrix} \tilde{H}_y \\ -\tilde{H}_x \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} \quad (\text{II. 25})$$

Les exposants  $e$  et  $h$  dans les équations (II. 24) et (II. 25) dénotent les ondes  $TM$  et  $TE$ , respectivement.

$e^e, e^h, h^e$  et  $h^h$  sont définis par :

$$\bar{e} = \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{i}{k_s} \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial z} \\ \frac{\omega \mu}{k_s} \tilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (\text{II. 26})$$

$$\bar{h} = \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon}{k_s} \tilde{E}_z \\ \frac{i}{k_s} \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (\text{II. 27})$$

A partir de l'équation de propagation (II. 16) la forme générale des composantes longitudinales  $\tilde{E}_z$  et  $\tilde{H}_z$  est donnée par:

$$\tilde{E}_z = A_1 e^{-ik_z z} + B_1 e^{+ik_z z} \quad (\text{II. 28a})$$

$$\tilde{H}_z = A_2 e^{-ik_z z} + B_2 e^{+ik_z z} \quad (\text{II. 28b})$$

On remplace (II. 28a) et (II. 28b) dans (II. 26) et (II. 27), on obtient après quelques manipulations

$$\bar{e}(k_s, z) = \bar{A} e^{-ik_z z} + \bar{B} e^{+ik_z z} \quad (\text{II. 29})$$

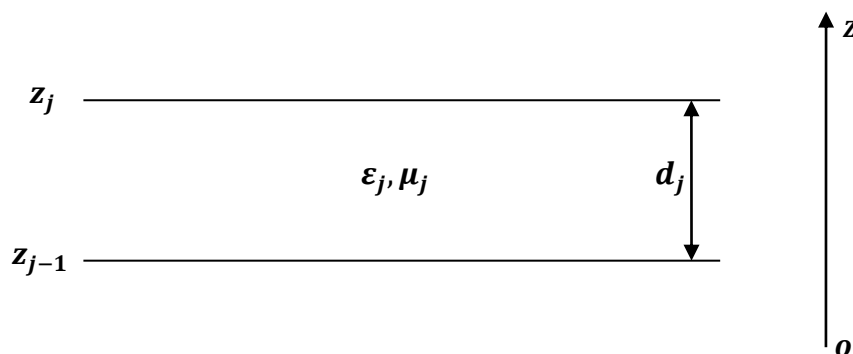
$$\bar{h}(k_s, z) = \bar{g}(k_s) \cdot [\bar{A} e^{-ik_z z} + \bar{B} e^{+ik_z z}] \quad (\text{II. 30})$$

Dans les équations (II. 29) et (II. 30),  $\bar{A}$  ( $2 \times 1$ ) et  $\bar{B}$  ( $2 \times 1$ ) sont deux vecteurs inconnus et

$$\bar{g}(k_s) = \text{diag}[g^e(k_s), g^h(k_s)] = \text{diag} \left[ \frac{\omega \varepsilon}{k_z}, \frac{k_z}{\omega \mu} \right] \quad (\text{II. 31})$$

### II.3 Détermination des dyades de Green spectral

Considérant maintenant que la région où l'onde se propage est limitée entre les deux plans  $z_{j-1}$ , et  $z_j$  comme montré dans la figure suivante :



**Figure II.1-**Représentation d'une couche  $j$  limitée entre deux plans  $z = z_{j-1}$ , et  $z = z_j$ , caractérisée à la fois par une permittivité  $\epsilon_j$ , et une perméabilité  $\mu_j$

En écrivant les équations (II. 29) et (II. 30) dans le plan  $z = z_{j-1}$ , puis dans le plan  $z = z_j$ , et par élimination des inconnus  $\bar{A}$  et  $\bar{B}$ , une relation liant les composantes  $\bar{e}$  et  $\bar{h}$  sur les deux interfaces de la couche est obtenue :

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{T}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 32})$$

$$\bar{T}_j = \begin{bmatrix} \bar{T}_j^{11} & \bar{T}_j^{12} \\ \bar{T}_j^{21} & \bar{T}_j^{22} \end{bmatrix} \quad (\text{II. 33})$$

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

$$\bar{T}_j^{12} = -i \cdot \sin(k_{z_j} d_j) \bar{g}_j^{-1} = \begin{bmatrix} -i \frac{k_{z_j}}{\omega \epsilon_j} \sin(k_{z_j} d_j) & 0 \\ 0 & -i \frac{\omega \mu_j}{k_{z_j}} \sin(k_{z_j} d_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 33b})$$

$$\bar{T}_j^{21} = -i \cdot \sin(k_{z_j} d_j) \bar{g}_j = \begin{bmatrix} -i \frac{\omega \varepsilon_j}{k_{z_j}} \sin(k_{z_j} d_j) & 0 \\ 0 & -i \frac{k_{z_j}}{\omega \mu_j} \sin(k_{z_j} d_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 33c})$$

Si l'interface  $z = z_j$  est dépourvue de courants électriques, alors (II. 32) s'écrit donc :

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{T}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 34})$$

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

$$\tilde{H}_y(z_j^-) - \tilde{H}_y(z_j^+) = \tilde{J}_x(z_j) \quad (\text{II. 35a})$$

$$\tilde{H}_x(z_j^-) - \tilde{H}_x(z_j^+) = -\tilde{J}_y(z_j) \quad (\text{II. 35b})$$

Soit sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \tilde{H}_y(z_j^-) \\ -\tilde{H}_x(z_j^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \tilde{H}_y(z_j^+) \\ -\tilde{H}_x(z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(z_j) \\ \tilde{J}_y(z_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 36})$$

En remplaçant par (II. 25) dans (II. 36), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h^e(z_j^-) \\ h^h(z_j^-) \end{bmatrix} - \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h^e(z_j^+) \\ h^h(z_j^+) \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(z_j) \\ \tilde{J}_y(z_j) \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} h^e(z_j^-) \\ h^h(z_j^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} h^e(z_j^+) \\ h^h(z_j^+) \end{bmatrix} &= \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(z_j) \\ \tilde{J}_y(z_j) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j^e(z_j) \\ j^h(z_j) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{II. 37})$$

Avec :

$$\bar{J} = \begin{bmatrix} j^e \\ j^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (\text{II. 38})$$

A partir de l'équation (II. 38) on peut montrer que :

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



$$\begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, z_j^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{j}(z_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 40})$$

A partir des équations (II. 32) et (II. 40) on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, z_j^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{j}(z_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 41})$$

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

$$\bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) = \bar{0} \quad (\text{II. 42})$$

Si le milieu où  $z > z_j$  est l'air, tenant compte de la condition de rayonnement on aura à partir des équations (II. 29) et (II. 30) :

$$\bar{h}_{j+1}(k_s, z_j^+) = \bar{g}_{j+1}(k_s) \cdot \bar{e}_{j+1}(k_s, z_j^+) \quad (\text{II. 43})$$

Les équations (II. 34), (II. 41), (II. 42) et (II. 43) forment les équations de base pour la détermination du tenseur spectral de Green.

Le tenseur spectral de Green  $\bar{G}$  relie le champ électrique transverse avec le courant dans le plan du patch par la relation suivante :

$$\bar{\tilde{E}} = \bar{G} \cdot \bar{\tilde{J}} \quad (\text{II. 44})$$

Avec :

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

Dans la représentation {TM(e),TE(h)}, le tenseur spectral de Green  $\bar{Q}$  relie le champ électrique transverse  $\bar{e}$  avec le courant  $\bar{j}$  dans le plan du patch à travers la relation suivante:

$$\bar{e} = \bar{Q} \cdot \bar{j} \quad (\text{II. 45})$$

Avec :

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

Après avoir effectuer quelques manipulations algébriques simples, nous pouvons montrer la relation qui existe entre le tenseur diagonal  $\bar{Q}$  et le tenseur de green  $\bar{G}$  :

$$\bar{G} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \bar{Q} \cdot \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \quad (\text{II. 46})$$

## II.4 Formulation des équations intégrales du champ électrique

Après avoir calculé la fonction tensorielle spectrale de Green, nous allons à présent s'intéresser à formuler l'équation intégrale du champ électrique.

A partir de l'équation (II. 44) on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (\text{II. 47})$$

Le champ électrique rayonné dans l'espace est obtenu à partir de la transformée de Fourier :

$$\tilde{E}_x(k_x, k_y, z) = G_{xx} \cdot \tilde{J}_x + G_{xy} \cdot \tilde{J}_y \quad (\text{II. 48a})$$

$$\tilde{E}_y(k_x, k_y, z) = G_{yx} \cdot \tilde{J}_x + G_{yy} \cdot \tilde{J}_y \quad (\text{II. 48b})$$

Le champ électrique rayonné dans l'espace est obtenu à partir de la transformée de Fourier inverse aux équations (II. 48a) et (II. 48b) :

$$E_x(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} [G_{xx} \cdot \tilde{J}_x + G_{xy} \cdot \tilde{J}_y] e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II. 49a})$$

$$E_y(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} [G_{yx} \cdot \tilde{J}_x + G_{yy} \cdot \tilde{J}_y] e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II. 49b})$$

Nous savons que le champ électrique transverse ( $E_x, E_y$ ) est nul sur un conducteur parfait, donc :

$$\iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} [G_{xx} \cdot \tilde{J}_x + G_{xy} \cdot \tilde{J}_y] e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II. 50a})$$

$$\iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} [G_{yx} \cdot \tilde{J}_x + G_{yy} \cdot \tilde{J}_y] e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II. 50b})$$

## II.5 Résolution des équations intégrales par la méthode des moments «Galerkin»

La première étape dans la résolution des équations intégrales permet de convertir les équations intégrales en un système homogène d'équations linéaires.

Nous savons que le champ électrique transverse ( $E_x, E_y$ ) est nul sur un conducteur parfait, donc dans le cas du patch parfaitement conducteur on aura:

$$\iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xx} \cdot \tilde{J}_x e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xy} \cdot \tilde{J}_y e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II. 51a})$$

$$\iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{yx} \cdot \tilde{J}_x e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{yy} \cdot \tilde{J}_y e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II. 51b})$$

Pour résoudre les équations (II. 51a) et (II. 51b) on utilise la procédure de Galerkin qui consiste à développer la distribution du courant sur le patch en série de fonctions de base connues avec des coefficients non connus:

$$J_x(x, y) = \sum_{n=1}^N a_n J_{xn}(x, y) \quad (\text{II. 52a})$$

$$J_y(x, y) = \sum_{m=1}^M b_m J_{ym}(x, y) \quad (\text{II. 52b})$$

En substituant la transformée de Fourier des équations (II. 52a) et (II. 52b) dans les équations (II. 51a) et (II. 51b) nous aurons :

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N a_n \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xx} \cdot \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\ + \sum_{m=1}^M b_m \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xy} \cdot \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \end{aligned} \quad (\text{II. 53a})$$

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N a_n \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{yx} \cdot \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\ + \sum_{m=1}^M b_m \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{yy} \cdot \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \end{aligned} \quad (\text{II. 53b})$$

En multipliant (II. 53a) par  $J_{xk}(x, y)$ ,  $k = \overline{1, N}$  et en intégrant sur le domaine du patch on trouve l'équation (II. 54a).

En multipliant (II. 53b) par  $J_{yl}(x, y)$ ,  $l = \overline{1, M}$  et en intégrant sur le domaine du patch on trouve l'équation (II. 54b).

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N a_n \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) \cdot G_{xx} \cdot \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y \\ + \sum_{m=1}^M b_m \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) \cdot G_{xy} \cdot \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y = 0 \end{aligned} \quad (\text{II. 54a})$$

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N a_n \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) \cdot G_{yx} \cdot \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y \\ + \sum_{m=1}^M b_m \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) \cdot G_{yy} \cdot \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y = 0 \end{aligned} \quad (\text{II. 54b})$$

Les équations (II. 54a) et (II. 54b) peuvent être écrites sous une forme matricielle:

$$\begin{bmatrix} (Z_{kn}^1)_{N \times N} & (Z_{km}^2)_{N \times M} \\ (Z_{ln}^3)_{M \times N} & (Z_{lm}^4)_{M \times M} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (a_n)_{N \times 1} \\ (b_m)_{M \times 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{0} \\ \overline{0} \end{bmatrix} \quad (\text{II. 55})$$

Donc on aboutit à un système d'équations homogène et pour éviter sa solution triviale, il faut que le déterminant de la matrice Z soit nul, ( $\det(Z)=0$ ).

Les éléments de la matrice Z sont donnés :

$$Z_{kn}^1 = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) \cdot G_{xx} \cdot \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 56a})$$

$$Z_{km}^2 = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) \cdot G_{xy} \cdot \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 56b})$$

$$Z_{ln}^3 = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) \cdot G_{yx} \cdot \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 56c})$$

$$Z_{lm}^4 = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) \cdot G_{yy} \cdot \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 56d})$$

Avec :  $k, n = \overline{1, N}$  et  $l, m = \overline{1, M}$

### II.5.1 La fréquence de résonance et la bande passante

Le déterminant de la matrice Z est une fonction de la fréquence, et la solution qui annule le déterminant pour avoir une solution non triviale est la fréquence complexe qui est la fréquence de résonance de l'antenne.

La fréquence de résonance, le facteur de qualité et la bande passante sont donnés respectivement par:

$$f = f_r + if_i \quad (\text{II. 57})$$

$$Q = \frac{f_r}{2f_i} \quad (\text{II. 58})$$

$$BP = \frac{1}{Q} = \frac{2f_i}{f_r} \quad (\text{II. 59})$$

Où

$f_i$  : est la partie imaginaire de la fréquence de résonance.

$f_r$  : est la partie réelle de la fréquence de résonance.

### II.5.2 Choix des fonctions de base dans la procédure de Galerkin

Théoriquement, il existe plusieurs types et formes de fonctions de base, cependant dans les études pratiques le nombre des fonctions utilisées est limité. Ces fonctions doivent vérifier certaines considérations en rapport direct avec la géométrie du patch. Généralement les fonctions sinusoïdales sont utilisées pour étudier les géométries triangulaires et rectangulaires, alors que les fonctions de Bessel sont réservées aux formats annulaires et circulaires [4], [5]. Le choix de ces fonctions influe sur la vitesse de la convergence des résultats numériques (pour le calcul de la fréquence de résonance). D'autre part le mauvais choix de ces fonctions peut donner des résultats erronés.

Dans notre étude nous allons utiliser des fonctions de base formées à partir de l'ensemble des modes  $TM$  d'une cavité rectangulaire avec murs latéraux magnétiques, ces modes sont donnés par :

$$J_{xk}(x, y) = \sin \left[ \frac{k_1 \pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right] \cos \left[ \frac{k_2 \pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right] \quad (\text{II. 60a})$$

$$J_{ym}(x, y) = \sin \left[ \frac{m_2 \pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right] \cos \left[ \frac{m_1 \pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right] \quad (\text{II. 60b})$$

Les courants donnés par les équations sont définis uniquement sur la plaque rayonnante et nuls en dehors de cette dernière, les couples  $(k_1, k_2)$  et  $(m_1, m_2)$  sont des nombres entiers, le choix de ces membres dépend du mode étudié, dans notre étude nous nous intéressons aux modes  $TM_{01}$  et  $TM_{10}$ .

### II.5.3 Détermination de la transformée de Fourier des fonctions de base

La transformée de Fourier des équations (II.60a) (II.60b) issues du modèle de la cavité peut être écrite sous la forme [6]:

$$\tilde{J}_{xk}(k_x, k_y) = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \sin \left[ \frac{k_1 \pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right] \cos \left[ \frac{k_2 \pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right] e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (\text{II. 61a})$$

$$\tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \sin \left[ \frac{m_2 \pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right] \cos \left[ \frac{m_1 \pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right] e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (\text{II. 61b})$$

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

$$\begin{aligned}
&= \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \left[ \frac{k_1 \pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right] e^{-ik_x x} dx \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \left[ \frac{k_2 \pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right] e^{-ik_y y} dy \\
&\tilde{J}_{xk} = \tilde{I}_{xx} \cdot \tilde{I}_{xy} \tag{II. 62a}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) &= \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \sin \left[ \frac{m_2 \pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right] \cos \left[ \frac{m_1 \pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right] e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \\
&= \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \left[ \frac{m_1 \pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right] e^{-ik_x x} dx \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \left[ \frac{m_2 \pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right] e^{-ik_y y} dy \\
&\tilde{J}_{ym} = \tilde{I}_{yx} \cdot \tilde{I}_{yy} \tag{II. 62b}
\end{aligned}$$

Après calculs on trouve :

$$\tilde{I}_{xx} = \frac{i \cdot a}{2} \left[ e^{-i \frac{k_1 \pi}{2}} \text{sinc} \left[ \left( \frac{k_1 \pi}{a} + k_x \right) \frac{a}{2} \right] - e^{i \frac{k_1 \pi}{2}} \text{sinc} \left[ \left( \frac{k_1 \pi}{a} - k_x \right) \frac{a}{2} \right] \right] \tag{II. 63a}$$

$$\tilde{I}_{yy} = \frac{b}{2} \left[ e^{-i \frac{k_2 \pi}{2}} \text{sinc} \left[ \left( \frac{k_2 \pi}{b} + k_y \right) \frac{b}{2} \right] + e^{i \frac{k_2 \pi}{2}} \text{sinc} \left[ \left( \frac{k_2 \pi}{b} - k_y \right) \frac{b}{2} \right] \right] \tag{II. 63b}$$

$$\tilde{I}_{yx} = \frac{a}{2} \left[ e^{-i \frac{m_1 \pi}{2}} \text{sinc} \left[ \left( \frac{m_1 \pi}{a} + k_x \right) \frac{a}{2} \right] + e^{i \frac{m_1 \pi}{2}} \text{sinc} \left[ \left( \frac{m_1 \pi}{a} - k_x \right) \frac{a}{2} \right] \right] \tag{II. 63c}$$

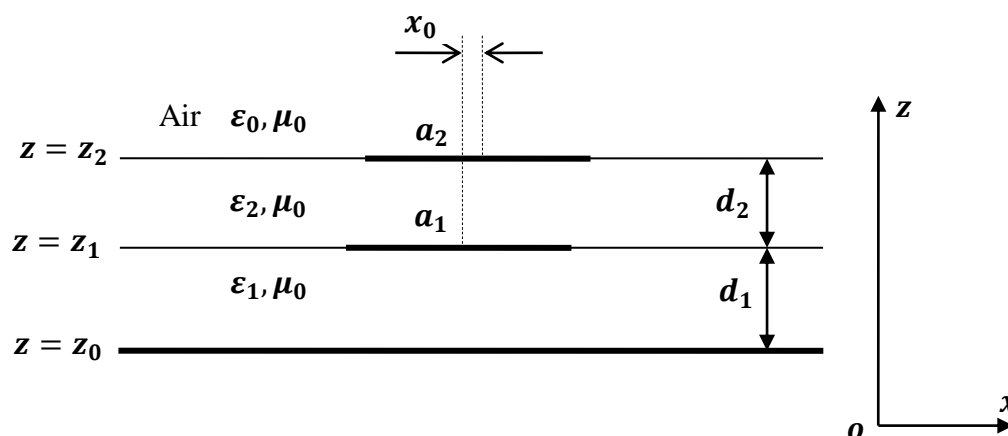
$$\tilde{I}_{yy} = \frac{i \cdot b}{2} \left[ e^{-i \frac{m_2 \pi}{2}} \text{sinc} \left[ \left( \frac{m_2 \pi}{b} + k_y \right) \frac{b}{2} \right] - e^{i \frac{m_2 \pi}{2}} \text{sinc} \left[ \left( \frac{m_2 \pi}{b} - k_y \right) \frac{b}{2} \right] \right] \tag{II. 63d}$$

## II.6 Méthode d'analyse

Le problème à résoudre est illustré dans la Figure II.2. Une antenne microbande constituée de deux plaques rectangulaires (le driven patch et la plaque parasitique) parfaitement conductrices empilées et excentrées, noyées dans un milieu bicouche contenant des matériaux isotropes. Les dimensions du driven patch et de la plaque parasitique sont respectivement  $a_1 \times b_1$ ,  $a_2 \times b_2$ . Le centre du driven patch et celui de la plaque parasitique ont la coordonnée initiale  $(x, y) = (0, 0)$ . La plaque parasitique excentrée de  $x_0$  dans la direction  $x$ . Les deux plaques métalliques et le plan de masse sont supposés être des conducteurs parfaits d'épaisseurs négligeables. La première couche diélectrique est d'épaisseur  $d_1$  et la deuxième couche diélectrique est d'épaisseur  $d_2$ , les deux couches sont caractérisées par la perméabilité du vide  $\mu_0$  (non magnétique) et les

permittivités  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$ , respectivement. Le driven patch et la plaque parasitique sont imprimés dans la stratification aux interfaces  $z = z_1$  et  $z = z_2$ , respectivement. Le milieu ambiant est l'air avec les paramètres constitutifs  $\mu_0$  et  $\varepsilon_0$ . Tous les champs et les courants sont en régime harmonique avec la dépendance temporelle  $e^{i\omega t}$  supprimée. L'analyse nécessite trois étapes pour obtenir les fréquences de résonance complexes de la structure étudiée dans la Figure II.2. Ces étapes sont :

- Calcul des Dyades de Green dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier ;
- Formulation des équations intégrales ;
- Résolution des équations intégrales par la méthode des moments procédure de Galerkin.



**Figure II.2**-Géométrie d'une antenne microbande possédant une configuration à empilement constituée de deux patches rectangulaires parfaitement conducteurs excentrés par  $x_0$  dans la direction  $x$ , noyées dans un milieu bicouche contenant des matériaux isotropes.

### II.6.1 Calcul des Dyades de Green dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier

Le champ électrique transverse doit nécessairement être nul sur un conducteur parfait, donc pour le plan de masse parfaitement conducteur nous avons :

$$\bar{e}_1(k_s, z_0^+) = \bar{0} \quad (\text{II.64})$$

Tenant compte de la continuité du champ électrique et discontinuité du champ magnétique sur un conducteur parfait on a :



$$\begin{bmatrix} \bar{e}_2(k_s, z_1^+) \\ \bar{h}_2(k_s, z_1^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_1 \begin{bmatrix} \bar{e}_1(k_s, z_0^+) \\ \bar{h}_1(k_s, z_0^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{J}(z_1) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 65})$$

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_3(k_s, z_2^+) \\ \bar{h}_3(k_s, z_2^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_2 \begin{bmatrix} \bar{e}_2(k_s, z_1^+) \\ \bar{h}_2(k_s, z_1^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{J}(z_2) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 66})$$

Dans la région de l'air illimitée, le champ électromagnétique donné par (II. 29) et (II.30) devrait s'atténuer lorsque  $z$  tend vers l'infini en accord avec la condition de rayonnement de Sommerfeld, ceci donne :

$$\bar{h}_3(k_s, z_2^+) = \bar{g}_0 \bar{e}_3(k_s, z_2^+) \quad (\text{II. 67})$$

On peut écrire les équations (II.64), (II.65), (II.66) et (II.67) de la manière suivante :

$$\bar{e}_1 = \bar{0} \quad (\text{II. 68})$$

$$\bar{e}_2 = \bar{T}_1^{12} \cdot \bar{h}_1 \quad (\text{II. 69})$$

$$\bar{e}_2 = \bar{T}_1^{12} \cdot \bar{h}_1 \quad (\text{II. 70})$$

$$\bar{h}_2 = \bar{T}_1^{22} \cdot \bar{h}_1 - \bar{J}^1 \quad (\text{II. 71})$$

$$\bar{e}_3 = \bar{T}_2^{11} \cdot \bar{e}_2 + \bar{T}_2^{12} \cdot \bar{h}_2 \quad (\text{II. 72})$$

$$\bar{h}_3 = \bar{T}_2^{21} \cdot \bar{e}_2 + \bar{T}_2^{22} \cdot \bar{h}_2 - \bar{J}^2 \quad (\text{II. 73})$$

$$\bar{h}_3 = \bar{g}_0 \bar{e}_3 \quad (\text{II. 74})$$

En combinant les équations (II.68) jusqu'à (II.74), nous obtenons une relation entre  $\bar{e}(k_s, z_1)$ ,  $\bar{e}(k_s, z_2)$ ,  $\bar{J}^1(k_s)$  et  $\bar{J}^2(k_s)$  donnée par :

$$\bar{e}(k_s, z_1) = \bar{Q}^{11}(k_s) \cdot \bar{J}^1(k_s) + \bar{Q}^{12}(k_s) \cdot \bar{J}^2(k_s) \quad (\text{II. 75a})$$

$$\bar{e}(k_s, z_2) = \bar{Q}^{21}(k_s) \cdot \bar{J}^1(k_s) + \bar{Q}^{22}(k_s) \cdot \bar{J}^2(k_s) \quad (\text{II. 75b})$$

Avec :

$$\bar{Q}^{11}(k_s) = \text{diag}[Q11^e, Q11^h] = \bar{T}_1^{12} \cdot [\bar{g}_0 \cdot \bar{T}_2^{12} - \bar{T}_2^{22}] [\bar{g}_0 \cdot \bar{T}_2^{12} - \bar{T}_2^{22}]^{-1} \quad (\text{II. 76a})$$

$$\bar{Q}^{12}(k_s) = \text{diag}[Q12^e, Q12^h] = \bar{T}_1^{12} \cdot [\bar{T}_2^{22} - \bar{g}_0 \cdot \bar{T}_2^{12}]^{-1} \quad (\text{II. 76b})$$

$$\bar{Q}^{21}(k_s) = \text{diag}[Q21^e, Q21^h] = \text{diag}[Q12^e, Q12^h] = \bar{Q}^{12}(k_s) \quad (\text{II. 76c})$$

$$\bar{Q}^{22}(k_s) = \text{diag}[Q22^e, Q22^h]$$

$$\bar{Q}^{22}(k_s) = [\bar{T}_1^{11}\bar{T}_2^{12} + \bar{T}_1^{12}\bar{T}_2^{22}], [\bar{T}_2^{22} - \bar{g}_0 \cdot \bar{T}_2^{12}]^{-1} \quad (\text{II. 76d})$$

Avec :

$$\bar{T}_1^{11} = \begin{bmatrix} \cos(k_{z_1} d_1) & 0 \\ 0 & \cos(k_{z_1} d_1) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 77a})$$

$$\bar{T}_1^{12} = \begin{bmatrix} -i \frac{k_{z_1}}{\omega \varepsilon_1} \sin(k_{z_1} d_1) & 0 \\ 0 & -i \frac{\omega \mu_0}{k_{z_1}} \sin(k_{z_1} d_1) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 77b})$$

$$\bar{T}_2^{12} = \begin{bmatrix} -i \frac{k_{z_2}}{\omega \varepsilon_2} \sin(k_{z_2} d_2) & 0 \\ 0 & -i \frac{\omega \mu_0}{k_{z_2}} \sin(k_{z_2} d_2) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 77c})$$

$$\bar{T}_2^{22} = \begin{bmatrix} \cos(k_{z_2} d_2) & 0 \\ 0 & \cos(k_{z_2} d_2) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 77d})$$

### II.6.2 Formulation des équations intégrales

Le champ électrique transverse dans le plan du driven patch et celui dans le plan de la plaque parasitique peuvent être obtenus à partir des équations (II. 75a) et (II. 75b), respectivement, via les transformées vectorielles inverses de Fourier :

$$\bar{E}(r_s, z_1) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \bar{F}(k_s, r_s) [\bar{Q}^{11}(k_s) \cdot \bar{J}^1(k_s) + \bar{Q}^{12}(k_s) \cdot \bar{J}^2(k_s)] dk_x dk_y \quad (\text{II. 78a})$$

$$\bar{E}(r_s, z_2) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \bar{F}(k_s, r_s) [\bar{Q}^{21}(k_s) \cdot \bar{J}^1(k_s) + \bar{Q}^{22}(k_s) \cdot \bar{J}^2(k_s)] dk_x dk_y \quad (\text{II. 78b})$$

$$\bar{F}(k_s, r_s) = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (\text{II. 79})$$

Les conditions aux limites impliquent que les champs électriques transverses donnés par les équations (II. 78a) et (II. 78b) s'annulent sur les deux plaques parfaitement conductrices, c'est-à-dire :

$$\iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \bar{F}(k_s, r_s) [\bar{Q}^{11}(k_s) \cdot \bar{J}^1(k_s) + \bar{Q}^{12}(k_s) \cdot \bar{J}^2(k_s)] dk_x dk_y = 0, \quad r_s \in \text{driven patch} \quad (\text{II. 80a})$$

$$\iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \bar{F}(k_s, r_s) [\bar{Q}^{21}(k_s) \cdot \bar{J}^1(k_s) + \bar{Q}^{22}(k_s) \cdot \bar{J}^2(k_s)] dk_x dk_y = 0, \quad r_s \in \text{plaque parasitique} \quad (\text{II. 80b})$$

### II.6.3 Résolution des équations intégrales par la méthode des moments procédure de Galerkin

Pour résoudre les équations (II. 80a) et (II. 80b) on utilise la méthode des moments procédure de Galerkin qui consiste à développer la distribution du courant sur le driven patch  $\bar{J}^1(r_s)$  et sur la plaque parasitique  $\bar{J}^2(r_s)$  en série de fonctions de base :

$$\bar{J}^1(r_s) = \sum_{n=1}^N a_n \begin{bmatrix} J_{xn}^1(r_s) \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^M b_m \begin{bmatrix} 0 \\ J_{ym}^1(r_s) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 81a})$$

$$\bar{J}^2(r_s) = \sum_{p=1}^P c_p \begin{bmatrix} J_{xp}^2(r_s) \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{q=1}^Q d_q \begin{bmatrix} 0 \\ J_{yq}^2(r_s) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 81b})$$

Où  $J_{xn}^1(r_s)$ ,  $J_{ym}^1(r_s)$ ,  $J_{xp}^2(r_s)$  et  $J_{yq}^2(r_s)$  sont les fonctions de base connues, et  $a_n$ ,  $b_m$ ,  $c_p$  et  $d_q$  sont les coefficients du développement modal à déterminer. En utilisant la technique connue sous le nom de la méthode des moments [7], avec des modes de poids choisis identiques aux modes de développement, les équations (II.80a) et (II.80b) sont réduites à un système d'équations linéaires qui peut être écrit de manière compacte sous la forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \begin{bmatrix} (\bar{U}^{11})_{N \times N} & (\bar{U}^{12})_{N \times M} \\ (\bar{U}^{21})_{M \times N} & (\bar{U}^{22})_{M \times M} \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} (\bar{V}^{11})_{N \times P} & (\bar{V}^{12})_{N \times Q} \\ (\bar{V}^{21})_{M \times P} & (\bar{V}^{22})_{M \times Q} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} (\bar{W}^{11})_{P \times N} & (\bar{W}^{12})_{P \times M} \\ (\bar{W}^{21})_{Q \times N} & (\bar{W}^{22})_{Q \times M} \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} (\bar{Z}^{11})_{P \times P} & (\bar{Z}^{12})_{P \times Q} \\ (\bar{Z}^{21})_{Q \times P} & (\bar{Z}^{22})_{Q \times Q} \end{bmatrix} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (\bar{a})_{N \times 1} \\ (\bar{b})_{M \times 1} \\ (\bar{c})_{P \times 1} \\ (\bar{d})_{Q \times 1} \end{bmatrix} = \bar{0} \quad (\text{II. 82})$$

Les éléments de la matrice  $(\bar{U})_{(N+M)(N+M)}$  sont donnés par :

$$(\bar{U}^{11})_{kn} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{1}{k_s^2} (k_x^2 Q_{11}^e + k_y^2 Q_{11}^h) \cdot \tilde{J}_{xk}^1(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{xn}^1(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 83a})$$

$$(\bar{U}^{12})_{km} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} (Q_{11}^e - Q_{11}^h) \cdot \tilde{J}_{xk}^1(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{ym}^1(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 83b})$$

$$(\bar{U}^{21})_{ln} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} (Q_{11}^e - Q_{11}^h) \cdot \tilde{J}_{yl}^1(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{xn}^1(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 83c})$$

$$(\bar{U}^{22})_{lm} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{1}{k_s^2} (k_y^2 Q_{11}^e + k_x^2 Q_{11}^h) \cdot \tilde{J}_{yl}^1(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{ym}^1(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 83d})$$

Les éléments de la matrice  $(\bar{V})_{(N+M)(P+Q)}$  sont donnés par :

$$(\bar{V}^{11})_{kp} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{1}{k_s^2} (k_x^2 Q_{12}^e + k_y^2 Q_{12}^h) \cdot \tilde{J}_{xk}^1(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{xp}^2(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 84a})$$

$$(\bar{V}^{12})_{kq} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} (Q_{12}^e - Q_{12}^h) \cdot \tilde{J}_{xk}^1(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{yq}^2(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 84b})$$

$$(\bar{V}^{21})_{lp} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} (Q_{12}^e - Q_{12}^h) \cdot \tilde{J}_{yl}^1(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{xp}^2(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 84c})$$

$$(\bar{V}^{22})_{lq} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{1}{k_s^2} (k_y^2 Q_{12}^e + k_x^2 Q_{12}^h) \cdot \tilde{J}_{yl}^1(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{yq}^2(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 84d})$$

Concernant les éléments de la matrice  $(\bar{W})_{(P+Q)(N+M)}$ , ils sont donnés par :

$$(\bar{W}^{11})_{k'n} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{1}{k_s^2} (k_x^2 Q_{21}^e + k_y^2 Q_{21}^h) \cdot \tilde{J}_{xk'}^2(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{xn}^1(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 85a})$$

$$(\bar{W}^{12})_{k'm} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} (Q21^e - Q21^h) \cdot \tilde{J}_{xk'}^2(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{ym}^1(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 85b})$$

$$(\bar{W}^{21})_{l'n} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} (Q21^e - Q21^h) \cdot \tilde{J}_{yl'}^2(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{xn}^1(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 85c})$$

$$(\bar{W}^{22})_{l'm} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{1}{k_s^2} (k_y^2 Q21^e + k_x^2 Q21^h) \cdot \tilde{J}_{yl'}^2(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{ym}^1(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 85d})$$

Finalement les éléments de la matrice  $(\bar{Z})_{(P+Q)(P+Q)}$ , ils sont donnés par :

$$(\bar{Z}^{11})_{k'p} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{1}{k_s^2} (k_x^2 Q22^e + k_y^2 Q22^h) \cdot \tilde{J}_{xk'}^2(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{xp}^2(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 86a})$$

$$(\bar{Z}^{12})_{k'q} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} (Q22^e - Q22^h) \cdot \tilde{J}_{xk'}^2(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{yq}^2(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 86b})$$

$$(\bar{Z}^{21})_{l'p} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} (Q22^e - Q22^h) \cdot \tilde{J}_{yl'}^2(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{xp}^2(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 86c})$$

$$(\bar{Z}^{22})_{l'q} = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \frac{1}{k_s^2} (k_y^2 Q22^e + k_x^2 Q22^h) \cdot \tilde{J}_{yl'}^2(-k_x, -k_y) \cdot \tilde{J}_{yq}^2(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{II. 86d})$$

Avec :  $k, n = \overline{1, N}$  et  $l, m = \overline{1, M}$  ;  $k', q = \overline{1, Q}$  et  $l', p = \overline{1, P}$

Donc on aboutit à un système d'équations homogène et pour éviter sa solution triviale, il faut que le déterminant de la matrice  $\bar{\Omega}$  soit nul,

$$\det(\bar{\Omega}(f)) = 0 \quad (\text{II. 87})$$

$$\text{Avec : } \bar{\Omega} = \begin{bmatrix} \bar{U} & \bar{V} \\ \bar{W} & \bar{Z} \end{bmatrix}$$

L'équation (II.87) est l'équation caractéristique des fréquences de résonance complexes de l'antenne microbande possédant la configuration à empilement comme montrée dans la figure II.2

Les parties réelles des fréquences de résonance complexes correspondent aux fréquences de résonance de l'antenne, où les parties imaginaires sont dues aux pertes par rayonnement de la structure. Une fois les fréquences de résonance sont obtenues, l'équation matricielle homogène (II. 82) peut être résolue afin de déterminer les coefficients des courants sur les deux plaques.

## II.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la théorie du problème des antennes microbandes, nous avons également étudié le cas de deux patches rectangulaire parfaitement conducteurs empilés et excentrés noyés dans un milieu bicouche non magnétique contenant des matériaux isotropes, ceci dans le but d'une utilisation en mode bifréquence avec une seule antenne.

Aussi, et pour réduire le problème tridimensionnel en un autre bidimensionnel, nous avons fait appel à la transformée vectorielle de Fourier pour montrer que les ondes  $TM$  et  $TE$  des courants et des champs sont découplés, ce qui minimise considérablement la complexité des calculs. Les pertes par rayonnements engendrent une fréquence de résonance complexe à partir de laquelle on peut directement déduire le facteur de qualité et la bande passante de l'antenne. La résolution numérique de l'équation intégrale sera réalisée dans le chapitre suivant grâce à la méthode des moments, procédure de Galerkin.

## II.8 Références bibliographiques

- [1] Olivier Darrigol, "Les équations de Maxwell de MacCullagh à Lorentz," Belin, Paris, 2-7011-3075-1, 2005.
- [2] T. Itoh et W.Menzel, "A full-wave analysis method for apen microstip structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, pp. 63-67, Jan. 1981.
- [3] T. Itoh, "Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures," John Wiley & Sons, New York, USA, 1989.
- [4] 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.

- 
- [5] M. I. Aksun et R. Mittra, "Choices of expansion and testing functions for the method of moments applied to a class of electromagnetic problems," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* vol.41, pp. 503-509, Mas. 1993.
- [6] J. S. Row et K. L. Wong, "Resonance in a superstrate-loaded rectangular microstripstructure," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol.41, pp. 1349-1354, Aug. 1993.
- [7] R. F. Harrington, "Field Computation by Moment Method," New York: Macmillan, 1968.

## *Chapitre III*

### *Résultats numériques avec discussions*



## Chapitre III

### Résultats numériques avec discussions

#### III.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons donné une étude théorique concernant la formulation mathématique du problème. Alors que dans ce chapitre, on s'intéresse à la résolution numérique de l'équation intégrale du champ électrique transverse en utilisant la méthode des moments, procédure de Galerkin dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier. Cette étude comporte une comparaison de nos résultats avec ceux des travaux disponibles dans la littérature, avec les effets des paramètres constitutifs de l'antenne tels que l'épaisseur de substrat, la permittivité diélectrique, et les dimensions de la plaque sur le fonctionnement en mode bifréquence. La structure étudiée est constituée de deux plaques microbandes rectangulaires parfaitement conductrices, disposées en une configuration à empilement noyées dans un milieu bicouche non magnétique contenant des matériaux isotropes. Une étude de l'effet de l'excentrage dans la direction  $x$  de la plaque parasitique (plaque supérieure) sera étudiée en détail.

#### III.2 Validation des résultats numériques

Les résultats numériques présentés dans ce chapitre sont ceux du premier mode fondamental  $TM_{01}$ . Le mode  $TM_{10}$  est considéré uniquement lors de l'étude d'une plaque parasitique excentrée. Dans la théorie du problème, nous avons considéré le problème généralisé d'une couche  $j$  et dans ce qui suit, nous nous contentons de présenter des résultats numériques pour la structure bicouche illustrée dans la Figure III.15. D'après une étude de la convergence effectuée dans [1]; il est montré 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 d'une plaque rectangulaire. Pour cette raison, le courant sur le driven patch et celui sur la plaque parasitique sont exprimés en termes de ces modes appropriés. A travers une étude de convergence dans [1], il est trouvé qu'un seul mode par plaque est suffisant pour obtenir des résultats convergents. Les résonances parasites sont plus remarquables dans les

structures d'antennes ayant des configurations à empilement relativement aux structures d'antennes possédant une plaque unique.

Afin de valider nos résultats numériques, et à travers le programme que nous avons élaboré en langage Fortran, on a choisi de prendre les paramètres utilisés dans l'expérience de Barlatey *et al.* [2], à savoir:  $a_1 \times b_1 = 1.8 \text{ cm} \times 2.8 \text{ cm}$ ,  $a_2 \times b_2 = 1.8 \text{ cm} \times 3.12 \text{ cm}$ .  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.33(1 - i0.0012)$  et  $d_1 = d_2 = 0.51 \text{ mm}$ . Le Tableau III.1 montre la comparaison de nos fréquences de résonance calculées avec les données théoriques et mesurées de Barlatey *et al.* [2].

Fréquences de résonance (GHz)					
Résultats de Barlatey <i>et al.</i> [2]				Nos résultats	
Fréquences Mesurées		Fréquences Calculées			
Fréquence inférieure	Fréquence supérieure	Fréquence inférieure	Fréquence supérieure	Fréquence inférieure	Fréquence supérieure
3.10	3.50	3.11	3.66	3.106	3.627

**Tableau III.1-** Comparaison de nos fréquences de résonance calculées avec les résultats mesurés et calculés pour la structure étudiée;  $a_1 \times b_1 = 1.8 \text{ cm} \times 2.8 \text{ cm}$ ,  $a_2 \times b_2 = 1.8 \text{ cm} \times 3.12 \text{ cm}$ ,  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.33(1 - i0.0012)$ ,  $d_1 = d_2 = 0.51 \text{ mm}$ .

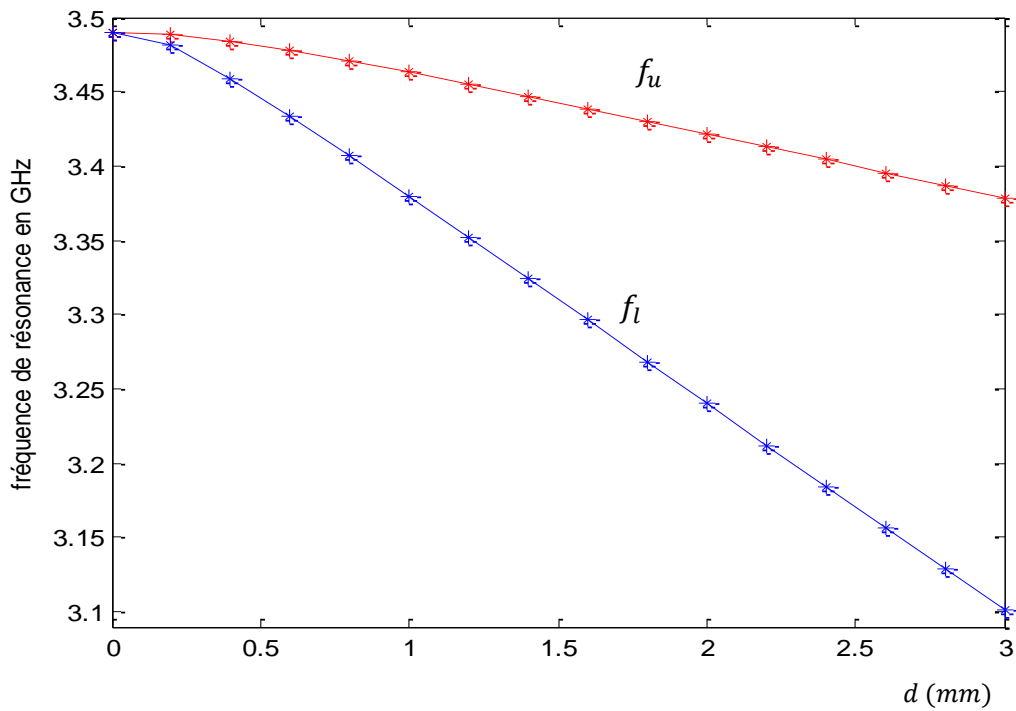
En raison de la présence de la plaque parasitique (plaque supérieure) dans la configuration à empilement, deux fréquences de résonances, associées avec les deux résonateurs constitutifs de la structure à empilement, sont obtenues. La première résonance, obtenue pour une fréquence de résonance inférieure notée  $f_l$ , est associée au résonateur formé par le driven patch (la plaque inférieure), et le plan de masse et la deuxième résonance, obtenue pour une fréquence de résonance supérieure notée  $f_u$ , est associée au résonateur formé par les deux plaques. Cette constatation reste valable uniquement lorsque la longueur du patch supérieur

est inférieur à celle du patch inférieur et dans ce cas, la plaque inférieure joue le rôle du plan de masse pour le résonateur supérieur.

Notons que nos fréquences de résonance calculées sont différentes de celles mesurées (calculées) par Barlatey *et al.* [2] par au plus 3.63% (0.91%). Ces petites erreurs sont probablement dues à la colle utilisée entre les deux couches [2]. Dans le cas où le couplage mutuel entre patches est négligé (cas non considéré dans le Tableau III.1), nous avons trouvé 3.447 GHz comme fréquence de résonance pour la plaque inférieure et 3.112 GHz pour la plaque supérieure. Les résultats théoriques de Barlatey *et al.* [2] indiquent 3.44 GHz pour la plaque inférieure et 3.12 GHz pour la plaque supérieure, ce qui est en excellent accord avec nos résultats.

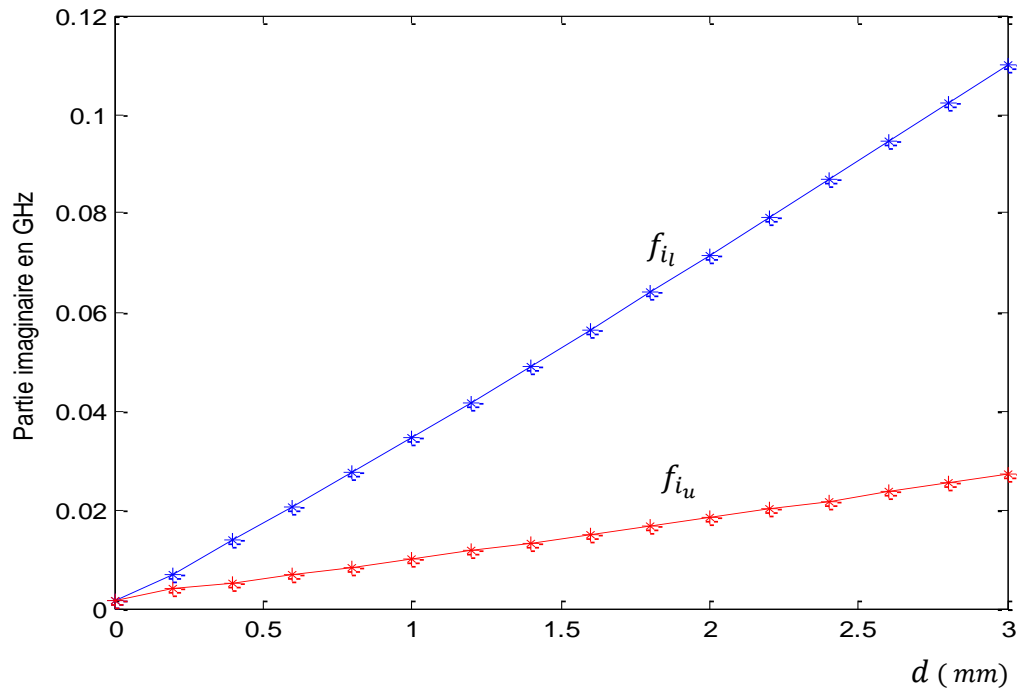
### III.3 Fonctionnement de l'antenne en mode bifréquence

Pour la structure étudiée, les paramètres suivants sont utilisés :  $d_1 = d_2 = d$ ,  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 1.8cm \times 2.8cm$  et  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.33(1 - i0.0012)$ . Ces paramètres étant définis, l'antenne est caractérisée en variant l'épaisseur  $d$ . Les fréquences de résonance  $f_l$  et  $f_u$  en fonction de l'épaisseur  $d$  sont montrées dans la Figure III.1. Lorsque  $d$  est très mince, les fréquences de résonance  $f_l$  et  $f_u$  sont égales, puisque les deux patches ont des dimensions identiques. Lorsque l'épaisseur  $d$  croît, la séparation de fréquence entre les deux résonances s'agrandit. Comme exemple, pour une épaisseur  $d = 3mm$ , les fréquences de résonance complexes inférieure et supérieure sont, respectivement,  $3.101 + i 0.110 GHz$  et  $3.378 + i 0.027 GHz$ , résultant en une séparation de 8.93% entre  $f_l$  et  $f_u$ .



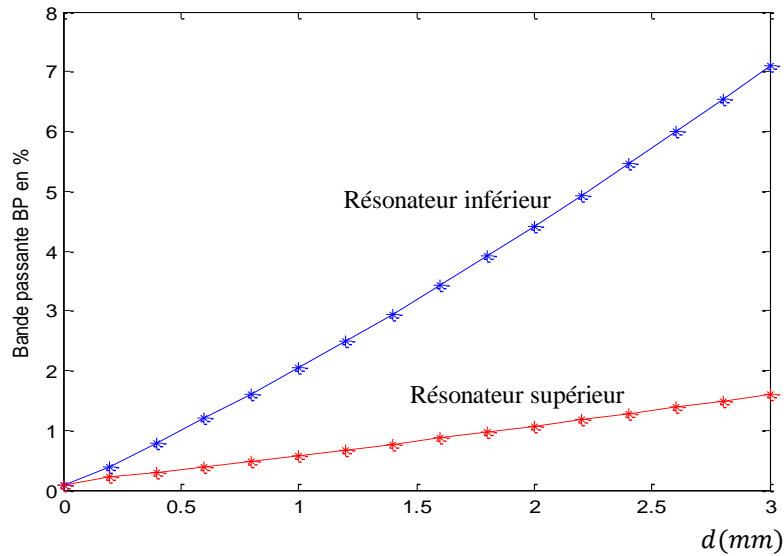
**Figure III.1-**Fréquences de résonance inférieure  $f_l$  et supérieure  $f_u$  en fonction de  $d$ ;  
 $d_1 = d_2 = d$ ,  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 1.8\text{cm} \times 2.8\text{cm}$ ,  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.33(1 - i0.0012)$ .

Cette large séparation est due aux champs de bord qui sont différents pour les deux cavités, par conséquent leurs dimensions effectives sont différentes quoique que leurs dimensions physiques soient identiques. L'augmentation de l'épaisseur du substrat, provoque une augmentation des parties imaginaire des fréquences de résonance, comme montré dans la figure III.2. Donc l'augmentation de l'épaisseur  $d$  favorise les pertes par rayonnement, à cause de l'excitation des ondes de surfaces.

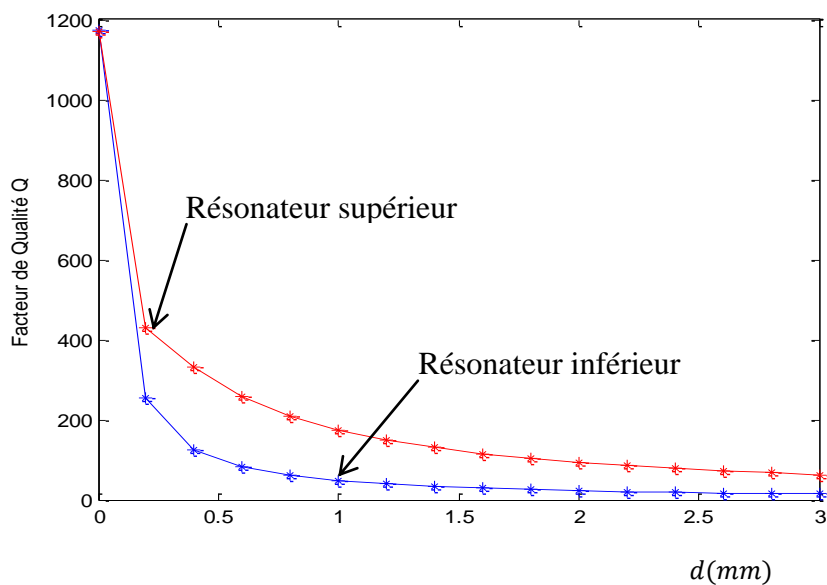


**Figure III.2-** Les parties imaginaires des fréquences de résonance inférieure  $f_{i_l}$  et supérieure  $f_{i_u}$  en fonction de  $d$  ;  $d_1 = d_2 = d$  ;  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 1.8\text{cm} \times 2.8\text{cm}$ ,  
 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.33(1 - i0.0012)$ .

La bande passante BP et le facteur de qualité Q sont représentés dans les figures III.3 et III.4 respectivement. Il est clair à partir de la figure III.3 que la bande passante du résonateur inférieur est plus grande par rapport à celle du résonateur supérieur. Pour augmenter les bandes passantes des deux résonateurs on augmente simplement l'épaisseur  $d$ . Cependant cette méthode reste limitée, notamment l'antenne devient grande, et elle perd l'aspect de faible volume.



**Figure III.3-** Variation de la bande passante BP du résonateur inférieur et supérieur en fonction de  $d$ ;  $d_1 = d_2 = d$ ,  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 1.8\text{cm} \times 2.8\text{cm}$ ,  
 $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.33(1 - i0.0012)$ .



**Figure III.4-** Variation du facteur de qualité  $Q$  du résonateur inférieur et supérieur en fonction de  $d$ ;  $d_1 = d_2 = d$ ,  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 1.8\text{cm} \times 2.8\text{cm}$   
 et  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.33(1 - i0.0012)$ .

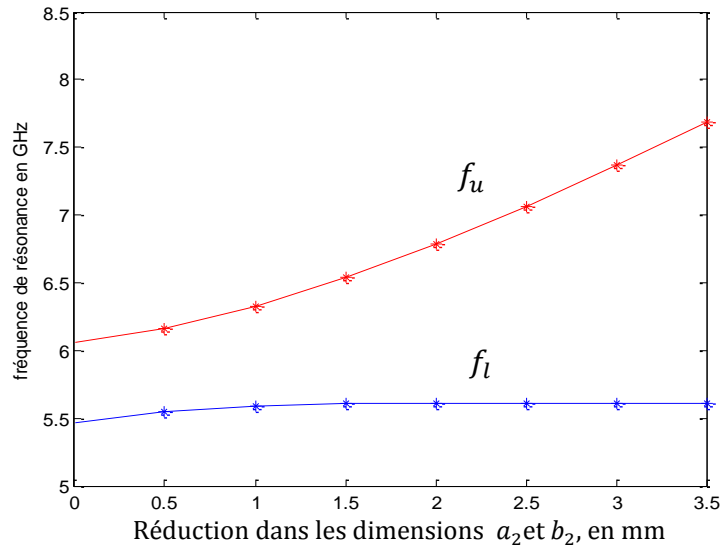
Donc, le fonctionnement en mode bifréquence consiste à utiliser deux résonateurs identiques, mais avec un milieu diélectrique épais [2].

### III.4 Effets des paramètres constitutifs sur les fréquences de résonance

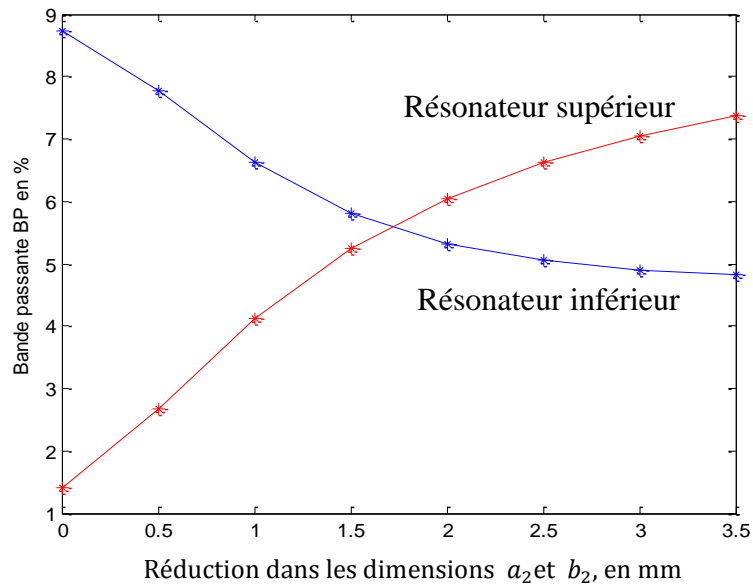
#### III.4.1. Effet de la plaque parasitique

Dans la Figure III.5, les effets de la réduction des dimensions de la plaque parasitique relativement au driven patch sur les fréquences de résonance supérieure et inférieure sont représentés clairement. Le driven patch est fixé à  $a_1 \times b_1 = 15\text{mm} \times 15\text{mm}$ , alors que la plaque parasitique, initialement de taille  $a_2 \times b_2 = 15\text{mm} \times 15\text{mm}$ , est réduite à chaque fois de  $0.5\text{mm} \times 0.5\text{mm}$ . Un total de huit tailles de la plaque parasitique est considéré, la plus petite étant :  $a_2 \times b_2 = 11.5\text{mm} \times 11.5\text{mm}$ .

Les résultats numériques représentés par la Figure III.5 indiquent une augmentation importante de la fréquence de résonance supérieure à cause de la réduction de la taille de la plaque parasitique. Ce comportement est très attendu, puisque il est connu que la fréquence de résonance d'une antenne microbande est inversement proportionnelle aux dimensions de la plaque. Les résultats numériques indiquent aussi que la réduction de la taille de la plaque parasitique n'influe pas de façon significative sur la fréquence de résonance inférieure. Cette dernière est proche de la valeur  $f_s = 5.605\text{ GHz}$ , qui est la fréquence de résonance du driven patch dans la configuration substrat-superstrat lorsque la plaque parasitique est absente dans la structure à empilement. On conclue donc que pour une structure d'antenne ayant une plaque parasitique de taille inférieure ou égale à celle du driven patch, la fréquence inférieure  $f_l$  est faiblement dépendante des dimensions de la plaque parasitique.



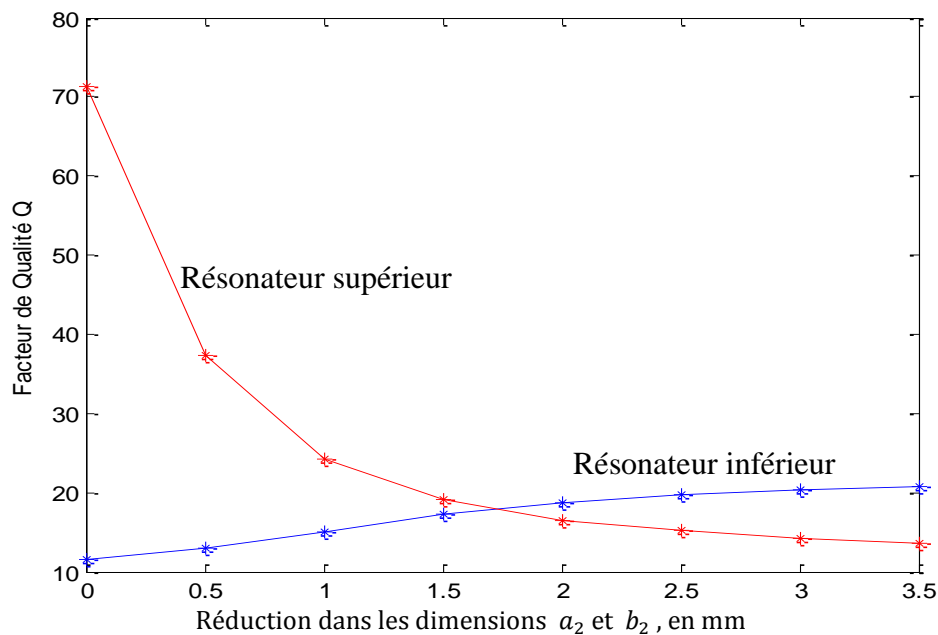
**Figure III.5-**Fréquences de résonance inférieure  $f_l$  et supérieure  $f_u$  en fonction de la réduction dans les dimensions  $a_2$  et  $b_2$  de la plaque parasitique;  $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ ,  $a_1 \times b_1 = 15\text{mm} \times 15\text{mm}$  et  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003)$ .



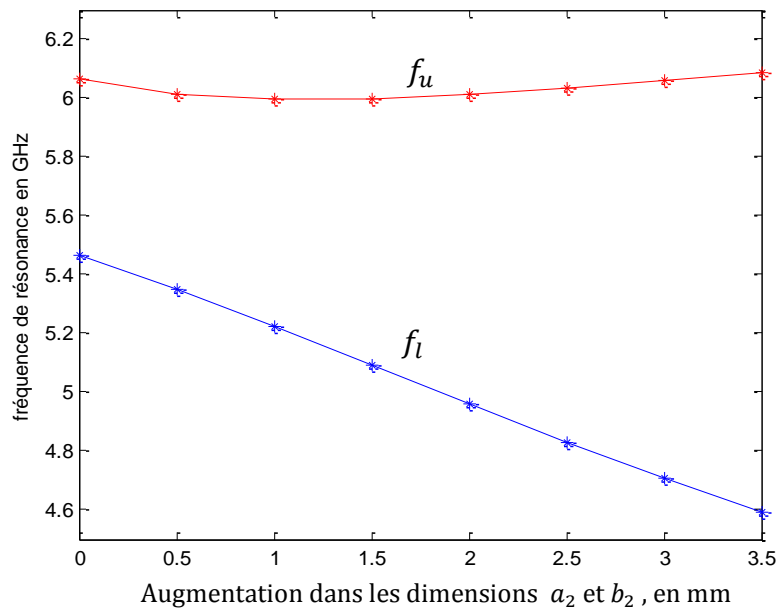
**Figure III.6-**La variation de la bande passante BP du résonateur inférieur et supérieur en fonction de la réduction dans les dimensions  $a_2$  et  $b_2$  de la plaque parasitique ;  $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ ,  $a_1 \times b_1 = 15\text{mm} \times 15\text{mm}$  et  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003)$ .



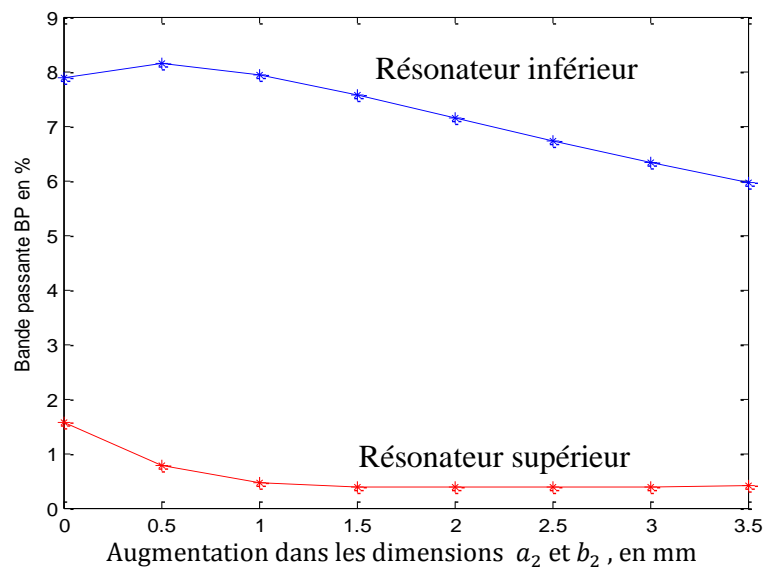
Dans la Figure III.8, les effets de l'augmentation dans les dimensions de la plaque parasitique relativement au driven patch sur les fréquences de résonance supérieure et inférieure sont aussi représentés clairement. Le driven patch est fixé à  $a_1 \times b_1 = 15\text{mm} \times 15\text{mm}$ , alors que la plaque parasitique, initialement de taille  $a_2 \times b_2 = 15\text{mm} \times 15\text{mm}$  est augmentée à chaque fois de  $0.5\text{mm} \times 0.5\text{mm}$ . Un total de huit tailles de la plaque parasitique est considéré, la plus grande étant  $a_2 \times b_2 = 18.5\text{mm} \times 18.5\text{mm}$ . Contrairement au cas de la Figure III.5, la fréquence de résonance inférieure dépend fortement de la plaque parasitique. Cette dépendance est due aux champs de bord de la plaque parasitique qui influe de façon considérable sur le champ électromagnétique dans le résonateur inférieur.



**Figure III.7**-Variation du facteur de qualité  $Q$  du résonateur inférieur et supérieur en fonction de la réduction dans les dimensions  $a_2$  et  $b_2$  de la plaque parasitique ;  $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ ,  $a_1 \times b_1 = 15\text{mm} \times 15\text{mm}$  et  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003)$ .

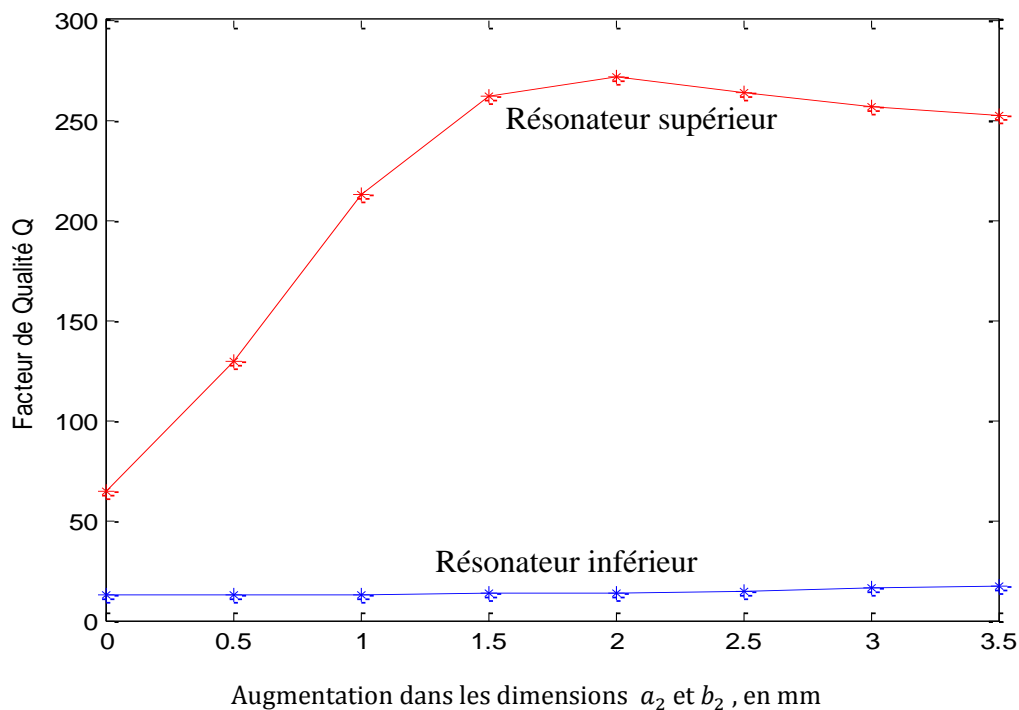


**Figure III.8-**Fréquences de résonance inférieure  $f_l$  et supérieure  $f_u$  en fonction de l'augmentation dans les dimensions  $a_2$  et  $b_2$  de la plaque parasitique;  $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ ,  $a_1 \times b_1 = 15\text{mm} \times 15\text{mm}$  et  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003)$ .



**Figure III.9-**Variation de la bande passante BP du résonateur inférieur et supérieur en fonction de l'augmentation dans les dimensions  $a_2$  et  $b_2$  de la plaque parasitique ;  $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ ,  $a_1 \times b_1 = 15\text{mm} \times 15\text{mm}$  et  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003)$ .

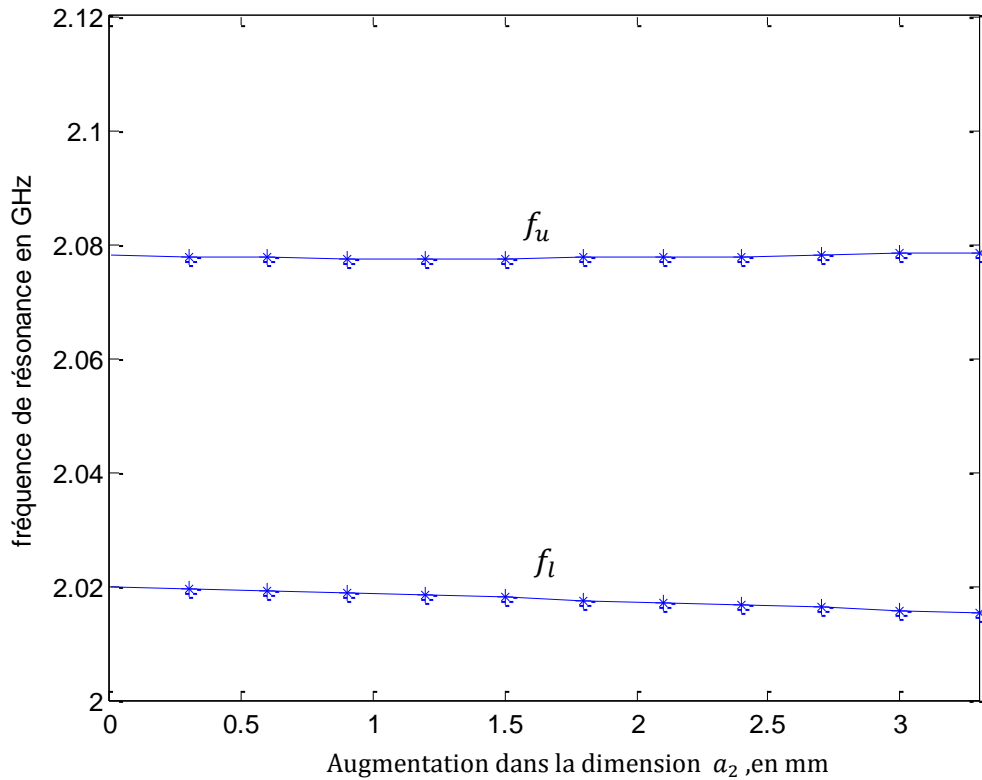
Les résultats numériques montrent que l'augmentation dans les dimensions de la plaque parasitique relativement au driven patch cause une augmentation assez remarquable dans la fréquence de résonance supérieure. Notons que ce comportement illustré dans la Figure III.8 n'est pas permanent, puisque à partir d'une certaine taille de la plaque parasitique, l'augmentation de cette dernière provoque la diminution de la fréquence supérieure. Les effets de la réduction et de l'augmentation de la taille de la plaque parasitique sur les fréquences de résonance inférieure et supérieure, sont en accord avec ceux découverts théoriquement et expérimentalement pour le cas d'une antenne constituée d'un empilement de deux plaques circulaires dans un substrat bicouche [3],[4].



**Figure III.10-** Variation du facteur de qualité  $Q$  du résonateur inférieur et supérieur en fonction de l'augmentation dans les dimensions  $a_2$  et  $b_2$  de la plaque parasitique ;  
 $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ ,  $a_1 \times b_1 = 15\text{mm} \times 15\text{mm}$ ,  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003)$ .

Enfin, nous pouvons conclure de la Figure III.8 que l'utilisation d'une plaque parasitique de taille plus grande que celle du driven patch offre la possibilité d'obtenir une séparation

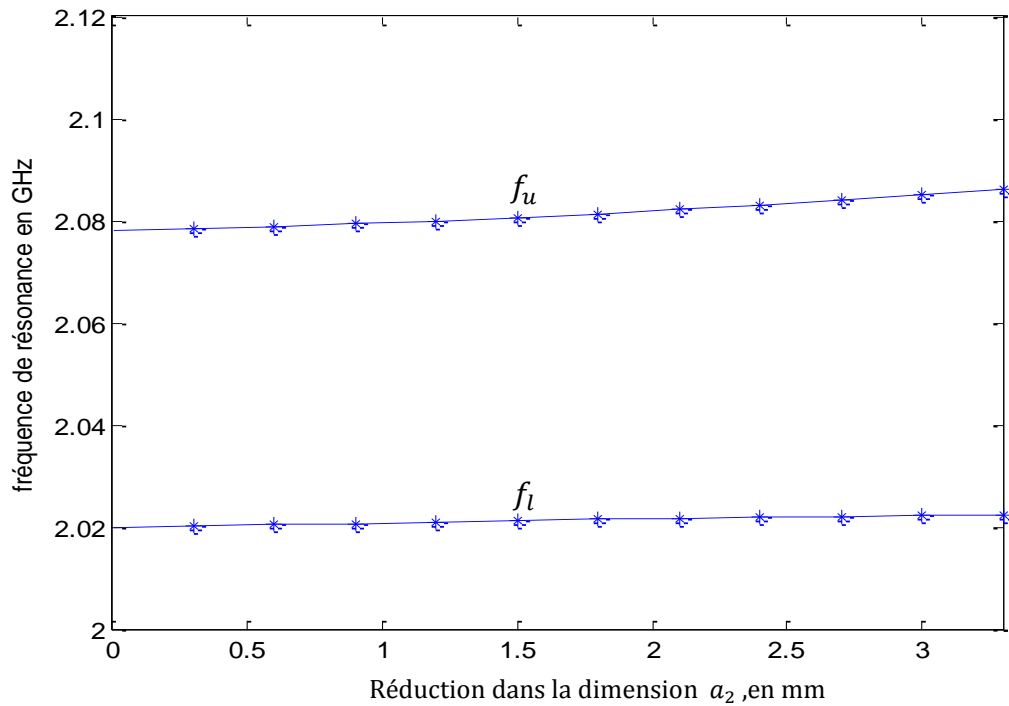
importante entre la fréquence inférieure et la fréquence supérieure. Malheureusement, une fois l'antenne est réalisée, la séparation ne peut pas être modifiée, la conception assistée par ordinateur (CAO) dispose des techniques numériques souples, fiables, précis, très rapides et suffisamment maniables pour garantir la conception du système désiré avec les caractéristiques voulues avant la réalisation en pratique.



**Figure III.11**-Fréquences de résonance inférieure  $f_l$  et supérieure  $f_u$  en fonction de l'augmentation dans la dimension  $a_2$  de la plaque parasitique;  $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ ,

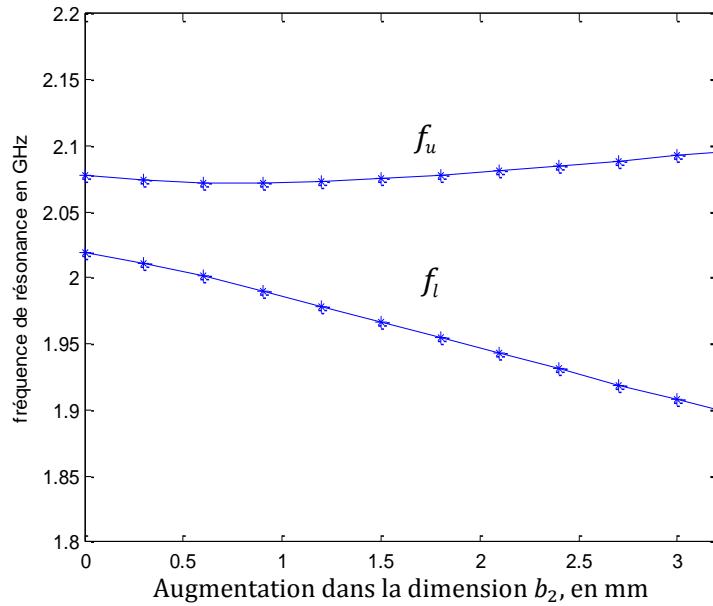
$$a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 37\text{mm} \times 45\text{mm} \text{ et } \varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003).$$

La réduction et l'augmentation de la dimension  $a_2$  de la plaque parasitique n'influent pas de façon significative sur les fréquences de résonance inférieure et supérieure. Les figures III.11 et III.12 montrent clairement cette constatation (ceci est similaire au cas de l'excentrage dans la direction  $y$  qui n'est pas considéré dans ce mémoire). Aussi, et puisque l'augmentation (réduction) de  $a_2$  est similaire à la réduction (augmentation) de  $a_1$ ; le résultat est pareil.

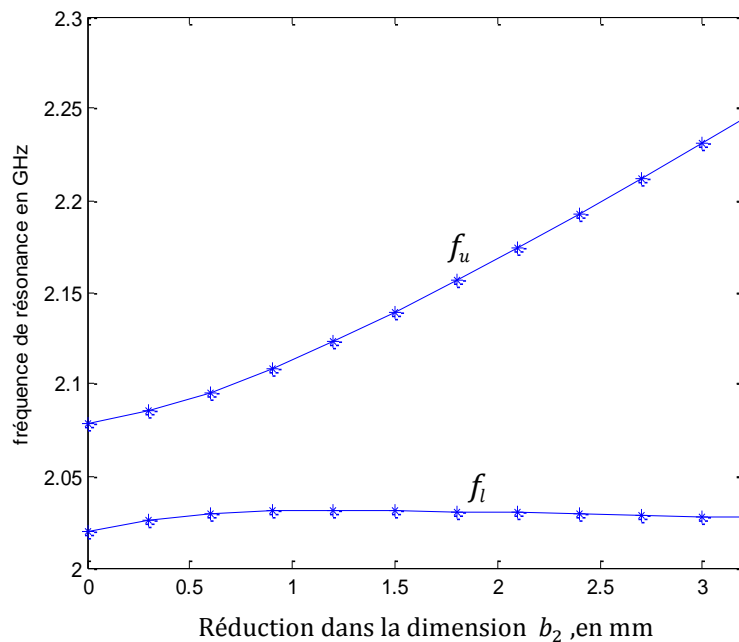


**Figure III.12-**Fréquences de résonance inférieure  $f_l$  et supérieure  $f_u$  en fonction de la réduction dans la dimension  $a_2$  de la plaque parasitique;  $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ ,  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 37\text{mm} \times 45\text{mm}$  et  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003)$ .

Contrairement au cas de l'augmentation et la réduction de la largeur de la plaque supérieur ( $a_2$ ), l'augmentation et la réduction de la longueur de la plaque supérieur ( $b_2$ ), comme représentées dans les figures III.13 et III.14, donnent un degré de liberté additionnel pour la séparation entre la fréquence inférieure et la fréquence supérieure (cas est similaire à l'excentrage dans la direction  $x$  lorsque  $b_2 > b_1$ ).



**Figure III.13-**Fréquences de résonance inférieure  $f_l$  et supérieure  $f_u$  en fonction de l'augmentation dans la dimension  $b_2$  de la plaque parasitique ;  $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ ,  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 37\text{mm} \times 45\text{mm}$  et  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003)$ .



**Figure III.14-**Fréquences de résonance inférieure  $f_l$  et supérieure  $f_u$  en fonction de la réduction dans la dimension  $b_2$  de la plaque parasitique ;  $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ ,  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 37\text{mm} \times 45\text{mm}$  et  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003)$ .

Les dimensions du patch inférieur sont fixées à  $37\text{mm} \times 45\text{mm}$ . Alors que la longueur  $b_2$  du patch supérieur, initialement de taille  $37\text{mm} \times 45\text{mm}$ , est incrémentée dans le tableau III.2 ; (réduite dans le tableau III.3) avec un pas de  $1.2\text{mm}$ . En outre les fréquences de résonance inférieure et supérieure des patches parfaitement conducteurs, lorsqu'ils sont empilés, sont représentées dans les tableaux III.2 et III.3. De même; les fréquences de résonance des patches, lorsqu'ils ne sont pas présents l'un avec l'autre, sont représentées aussi.

Taille du patch Supérieur $a_2(\text{mm}) \times b_2(\text{mm})$	Fréquence de résonance en GHz			
	Patch supérieur absent	Patch inférieur absent	Patches empilés	
			Résonance inférieure	Résonance supérieure
$37 \times 46.2$	2.030	1.979	1.979	2.073
$37 \times 47.4$	2.030	1.932	1.931	2.085
$37 \times 48.6$	2.030	1.888	1.885	2.101
$37 \times 49.8$	2.030	1.846	1.842	2.121

**Tableau III.2-** Variations des fréquences de résonance du patch supérieur absent, du patch inférieur absent, et des patches empilés, lorsque la longueur du patch supérieur  $>$  la longueur du patch inférieur ( $b_2 > b_1$ );  $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ ,  $a_1 \times b_1 = 37\text{mm} \times 45\text{mm}$  et  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003)$ .

Lorsque  $b_2 > b_1$ , on peut observer à partir du tableau III.2 que le couplage mutuel entre patches affecte principalement la résonance du patch inférieur. Cette dernière est fortement dépendante de la taille du patch supérieur, elle est perturbée significativement par les champs de bord du patch supérieur. Les résultats indiqués dans le tableau III.2 peuvent être expliqués par le fait que lorsque  $b_2 > b_1$ , la fréquence de résonance supérieure est reliée au patch inférieur, alors que la fréquence de résonance inférieure est associée au résonateur formé par le patch supérieur et le plan de masse.

Taille du patch Supérieur $a_2(mm) \times b_2(mm)$	Fréquence de résonance en GHz			
	Patch supérieur	Patch inférieur	Patches empilés	
	absent	absent	Résonance inférieure	Résonance supérieure
$37 \times 43.8$	2.030	2.079	2.031	2.123
$37 \times 42.6$	2.030	2.132	2.029	2.192
$37 \times 41.4$	2.030	2.189	2.027	2.272
$37 \times 40.2$	2.030	2.249	2.025	2.360

**Tableau III.3-** Variations des fréquences de résonance du patch supérieur absent, du patch inférieur absent, et des patches empilés, lorsque la longueur du patch supérieur  $<$  la longueur du patch inférieur ( $b_2 < b_1$ );  $d_1 = d_2 = 1.59mm$ ,  $a_1 \times b_1 = 37mm \times 45mm$  et  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003)$ .

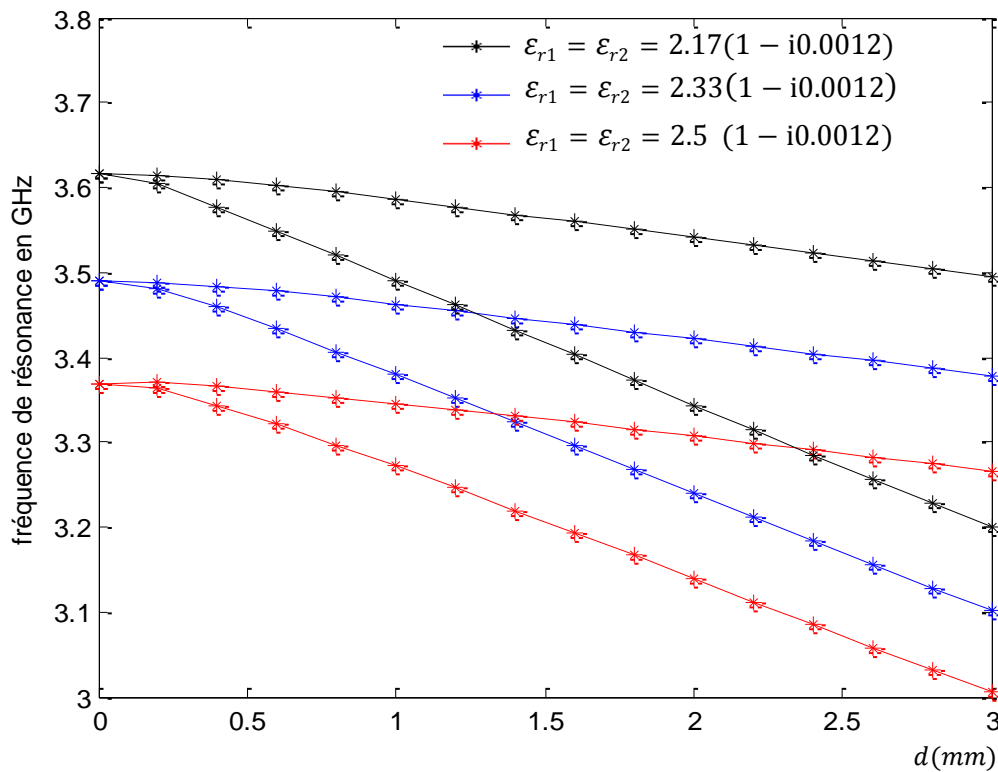
Lorsque  $b_2 < b_1$ , on peut observer à partir du tableau III.3, que le couplage mutuel entre patches affecte principalement la résonance du patch supérieur. Par contre, la réduction de  $b_2$  n'influe pas significativement sur la résonance inférieure et la valeur de cette dernière est proche d'un patch unique avec  $a_1 \times b_1 = 37mm \times 45mm$ , dans une configuration substrat-superstrat. Les résultats numériques indiqués dans le tableau III.3 montrent aussi que la résonance supérieure est fortement dépendante de la taille du patch supérieur.

Notons que les résultats obtenus pour le cas où  $b_2 < b_1$  peuvent être expliqués par le fait que la résonance inférieure est associée au résonateur formé par le patch inférieur et le plan de masse; tant dis ce que la résonance supérieure est associée au résonateur formé par les deux patches. Si nous gardons cette dernière explication pour le cas où  $b_2 > b_1$ , le résonateur formé par le patch inférieur et le plan de masse est donc similaire à celui formé par les deux patches, puisque chacun de ces deux résonateurs a une hauteur  $d$ , une permittivité  $\epsilon_0 \epsilon_r$  et une longueur de résonance  $b_1$  et il est alors impossible que ces deux résonateurs donnent deux fréquences distinctes. Par conséquent, ils ne peuvent pas être responsables du comportement bifréquence de l'antenne lorsque  $b_2 > b_1$  [5], [6].



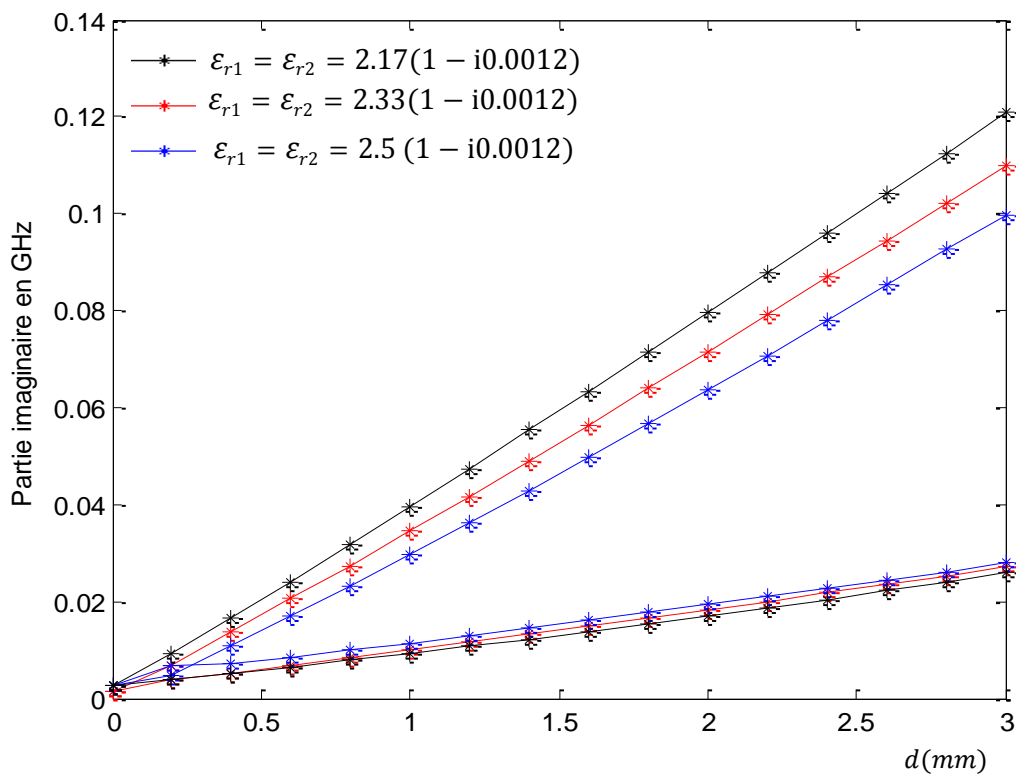
### III.4.2 Effet de la permittivité diélectrique

On peut changer les caractéristiques de l'antenne, en variant la permittivité diélectrique du substrat, par le changement du substrat diélectrique. Comme il est montré dans la figure III.18 ci-dessous, il est évident que l'augmentation de la permittivité provoque une diminution des fréquences de résonance, on peut conclure que les fréquences de résonance et la permittivité diélectrique sont inversement proportionnels. Après exécution du programme élaboré, les résultats trouvés pour les trois valeurs des permittivités, lorsqu'on augmente (réduit) la permittivité, présentent un décalage des fréquences de résonance vers le bas (haut).



**Figure III.18-**Fréquences de résonance inférieure et supérieure en fonction de  $d$ , avec trois valeurs de permittivité :  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.0012)$  en noir,  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.33(1 - i0.0012)$  en bleu,  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.17(1 - i0.0012)$  en rouge,  $d_1 = d_2 = d$ ,  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 1.8\text{cm} \times 2.8\text{cm}$ .

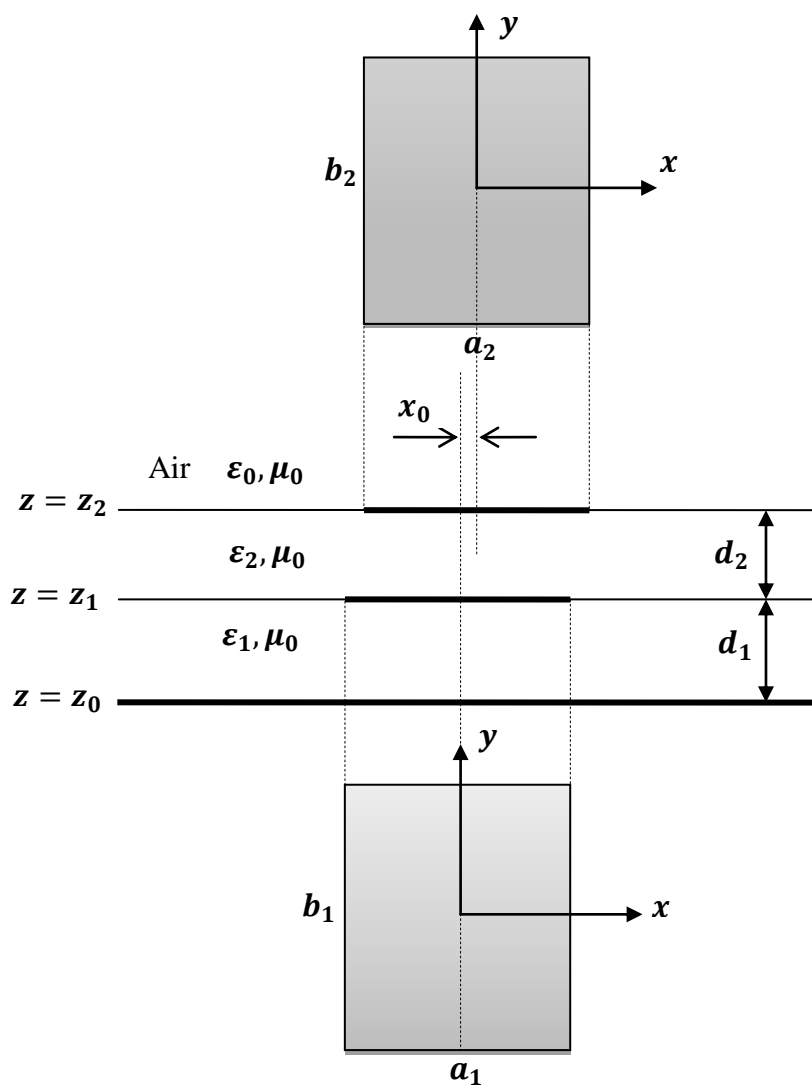
Comme la permittivité diélectrique du substrat change, les parties imaginaires des fréquences de résonance changent avec. Ce changement est bien représenté dans la figure III.19. En effet, l'augmentation de la permittivité provoque une légère augmentation dans les parties imaginaires des fréquences de résonance supérieure, avec une diminution dans les parties imaginaires des fréquences de résonance inférieure. Les fréquences inférieure et supérieure se rapprochent au fur et à mesure de l'augmentation de la permittivité.



**Figure III.19-**Parties imaginaires des fréquences de résonance inférieure et supérieure en fonction de  $d$ , avec trois valeurs de permittivité:  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5 (1 - i0.0012)$  en bleu,  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.33(1 - i0.0012)$  en rouge,  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.17(1 - i0.0012)$  en noir.  
 $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 1.8\text{cm} \times 2.8\text{cm}$ .

### III.5 Etude de l'excentrage de la plaque parasitique

Nous avons considéré précédemment que le centre de la plaque parasitique et celui du driven patch ont les coordonnées  $(x, y) = (0, 0)$ . La plaque parasitique peut être décalée par rapport au driven d'une distance  $x_0$  dans la direction  $x$  ou d'une distance  $y_0$  dans la direction  $y$  ou même dans les deux directions simultanément. Ce décalage est connu chez l'ensemble de la communauté des microondistes sous le nom d'excentrage, en anglais *offset*. Dans notre étude, le décalage de la plaque parasitique est considéré uniquement selon l'axe  $x$  comme montré dans la figure III.15.



**Figure III.15-**Illustration de l'excentrage de la plaque parasitique (plaque supérieure) par rapport au driven patch (plaque inférieure).

Pour tenir compte de l'effet de l'excentrage, nous avons fait appel à la propriété de décalage spatial des transformées usuelles de Fourier. Le premier mode fondamental  $TM_{01}$  est considéré. Un seul mode par plaque est insuffisant pour tenir compte de l'excentrage. D'après l'étude de l'importance relative de quelques fonctions, pour deux valeurs de l'excentrage, dans la direction  $x$  [1], il est nécessaire de faire un choix adéquat, du nombre et des types de fonctions de base à utiliser dans le développement du courant du driven patch et celui de la plaque parasitique. Nous constatons que les fonctions de base des types (1,0) et (2,0) le long de l'axe  $x$  sont prépondérantes. Par conséquent, ces deux dernières fonctions sont considérées dans l'approximation des courants.

Notons que la présence du couple (2,0) dans le développement des courants inconnus sur les deux plaques indique que les critères imposés sur le choix des modes de cavité à murs latéraux magnétiques, déterminés en deuxième chapitre, ne sont pas valables dans le cas d'une plaque parasitique excentrée. Afin de valider le programme élaboré pour le cas de l'excentrage, des résultats numériques ont été obtenus pour les paramètres utilisés dans l'expérience de Damiano *et al.* [7], à savoir  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 3.7 \text{ cm} \times 4.5 \text{ cm}$ ,  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5(1 - i 0.003)$  et  $d_1 = d_2 = 1.59 \text{ mm}$ . Le Tableau III.4 montre la comparaison de nos fréquences de résonance calculées avec les données théoriques et mesurées de Damiano *et al.* [7] pour deux valeurs de l'excentrage.

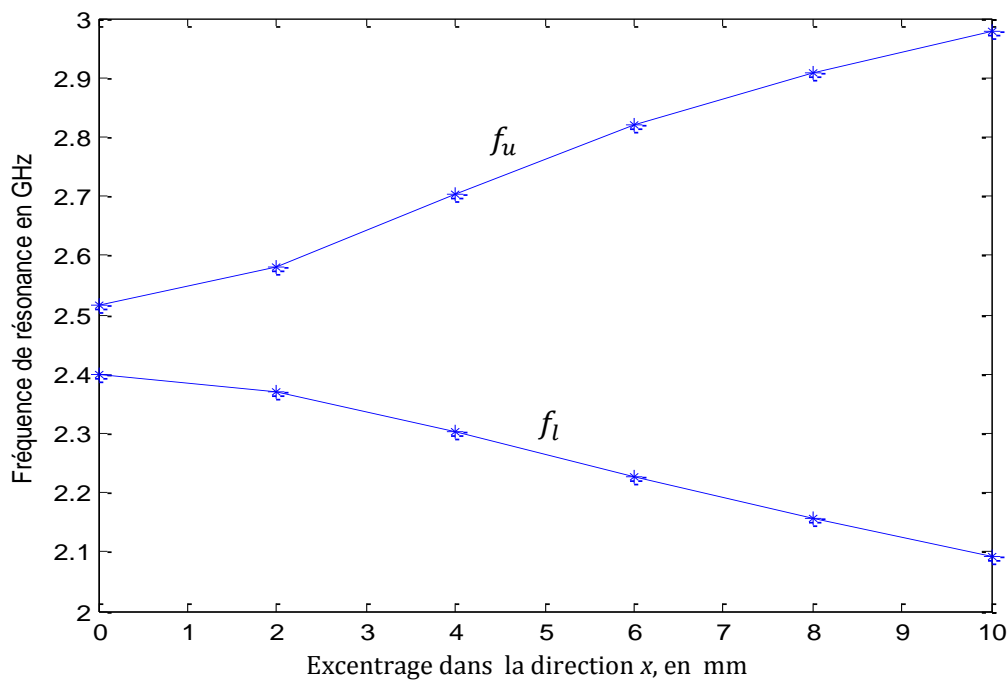
Excentrage dans la direction $x$ (mm)	Fréquences de résonance (GHz)					
	Résultats de Damiano <i>et al.</i> [7]				Nos résultats	
	Fréquences Mesurées		Fréquences Calculées			
	Fréquence inférieure	Fréquence supérieure	Fréquence inférieure	Fréquence supérieure	Fréquence inférieure	Fréquence supérieure
0	—	—	—	2.515	2.400	2.517
10	2.06	2.95	2.081	2.980	2.096	2.978

**Tableau III.4-** Comparaison de nos fréquences de résonance calculées avec les résultats mesurés et calculés pour deux valeurs de l'excentrage dans la direction  $x$ ;

$$a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 3.7 \text{ cm} \times 4.5 \text{ cm}, \varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5(1 - i 0.003), d_1 = d_2 = 1.59 \text{ mm}.$$

Nous constatons que nos fréquences de résonance calculées sont différentes de celles mesurées (calculées) par Damiano *et al.* [7] par au plus 1.75 % (0.72 %). Ceci valide nos calculs dans le Tableau III.4 et les résultats qui suivent pour des structures à empilement possédant des plaques parasitiques excentrées.

Dans la Figure III.16, l'effet de l'excentrage sur les fréquences de résonance  $f_l$  et  $f_u$  est bien présenté. Les résultats numériques indiquent que la fréquence de résonance inférieure  $f_l$  diminue avec l'augmentation du déplacement de la plaque parasitique. Cette diminution de  $f_l$  est due aux champs de bord de la plaque supérieure.



**Figure III.16-**Fréquences de résonance inférieure  $f_l$  et supérieure  $f_u$  en fonction de l'excentrage dans la direction  $x$ ;  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 3.7\text{cm} \times 4.5\text{cm}$ ,  
 $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5 (1 - i0.0012)$ ,  $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ .

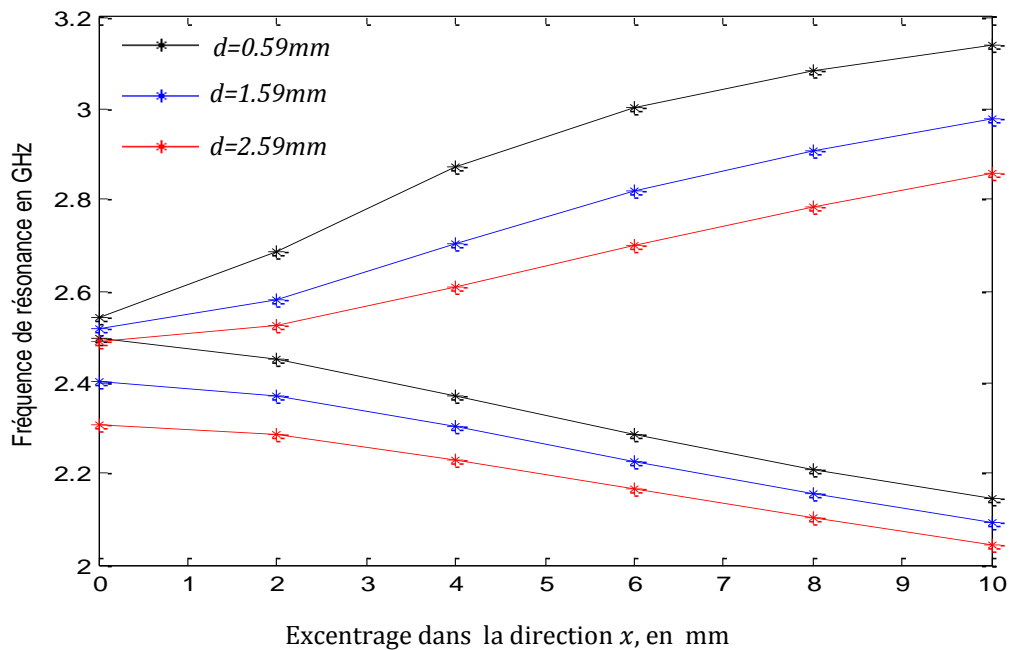
Par contre, l'augmentation de la fréquence de résonance supérieure  $f_u$ , est proportionnelle au déplacement de la plaque parasitique vu que ce dernier entraîne la diminution des dimensions du résonateur supérieur. L'excentrage dans la direction  $y$  n'est pas considéré, puisque d'après [1] le déplacement de la plaque parasitique selon la direction  $y$  a un effet presque insignifiant

sur les fréquences de résonance inférieure et supérieure. On peut inverser les directions  $x$  et  $y$  en pivotant la structure de 90 degrés dans le plan  $(x, y)$ .

Bien que le déplacement de la plaque parasitique cause une diminution dans les dimensions du résonateur supérieur, la fréquence supérieure  $f_u$  demeure inchangée puisque la longueur de résonance (coté  $b_2$ ) du résonateur supérieur est toujours la même. Aussi, il est clair qu'à partir de la Figure III.16 que le déplacement de la plaque parasitique offre un moyen efficace pour contrôler la séparation de fréquence entre  $f_l$  et  $f_u$ .

• **Effet des épaisseurs des substrats dans le cas de l'excentrage**

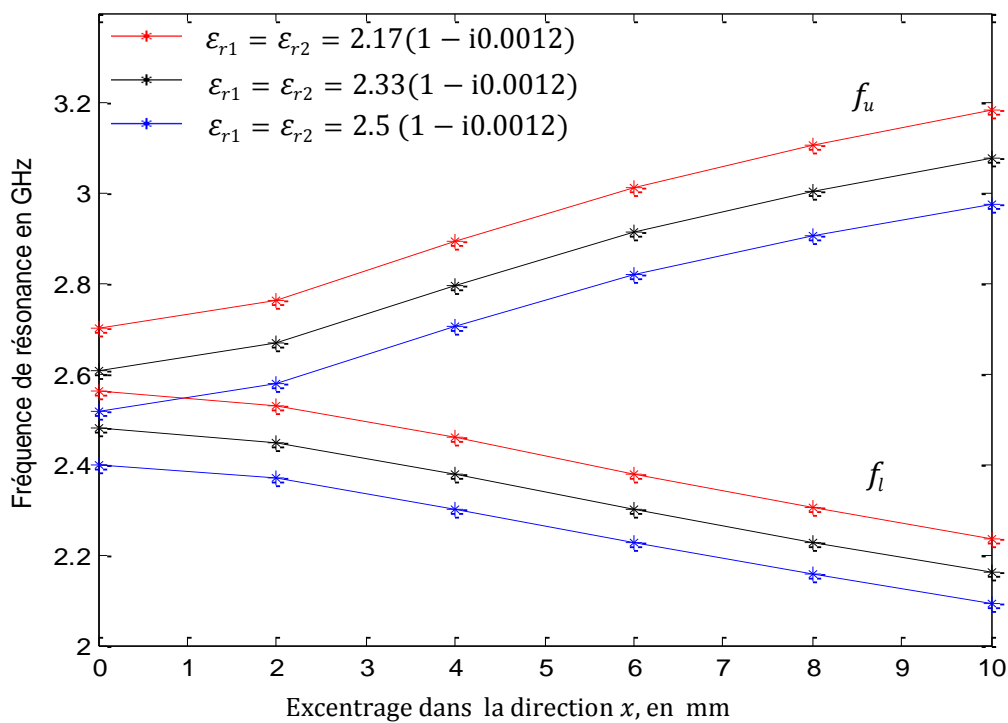
La figure III.17, dans le cas de l'excentrage, montre que l'augmentation de l'épaisseur du substrat affecte la séparation des fréquences. En effet, les fréquences de résonances sont inversement proportionnelles à l'épaisseur  $d$ .



**Figure III.17**-Fréquences de résonance inférieure  $f_l$  et supérieure  $f_u$  en fonction de l'excentrage dans la direction  $x$  ;  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 3.7\text{cm} \times 4.5\text{cm}$ ,  
 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5 (1 - i0.0012)$ ,  $d_1 = d_2 = d$ .

• *Effet de la permittivité diélectrique dans le cas de l'excentrage*

La figure III.18 montre, que l'augmentation de la permittivité provoque une diminution des fréquences de résonance comme dans le cas de la figure III.17 précédente. Il est clair que les fréquences de résonance et la permittivité diélectrique sont inversement proportionnelles. Les résultats trouvés pour les trois valeurs de permittivités, lorsqu'on augmente (réduit) la permittivité, les fréquences de résonance sont décalées vers le bas (haut). La permittivité diélectrique n'a aucun effet sur la séparation entre fréquences.



**Figure III.20-**Fréquences de résonance inférieure et supérieure en fonction de l'excentrage dans la direction  $x$ , avec trois valeurs de permittivité :  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.0012)$  en bleu,  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.33(1 - i0.0012)$  en noir et  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.17(1 - i0.0012)$  en rouge ;  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 3.7\text{cm} \times 4.5\text{cm}$ ,  $d_1 = d_2 = 1.59\text{mm}$ .

### III.6 Conclusion

Dans ce chapitre, la méthode des moments a été utilisée pour le calcul numérique des fréquences de résonance complexes pour la structure étudiée. Le problème des valeurs aux frontières est réduit à un système d'équations intégrales vectorielles couplées en utilisant les transformées vectorielles de Fourier. La procédure de Galerkin a été utilisée comme outil de calcul des courants surfaciques sur le driven patch ainsi que ceux sur la plaque parasitique. Les modes  $TM$  issus du modèle de la cavité ont été utilisés pour l'approximation des courants sur les deux plaques. Ces modes ayant montré une convergence numérique très rapide. Nos résultats numériques ont été comparés avec des données théoriques et expérimentales disponibles dans la littérature et présentent un excellent accord avec ces derniers. Nos résultats numériques ont montré que la taille de la plaque parasitique influe de façon considérable sur la fréquence de résonance supérieure. La fréquence de résonance inférieure dépend fortement des dimensions de la plaque parasitique, uniquement lorsque cette dernière possède une taille plus grande que celle du driven patch. Le déplacement de la plaque parasitique d'une distance  $x_0$  le long de la direction  $x$  diminue la fréquence de résonance inférieure et augmente la fréquence de résonance supérieure, ce qui donne un moyen efficace pour élargir la séparation entre la résonance inférieure et supérieure.

### III.7 Références bibliographiques

- [1] 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.
- [2] L. Barlatey, J. R. Mosig, and T. Sphicopoulos, "Analysis of stacked microstrippatches with a mixed potential integral equation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 608–615, May 1990.
- [3] F. Chebbara, "Etude des caractéristiques de résonance et de rayonnement des antennes microbandes réalisées avec des matériaux ayant une anisotropie de type électrique et magnétique," Thèse de doctorat, université de Batna, juin 2011.



- [4] S. A. Long and M. D. Walton, "A dual-frequency stacked circular-disk antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-27, pp. 270–273, Mar. 1979.
- [5] Tarek Fortaki, Lotfi Djouane, Fouad Chebara, and Abdelmadjid Benghalia, "On the Dual-Frequency Behavior of Stacked Microstrip Patches," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 311–312, 2008.
- [6] Siham Benkouda, "Contribution à l'étude des problèmes de caractérisation des antennes microrubans à plaques rayonnantes parfaitement conductrices et supraconductrices," Thèse de doctorat université de Batna, 2012.
- [7] J. P. Damiano, J. Bennegouche, and A. Papiernik, "Study of multilayer microstrip antennas with radiating elements of various geometry," *Inst. Elect. Eng. Proc.*, vol. 137, no. 3, pp. 163–170, Jun. 1990, pt. H.

## *Conclusion générale*

## *Conclusion générale*

Dans la pratique il y a toujours des limitations et des contraintes sur toutes les technologies, telles que la technologie d'électronique, mécanique, électrique, automatique, etc. Le facteur le plus important entre elles, est le coût de fabrication, la conception assistée par ordinateur surmonte ces limitations et elle offre, entre autres, d'algorithmes et de techniques numériques souples, fiables, précis, très rapide et suffisamment maniables pour garantir la réalisation du système désiré avec les caractéristiques voulues avant la réalisation en pratique.

La méthode d'analyse est basée sur la détermination de la fonction tensorielle spectrale de Green qui relie le champ électrique transverse avec les courants sur le patch, prend en considération toutes les informations concernant la géométrie de la structure et la nature du matériau des patches et les diélectriques utilisés dans la structure étudiée, la méthode des moments/ procédure de Galerkin sont utilisées comme outils de résolution numérique des équations intégrales.

La première partie est consacrée à l'étude d'une structure constituée de deux plaques microbandes rectangulaires parfaitement conductrices, disposées en une configuration à empilement noyées dans un milieu bicouche non magnétique ( $\mu_r = 1$ ) contenant des matériaux isotropes, les effets de la plaque parasitique, l'épaisseur de substrat, et la permittivité électrique du substrat sur les fréquences de résonance complexes également sur la bande passante et le facteur de qualité sont présentés. Le premier mode fondamental  $TM_{01}$  est considéré. Pour valider nos résultats, nous avons vérifié avec des résultats disponibles dans la littérature.

Dans la deuxième partie on s'est intéressé à l'étude de l'effet de l'excentrage de la plaque parasitique (plaque supérieure) selon la direction  $x$ . Nous avons fait appel à la propriété de décalage spatial des transformées usuelles de Fourier pour tenir compte de l'excentrage, un seul mode par plaque est maintenant insuffisant.

Les principaux résultats obtenus pour la première partie sont :

- ✓ Lorsque l'épaisseur du substrat est très mince, les fréquences de résonance  $f_l$  et  $f_u$  sont égales, puisque les deux patches ont des dimensions identiques.
- ✓ Les fréquences de résonance et les bandes passantes sont liées directement avec les paramètres physiques de l'antenne (épaisseurs des substrats, dimensions des plaques, permittivités des substrats).
- ✓ Lorsque l'épaisseur du substrat croît, la séparation de fréquence entre les deux résonances s'agrandit.
- ✓ L'augmentation de l'épaisseur du substrat, provoque une augmentation des parties imaginaire des fréquences de résonance.
- ✓ Pour obtenir le fonctionnement en mode bifréquence consiste à l'utiliser deux résonateurs identiques, avec un milieu diélectrique épais.
- ✓ Une augmentation importante de la fréquence de résonance supérieure à cause de la réduction de la taille de la plaque parasitique.
- ✓ La réduction de la taille de la plaque parasitique, n'influe pas de façon significative sur la résonance inférieure, qui est la résonance du driven patch dans la configuration substrat-superstrat lorsque la plaque parasitique est absente.
- ✓ La fréquence inférieure  $f_l$  est faiblement dépendante des dimensions de la plaque parasitique, lorsque la plaque parasitique de taille inférieure ou égale à celle du driven patch.
- ✓ La fréquence de résonance inférieure  $f_l$  dépend fortement de la plaque parasitique lorsque la plaque parasitique est plus grande que celle du driven patch, Cette dépendance est due aux champs de bord de la plaque parasitique qui influe de façon considérable sur le champ électromagnétique dans le résonateur inférieur.

L'augmentation dans les dimensions de la plaque parasitique relativement au driven patch cause une augmentation assez remarquable dans la fréquence de résonance supérieure ; mais cette augmentation n'est pas permanent, puisque à partir d'une certaine taille de la plaque parasitique, l'augmentation de cette dernière responsable à la diminution de la fréquence supérieure.

- ✓ L'utilisation d'une plaque parasitique de taille plus grande que celle du driven patch, offre la possibilité d'obtenir une séparation importante entre la fréquence inférieure et supérieure.
- ✓ Lorsque  $b_2 > b_1$ , le couplage mutuel entre patchs affecte principalement la résonance du patch inférieur, la résonance inférieure est fortement dépend de la taille du patch supérieur.
- ✓ Lorsque  $b_2 > b_1$ , la fréquence de résonance supérieure est reliée au patch inférieur, alors que la fréquence de résonance inférieure est associée avec le résonateur formé par le patch supérieur et le plan de masse.
- ✓ Lorsque  $b_2 < b_1$ , le couplage mutuel entre patchs affecte principalement la résonance du patch supérieur, la réduction de  $b_2$  n'influe pas significativement sur la résonance inférieure, la résonance supérieure est fortement dépend de la taille du patch supérieur.
- ✓ Pour le cas où  $b_2 < b_1$ , la résonance inférieure est associée avec le résonateur formé par le patch inférieur et le plan de masse et la résonance supérieure est associée avec le résonateur formé par les deux patchs.
- ✓ Les fréquences de résonance et la permittivité électrique sont inversement proportionnelles.
- ✓ L'augmentation de la permittivité provoque une légère augmentation dans les parties imaginaires des fréquences de résonance supérieure, avec une diminution dans les parties imaginaires des fréquences de résonance inférieure.

Les principaux résultats obtenus pour la deuxième partie (cas de l'excentrage) sont :

- ✓ La fréquence de résonance inférieure  $f_l$  diminue avec l'augmentation du déplacement de la plaque parasitique. Cette diminution de  $f_l$  est due aux champs de bord de la plaque supérieure.
- ✓ La fréquence de résonance supérieure  $f_u$ , augmente avec l'augmentation du déplacement de la plaque parasitique puisque selon la direction  $x$ , ce déplacement entraîne la diminution dans les dimensions du résonateur supérieur.
- ✓ Le déplacement de la plaque parasitique selon la direction  $y$  a un effet presque insignifiant sur les fréquences de résonance inférieure et supérieure.
- ✓ Le déplacement de la plaque parasitique cause une diminution dans les dimensions du résonateur supérieur, la fréquence supérieure  $f_u$  demeure inchangée puisque la longueur de résonance du résonateur supérieur est toujours la même.
- ✓ Le déplacement de la plaque parasitique selon la direction des abscisses, offre un moyen efficace pour contrôler la séparation en termes de fréquences.

# *ANNEXES*

# ANNEXE A

## Démonstration de la formule (II.31)

D'après l'équation de propagation (II.2), les formes générales de  $\tilde{E}_z$  et  $\tilde{H}_z$  sont données par les relations suivantes :

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

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

Les exposants  $e$  et  $h$  dans les équations (II.24) et (II.25) dénotent les ondes  $TM$  et  $TE$ , respectivement  $e^e, e^h, h^e, eth^h$  sont définis par :

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

$$\bar{h} = \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon}{k_s} \tilde{E}_z \\ \frac{i}{k_s} \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (\text{A. 2b})$$

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

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

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

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

$$\bar{e} = \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_z (A_1 e^{-ik_z z} - B_1 e^{+ik_z z}) \\ \omega \mu (A_2 e^{-ik_z z} + B_2 e^{+ik_z z}) \end{bmatrix} \quad (\text{A. 4a})$$



$$\bar{h} = \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} \omega\varepsilon(A_1 e^{-ik_z z} + B_1 e^{+ik_z z}) \\ k_z(A_2 e^{-ik_z z} - B_2 e^{+ik_z z}) \end{bmatrix} \quad (\text{A.4b})$$

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

$$\bar{h}(k_s, z) = \bar{g}(k_s) \cdot \left[ \begin{bmatrix} e^{-ik_z z} & 0 \\ 0 & e^{-ik_z z} \end{bmatrix} \bar{A} - \begin{bmatrix} e^{+ik_z z} & 0 \\ 0 & e^{+ik_z z} \end{bmatrix} \right] \quad (\text{A.5b})$$

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

$$\bar{A} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_z A_1 \\ \omega\mu A_2 \end{bmatrix} \quad (\text{A.6})$$

$$\bar{B} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} -k_z B_1 \\ \omega\mu B_2 \end{bmatrix} \quad (\text{A.7})$$

$$\bar{g}(k_s) = \text{diag}[g^e(k_s), g^h(k_s)] = \text{diag} \left[ \frac{\omega\varepsilon}{k_z}, \frac{k_z}{\omega\mu} \right] \quad (\text{A.8})$$

## ANNEXE B

### *La propriété de décalage spatial des transformées usuelles de Fourier pour l'analyse d'une plaque parasitique excentrée.*

Si nous désignons par  $\bar{J}^2(x, y)$  la densité de courant sur une plaque parasitique centrée relativement au driven patch, alors l'expression du courant sur cette plaque lorsque cette dernière est déplacée simultanément d'une distance  $x_0$  le long de la direction  $x$  et d'une distance  $y_0$  le long de la direction  $y$  est  $\bar{J}_{ex}^2(x, y)$ , donnée par :

$$\bar{J}_{ex}^2(x, y) = \bar{J}^2(x - x_0, y - y_0) \quad (\text{B.1})$$

Le calcul des expressions des éléments de la matrice impédance nécessite la détermination de la transformée usuelle de Fourier du courant  $\bar{J}_{ex}^2(x, y)$  en fonction de celle du courant  $\bar{J}^2(x, y)$ . L'application de la transformée usuelle de Fourier à l'équation (B.1) donne :

$$\tilde{\bar{J}}_{ex}^2(k_x, k_y) = \iint_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \bar{J}^2(x - x_0, y - y_0) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (\text{B.2})$$

En procédant aux changements de variables  $X = x - x_0$  et  $Y = y - y_0$ , l'équation (B.2) se réduit à :

$$\tilde{\bar{J}}_{ex}^2(k_x, k_y) = e^{-i(k_x x_0 + k_y y_0)} \tilde{\bar{J}}^2(k_x, k_y) \quad (\text{B.3})$$

L'équation (B.3) permet d'obtenir la transformée de Fourier du courant lorsque la plaque parasitique est excentrée en fonction de celle obtenue lorsque l'excentrage est nul. Par analogie à la propriété de décalage temporel des transformées unidimensionnelles de Fourier, l'équation (B.3) constitue la propriété de décalage spatial des transformées bidimensionnelles usuelles de Fourier.

Pour un décalage dans la direction  $x$  c'est-à-dire  $y_0 = 0$ , d'après (B.3) on trouve :

$$\tilde{\bar{J}}_{ex}^2(k_x, k_y) = e^{-ik_x x_0} \tilde{\bar{J}}^2(k_x, k_y) \quad (\text{B.4})$$

## Résumé

Dans ce travail, l'effet de l'excentrage de la plaque parasitique sur les fréquences de résonance complexes et les bandes passantes d'une antenne microbande constituée de deux plaques rectangulaires (le driven patch et la plaque parasitique) parfaitement conductrices empilées et excentrées, noyées dans un milieu bicouche contenant des matériaux isotropes est étudié. Le calcul des fréquences de résonance complexes est basé sur une méthode intégrale utilisant la fonction tensorielle spectrale de Green et la méthode des moments / procédure de Galerkin sont utilisées comme outils de résolution. Les fonctions sinusoidales sont choisies comme des fonctions de bases. Des résultats numériques concernant l'effet de l'excentrage ainsi que les effets des paramètres constitutifs de l'antenne tels que l'épaisseur de substrat, la permittivité électrique, et les dimensions de la plaque parasitique sur les caractéristiques de l'antenne sont présentés.

## Abstract

In this work, the effect of the parasitic offset plate on the complex resonant frequencies and bandwidths of microstrip antenna consists of two perfectly conducting rectangular plates (driven patch and the parasitic plate) stacked and remote, embedded in a bilayer containing isotropic medium is considered. The calculation of complex resonant frequencies are based on an integral method using the spectral tensor Green's function and the method of moments / Galerkin procedure are used as tools for resolution. The sinusoidal functions are selected as basic functions. Numerical results concerning the effect of the offset and the effects of constitutive parameters of the antenna such that the thickness of the substrate, the electric permittivity and the dimensions of the parasitic plate on the antenna characteristics are presented.

## ملخص

في هذا العمل، قمنا بدراسة تأثير إزاحة العنصر المشع، على ترددات الرنين المعقدة وعرض النطاق، لهوائي دقيق يتكون من قطعتين مستطيلتين مصنوعتين من مواد ناقلة (قطعة سفلية و قطعة علوية)، موضوعتين فوق بعضهما البعض في وسط متجانس ذو طبقة ثنائية، درست بشكل مفصل، إن استعمال وسيط Green وطريقة Moment لإجراء Galerkin لحل المعادلات التكاملية يسمح بالحصول على جملة معادلات خطية متجانسة، إن حل هذه المعادلات بواسطة إجراء Galerkin يسمح بحساب توترات الرنين وذلك عامل الجودة وعرض النطاق. النتائج العددية المتحصل عليها المتعلقة بتأثير الإزاحة وآثار الأجزاء المكونة للهوائي مثل سمك الوسط المتجانس، السماحية الكهربائية وأبعاد العنصر المشع على خصائص الهوائي بينت بشكل مفصل.