

République Algérienne Démocratique et Populaire

**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ MENTOURI DE CONSTANTINE
FACULTÉ DES SCIENCES DE L'INGÉNIEUR**

Département d'Electronique

**N° d'ordre :
Série :**

Mémoire

**Présenté pour obtenir le diplôme de Magister
En Electronique**

**OPTION
Micro-ondes
Par**

Mr. Abdelghani Djabali

THEME

**Etude quasi-TEM de structures planaires avec
substrat composite diélectrique ferrite par la
méthode des moindres carrés modifiée**

Soutenu le : 27/01/2009

Devant le jury composé :

<u>Président:</u>	Mr M. BOUCHEMAT	Prof. à l'Université de Constantine
<u>Rapporteur:</u>	Mr M.L. RIABI	Prof. à l'Université de Constantine
<u>Examineurs :</u>	Mr M.T. BENHABILES	M.C. à l'Université de Constantine
	Mr A. CHAABI	Prof. à l'Université de Constantine

Remerciements

Mes remerciements vont au premier lieu au bon dieu pour la force de patience et de volonté qu'il m'a donnée durant ces dernières trois années.

Je tiens à remercier profondément **Mr Mohamed Lahdi RIABI**, Professeur à l'université de Constantine pour avoir eu l'amabilité de me proposer un sujet intéressant, de l'avoir suivi, et de m'avoir aidé à le mener à terme grâce à ces conseils précieux et à ses interventions pertinentes.

Je tien à exprimé toute ma gratitude et ma reconnaissance à **Mr. M. BOUCHEMAT** Professeur à l'université de Constantine, de m'avoir honorée d'accepter de présider le jury de cette thèse.

Mes remerciements vont également à **Mr. A. CHAABI** Professeur à l'université de Constantine, et à **Mr. M.T. BENHABILES**, Maître de conférence à l'université de Constantine, pour l'intérêt porte à ce travail on acceptant à la juger.

Mes remerciements vont également au personnel du laboratoire qui m'ont aidé dans mon travail, et particulièrement à **Mme B. RADIA** et **M .B RADWANE**.

Enfin, cette liste serait incomplète si je ne mentionnais pas le long et ininterrompu mécénat de mes parents pendant ces années d'étude.

Résumé

Dans ce travail, nous avons utilisé la nouvelle variante de la méthode des moindres carrés LSBRM qui tient compte des singularités des champs électromagnétiques au bord du métal diélectrique en utilisant des fonctions de poids systématiques qui permettent d'accélérer la convergence.

L'étude est faite sur différentes structures planaires : la ligne microruban à substrat ferrite diélectrique pour laquelle nous avons calculé les différents paramètres caractérisant la ligne (le constant diélectrique effectif et l'impédance caractéristique et le déphasage).

Mots clés : ferrite, LSBRM, ligne microruban, fonctions des poids.

Sommaire

Introduction Générale

Chapitre I : Introduction générale de quelques méthodes numériques utilisées pour la modalisation de structures planaires

I.1 Introduction.....	3
I.1-Methodes analytiques	3
I.2- Méthodes numériques	4
I.2-1-Classification des méthodes numériques	4
I.2-1-1- Discrétisation domaine rang	4
I.2-1-2- Discrétisation espace-temps	4
I.2-1-3- Discrétisation selon les valeurs propres.....	4
I.2-1-4- Combinaison des trois types	5
I.3-2- Méthodes numériques usuelles	5
I.3-2-1- La méthode des moments MOM.....	5
I.3-2-2- La méthode de la résonance transverse TRM.....	5
I.3-2-3- l'équation de l'intégrale singulière SIE	6
I.3-2-4- La méthode des différences finies FD-TD	6
I.3-2-5- la méthode TLM	7
I.3-2-6- La méthode des lignes	7
I.3-2-7- La méthode des éléments finis FEM	7
I.3-2-8- La méthode des moindres carrés LSBRM.....	8
I.3-2-9-La méthode des moindres carrée modifiée	9

Chapitre II : étude quasi-TEM de la ligne micro ruban par la méthode des moindres carrés

II.1Introduction.....	10
II- Généralités sur les ferrites	11
II- Introduction	11
II-1 Les composants non réciproques	11
II-2- Les ferrites en micro-ondes	11

II-2-1- Introduction	11
II-2-2- Historique	12
II-2-3- Les différents modèles utilisés	12
II-2-3-1- Premier modèle	12
II-2-3-2- Deuxième modèle	13
II-2-3-3- Troisième modèle	14
II-3- Expressions des champs électromagnétiques	15
II-4- Conditions de continuité	18
II-4-1- Cas électrostatique	18
II-4-2- Condition aux limites à l'interface $x=0$	19
II-4-3- Calcul de la densité de charge surfacique	20
II-4-4- Cas magnétostatique	21
II-4-2-1- Conditions aux limites à l'interface $x = 0$	22
II-4-2-2- Calcul de la densité de courant	23
II-5- Application de la méthode des moindres carrés	23
II-5-1- Les fonctions de poids	24
II-6 détermination des paramètres de la ligne microruban :	29
II-6-1- calcul de la capacité	29
II-6-2- Calcul de la self inductance	30
II-7- Résultat numérique	31
II-7-1- Introduction	31
II-7-2- Ligne microruban sur substrat diélectrique	31
II-7-3- Ligne microruban sur substrat ferrite	32
II-7-4- Ligne microruban sur substrat diélectrique-ferrite	35
II-7-5- Conclusion	39

Chapitre III : application micro onde

III-1- Introduction	40
III-2- Les circulateurs	41
III-2-1- Principe de fonctionnement	41

III-2-2- Utilisation des circulateurs.....	42
III-2-3- Intégration des circulateurs.....	42
III-3- Les isolateurs.....	43
III-3-1- Définition.....	43
III-3-2- Les différents types d'isolateur.....	44
III-3-2-1- Isolateurs à résonance.....	44
III-3-2-2- Isolateurs à déplacement de champ.....	44
III-3-2-3- Isolateur à effet Faraday.....	45
III-4- Les déphaseurs.....	46
III-5- les antennes à base de ferrite.....	47
III-5-1-Principe et intérêts.....	47
III-5-2- Intégration des antennes à polarisation circulaire.....	48
III-6- Le condensateur accordable en fréquence.....	48
III-7- Les filtres accordables en fréquence	49
III-7-1- Rappels sur la notion de filtrage	49
III-7-2- Les filtres à éléments localisés	50
III-7-3- Filtres à résonateurs linéiques.....	51
III-7-4- Filtres à résonateurs non linéiques	51
<i>Conclusion générale</i>	53
<i>Bibliographie</i>	

Introduction générale

Introduction générale

Les structures guidant planaires et quasi-planaires sont de plus en plus développées ces dernières années car elles se prêtent bien à une fabrication en grande série. La miniaturisation des circuits passifs micro-ondes est devenue une nécessité du fait de l'introduction de la technologie des circuits intégrés dans le domaine des fréquences de plus en plus élevées. Ces structures utilisées comme lignes de transmission, permettent la réalisation de circuits classiques tels que les coupleurs, les filtres, les transformateurs, les déphaseurs, etc.....

L'étude des circuits intégrés micro-ondes a fait l'objet de très nombreux travaux réalisés ces trente dernières années. Grâce au développement de moyens de calcul de plus en plus puissant les chercheurs ont développé des méthodes numériques qui permettent de résoudre divers problèmes aux limites complexes.

Parmi ces méthodes, la méthode des moindres carrés LSBRM, qui fait l'objet de notre travail, est bien adaptée à l'étude des structures planaires avec des géométries arbitraires. Elle a été introduite par la première fois par J.B.Davies pour l'étude des problèmes électromagnétiques bidimensionnels. Ensuite, elle a été généralisée par H.J.A.Larivière pour inclure les problèmes de valeurs propres. L'inconvénient de la méthode des moindres carrés est son taux de convergence relativement lent. Plusieurs auteurs ont essayé d'améliorer ce dernier en introduisant des fonctions des poids propres pour chaque cas de figure et qui sont déterminés d'une manière empirique.

Une amélioration du taux de convergence a été apportée par donnant naissance à une nouvelle variante de la méthode des moindres carrés, grâce à l'introduction de nouvelles fonctions des poids systématiques qui tiennent compte des singularités du champ électromagnétique aux interfaces métal diélectrique, connues sous le nom de phénomène de Gibbs.

Le présent mémoire comporte trois chapitres :

- Dans le premier chapitre, nous avons essayé de présenter un aperçu général sur les différentes méthodes proposées pour l'analyse des différentes structures passives micro-ondes.
- Le deuxième chapitre est consacré à l'étude quasi-TEM de la ligne micro ruban par application de la méthode des moindres carrés tenant compte du phénomène de Gibbs.
- Le troisième chapitre est consacré à l'application micro-ondes de ferrites pour la modélisation d'un déphaseur ou d'un isolateur.

CHAPITRE I

Introduction générale de quelques méthodes
numériques utilisées pour la modalisation
de structures planaires

I- Introduction

La résolution d'un problème d'électromagnétisme en général consiste essentiellement en l'intégration des équations de Maxwell. Ces équations peuvent être posées sous leur forme d'origine différentielle ou sous forme d'équations intégrales. Dans les deux cas, il s'agit de l'application d'un opérateur linéaire à une fonction inconnue, qui représentera en général les champs ou les densités de courant. Ces problèmes ont été traités par de nombreuses méthodes qui diffèrent suivant le domaine de fréquence, la précision voulue et la puissance de l'outil de calcul disponible. Nous pouvons les classer globalement en deux grandes catégories : les méthodes analytiques et les méthodes numériques.

Les méthodes analytiques, déjà anciennes, ont été historiquement les premières. Elles ont permis de résoudre rigoureusement tous les problèmes correspondant à des structures de guidage dont les limites coïncident avec des axes de coordonnées curvilignes, ce qui correspond à la plupart des dispositifs de guidage des ondes électromagnétiques.

Avec l'évolution de la technologie micro-onde, les structures utilisées font appel à des géométries ne répondant plus aux critères précédents. Il a donc fallu, pour les caractériser, de développer des méthodes d'analyse plus élaborées au niveau de la résolution numérique.

L'objectif essentiel de ces méthodes d'analyse est de permettre la définition des schémas équivalents utilisables avec un temps de calcul raisonnable, pour la conception assistée par ordinateur [1].

I.1-Méthodes analytiques :

Parmi les méthodes analytiques, nous citons la méthode du champ quasi- statique, qui permet de calculer la capacité ou la self équivalente à la discontinuité à étudier. Son point de départ mathématique consiste à considérer les lignes des champs comme étant les mêmes que dans le cas statique.

Cette approche permet de résoudre les problèmes d'électromagnétisme en utilisant les principes de l'électrostatique « équation de poisson ». Cela fait appel aux formalismes de la fonction de Green et de technique de transformée conforme. Elle a été utilisée comme un moyen de calcul rapide, cependant, elle ne peut donner lieu qu'à des quantitatifs.

I.2- Méthodes numériques :

I.2-1-Classification des méthodes numériques :

La numérisation d'un problème analytique est une projection d'un opérateur de l'espace Hilbertien sur un sous espace Euclidien. Cette projection s'effectue à travers diverses formes de discrétisation [2].

I.2-1-1- Discrétisation domaine rang :

Si la discrétisation s'applique sur le domaine et le rang de l'opérateur, nous retrouvons des méthodes dites intégrales. Qui englobe : la méthode des moments (Moments Method MoM), la méthode spectrale (Spectral Domain Approche SDA), et la méthode de l'équation intégrale (Integral Equation Method IEM). Ces méthodes permettent de trouver la solution d'un problème de discontinuité ou de propagation en déterminant les distributions de courant ou de champ sur la surface de discontinuité.

I.2-1-2- Discrétisation espace-temps :

Dans ce cas, nous pouvons parler des méthodes différentielles tels que : la méthode des différences finies (Finite Difference Time FD-TD), la méthode TLM (Transmission Line Matrix), et la méthode des lignes (Method of Line Mol). On peut dire qu'elles s'adaptent à des structures très variées mais requiert en général des maillages d'autant plus fins que la structure est complexe d'où un encombrement important de places mémoires.

I.2-1-3- Discrétisation selon les valeurs propres :

Cette discrétisation se base essentiellement sur le principe de développement du champ en série de valeurs propres, c'est-à-dire un ensemble de fonction de basse ou l'argument inconnu (vecteur propres) apparaît explicitement. Cette procédure s'effectue dans la méthode de raccordement modal (Mode-Matching Technique MMT), la résonance transverse (Transverse Resonance Method TRM), et équation de l'intégrale singulière (Singular Integral Equation SIE).

I.2-1-4- Combinaison des trois types :

La combinaison des trois types de discrétisation précédent, nous permettons de trouver des méthodes telles que la méthode des éléments finis (Finite Element Method FEM), la méthode des éléments aux frontières (Boundary Element Method BEM), la méthode des moindres carrés (Least Squares Boundary Residual Method LSBRM).

I.2-2- Méthodes numériques usuelles :

I.2-2-1- La méthode des moments MOM :

La méthode des moments, particulièrement la procédure de Galerkin, est la technique de résolution la plus répandue dans la littérature. Elle ramène une équation opérationnelle à une équation matricielle, en développant selon un ensemble orthogonal de fonctions de base l'inconnue à laquelle l'opérateur est appliqué, puis en faisant le produit scalaire de la somme ainsi obtenue avec les fonctions d'essai. La méthode des moments s'applique à l'équation intégrale du champ électromagnétique dans l'approche IEM, et à sa transformée de Fourier ou de Hankel dans l'approche SDM.

I.2-2-2- La méthode de la résonance transverse TRM :

La technique de la résonance transverse ou méthode de la cavité résonnante, développée par R. Sorrentino, convient aux structures présentant des murs latéraux, telles que les lignes à ailettes ou lignes coplanaires blindées. Elle a introduite pour la caractérisation des discontinuités dans les lignes à ailettes. Deux murs électriques magnétiques sont insérés à une certaine distance de la discontinuité, transformant la structure en une cavité dont le calcul de la fréquence de résonance permet d'accéder à tous les paramètres du schéma électrique équivalent. Elle a été parmi les premières méthodes appliquées aux guides rectangulaires inhomogènes remplis de diélectriques dont la permittivité est une fonction des coordonnées transverses. Les constantes de propagation sont obtenues à partir de la condition de résonance du schéma équivalent qui considère la

section droite de la structure comme des lignes de transmission mises en série avec des admittances mises en parallèle ou de raccordement des lignes. L'utilisation de cette méthode est restreinte du fait qu'une admittance n'est pas toujours suffisante pour caractériser la discontinuité, surtout l'effet de dispersion.

I.2-2-3- l'équation de l'intégrale singulière SIE :

Cette méthode fut introduite par la première fois par L. Lewin pour le calcul des iris dans les guides d'ondes. Elle fut ensuite appliquée aux lignes micro ruban par Itoh et Mittra. Elle est basée sur l'observation que la dérivée transverse de la somme infinie représentant l'expression modale du champ donne le noyau d'une équation intégrale appelée par les mathématiciens intégrale singulière. De par la réduction de la taille des matrices mises en œuvre, la partie numérique des calculs est réduite au strict minimum et les solutions parasites disparaissent entièrement. La conséquence immédiate en est une aisance et une précision accrue dans la caractérisation à la SDM, cette méthode a été très exploitée dans la littérature depuis.

I.2.2-4- La méthode des différences finies FD-TD

La méthode des différences finies, qui était souvent évitée parce qu'elle nécessite des données exagérément importantes, a maintenant acquis un intérêt nouveau avec l'augmentation de puissance des ordinateurs ayant une plus grande capacité de mémorisation. Cette méthode offre en outre l'avantage de modéliser les phénomènes transitoires, par le biais de la discrétisation portant sur la dimension temporelle de l'opérateur différentiel. Le passage à la solution différentielle se fait à travers une simple transformée de Fourier discrète [2].

I.2-2-5- la méthode TLM :

Elle a été proposée, en 1971, par Johns et Beurle. Son principe général repose sur l'analogie qui existe entre un réseau électrique, ses tensions et courants et un milieu de propagation et le champ électromagnétique associé. La structure étudiée est divisée selon un maillage dont les nœuds sont reliés par des immittances infinitésimales localisées. L'évolution chronologique de l'état électromagnétique de la structure est produite par un algorithme itératif, qui nous permet ainsi la compréhension des phénomènes transitoires difficilement analysable par d'autres méthodes.

Cette méthode présente une souplesse pour la description de géométries complexes et permet d'obtenir des résultats précis sous réserve que certaines conditions soient vérifiées. Cette méthode a fait l'objet de nombreux progrès depuis son apparition, destinées à augmenter la précision, à diminuer le temps de calcul et simplifier sa mise en œuvre de façon à utiliser d'une manière efficace les moyens informatiques disponibles.

I.2-2-6- La méthode des lignes :

Dans la méthode des lignes, la discrétisation de l'opérateur différentiel est judicieusement limitée à une seule direction, s'il est possible d'exprimer les densités de courant et les champs dans les deux autres directions. Cette technique permet des réductions du temps de calcul sans en altérer la précision, en exploitant les propriétés usuelles de calcul matriciel, qui en l'occurrence s'applique à des matrices éparées.

I.2-2-7- La méthode des éléments finis FEM :

La méthode des éléments finie, de par son mode de maillage, reste la seule méthode dans laquelle aucune restriction n'est imposée à la forme de la structure, elle permet en outre un couplage aisé avec d'autres phénomènes physiques qui pourraient être consécutifs à l'apparition d'un champ électromagnétique, tel que l'échauffement d'une structure du aux micro-ondes. La méthode des éléments finis aux frontières ou méthode de l'intégrale de contour BEM est une forme de la FEM qui s'appuie sur le théorème de Green pour réduire un problème de volume à un problème de contour. La grandeur à calculer est généralement

définie sous une forme variationnelle, et la phase de résolution numérique rejoint la méthode des moments, avec des variantes propres à la FEM, telle que la méthode des volumes finis et la méthode des résidus appelée aussi méthode des moindres carrés [3].

I.2-2-8- La méthode des moindres carrés LSBRM :

Cette méthode a été introduite pour la première fois pour résoudre les problèmes de diffraction en électromagnétisme par J.B.Davies. Elle apporte une solution élégante au problème de caractérisation des discontinuités complexes dans les structures guidant. Elle se rapproche, par la forme, à la méthode des moments, de laquelle elle diffère par la présence de fonctions de poids intervenant dans les produits scalaires. Par contre, son inconvénient majeur c'est sa convergence, bien que rigoureuse, demeure cependant relativement lente. Depuis le premier article de Davies, il n'y a eu aucune contribution théorique notable, si ce n'est l'amélioration du taux de convergence apporté par grâce à l'introduction de nouvelles fonctions poids systématiques [7].

Soit l'équation

$$\sum_m S_m a_m(y) \quad (I-1)$$

Nous considérons un espace Hilbertien. Nous appelons le produit scalaire de deux fonctions $f(x)$ et $g(x)$ la quantité $\langle f|g \rangle$ définie par :

$$\langle f|g \rangle = \int_a^b f(x)^* \cdot g(x) dx \quad (I-2)$$

* : représente le conjugué.

Alors, la norme de f est définie comme suit :

$$\langle f|f \rangle = \int_a^b f(x)^* \cdot f(x) dx \quad (I-3)$$

La résolution de l'équation (I-1) permet de déterminer les S_m soit M_i un point appartenant à l'intervalle $[0.b]$ et y_i sa variable de position, les points M_i est au nombre N infini. Il y a donc une infinité d'équation en S_m . Dans le pratique, on cherche une solution approchée par décomposition des champs sur un nombre fini n_0 de vecteur $a_m(y_i)$. Du fait de

la troncature, les équations ne peuvent pas être vérifiées simultanément ainsi on pose que la meilleure solution est celle qui minimisera la somme des carrés des résidus [1], [11].

Soit :

$$f(S_1, S_2, \dots, S_m) = \sum_{i=1}^N \left| \sum_m a_m(y_i) S_m \right|^2 \quad (\text{I-4})$$

Le calcul sera d'autant plus précis que l'ordre de la troncature N est grand. A la limite, la somme discrète sur i s'écrit sous forme intégrale, et la fonction à minimiser est donnée par :

$$f(S_1, S_2, \dots, S_m) = \int_0^b \left| \sum_m a_m(y) S_m \right|^2 dy = \sum_{m,n} \left[\int_0^b a_m^*(y) a_n(y) dy \right] S_m^* S_n \quad (\text{I-5})$$

On pose

$$A_{mn} = \int_0^b a_m^*(y) a_n(y) dy = \langle a_m(y) | a_n(y) \rangle \quad (\text{I-6})$$

On peut montrer aisément que ce minimum vérifie la relation suivante :

$$\sum_m A_{mn} \cdot S_n = \lambda_{\min} \cdot S_m \quad (\text{I-7})$$

Parmi les valeurs propres possibles, nous considérons la plus petite valeur propre. La matrice A_{mn} est en général hermitienne.

I.2-2-9-La méthode des moindres carrés modifiée :

La méthode de moindres carrés modifiée est une nouvelle variante de la méthode des moindres carrés qui tient compte de la singularité des champs électromagnétiques au bord du métal diélectrique du à l'existence du phénomène de Gibbs. La différence que porte cette nouvelle variante par rapport à la méthode de moindres carrés classique est l'utilisation des fonctions de poids systématique pour pouvoir éliminer ces oscillations et permette d'obtenir des résultats numériques plus précis qui convergent plus rapidement [7].

CHAPITRE II

Etude quasi-TEM de la ligne microruban
par la méthode des moindres carrés

I- Introduction :

Dans ce chapitre, nous appliquons la méthode des moindres carrés à l'étude en quasi-TEM de la ligne microruban sur substrat composite diélectrique-ferrite

La ligne microruban est une structure de transmission planaire réalisée à partir de la technique des circuits imprimés micro-onde (CIM). Elle est inhomogène du fait de la présence de milieux de propagation différents (air, diélectrique, ferrite). L'avantage essentiel de cette structure est qu'elle est à la base de la conception de plusieurs dispositifs micro-onde, tels que les déphaseurs et les circulateurs et qu'elle représente un bon véhicule de faibles puissances avec de faibles pertes en ondes centimétriques et millimétriques.

La structure de **la figure (II-1)** qui fait l'objet de notre étude, est une structure microruban multicouche dont le premier est l'air supposé sans perte, tandis que les deux autres milieux sont des substrats diélectrique-ferrite [2].

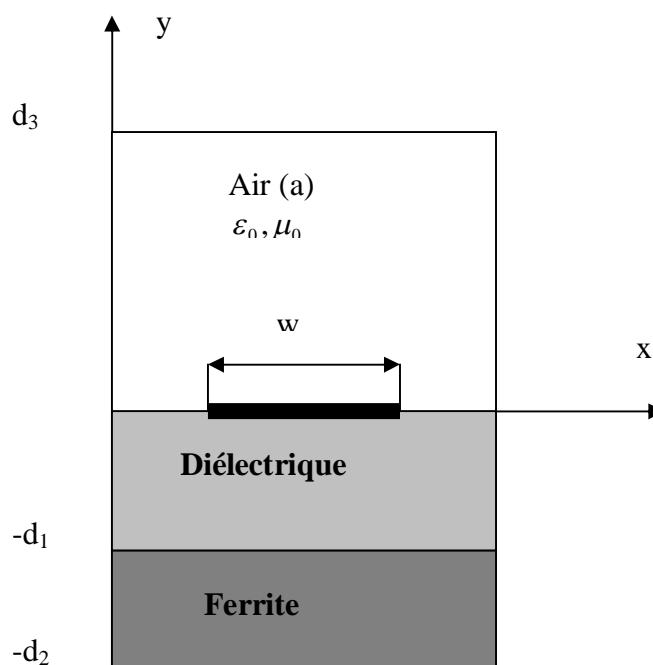


Figure (II-1) : structure de la ligne micro ruban blindée

II- Généralités sur les ferrites :

II- Introduction :

Les performances obtenues avec les circuits à micro-lignes sont dépendantes de la qualité des substrats diélectriques employés pour leur réalisation. En effet le matériau choisi sera déterminant pour l'obtention de faibles pertes et d'une grande stabilité de la constante de propagation. Ces conditions sont indispensables pour assurer le bon fonctionnement d'un circuit micro-onde. Nous donnons un aperçu général sur les propriétés de quelques composants passifs à ferrite [2], [8].

II-1 Les composants non réciproques :

Les composants non réciproques tels que les isolateurs et les circulateurs sont des éléments essentiels des circuits hyperfréquences. Les circulateurs assurent par exemple la séparation des signaux d'émission et de réception dans les circuits d'antenne tandis que les isolateurs ont pour intérêt d'empêcher la propagation de signaux réfléchis provoqués par des désajustés entre modules d'un système d'émission. Ces fonctions peuvent être assurées par des dispositifs passifs comportant des matériaux ferromagnétiques ou des circuits actifs à transistors [10].

Dans un premier temps, les structures passives non réciproques sont abordées afin d'estimer les avantages et les inconvénients des différentes solutions proposées.

II-2- Les ferrites en micro-ondes :

II-2-1- Introduction :

Les ferrites sont des matériaux qui, contrairement aux corps ferromagnétiques, possèdent une faible conductivité et deviennent anisotropes par l'application d'un champ magnétique externe.

II-2-2- Historique :

Les premiers travaux sur l'emploi des ferrites en micro-ondes ont été effectués, par Snoek, Vermey, et leurs collaborateurs dans les laboratoires de recherches de PHILIPS à Eindhoven (Hollande), depuis 1933 jusqu'à la fin des années 1940.

En 1948-1949 trois grandes contributions ont été faites :

- Néel introduit la théorie de ferromagnétisme expliquant l'interaction Spin-Spin (Super change), qui existe dans les ferrites.
- Tellegen montrait que le principe de réciprocité, pour les circuits passifs, pourrait être violé.
- Polder introduit le tenseur de susceptibilité, pour décrire la repousse des ferrites à une excitation hyperfréquence.

II-2-3- Les différents modèles utilisés :

II-2-3-1- Premier modèle :

Pour une onde électromagnétique dans une ferrite soumise à un champ magnétique externe on a la relation suivante [5]:

$$\vec{B} = \vec{\mu}\vec{H} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{M})$$

Où :

\vec{B} : est le vecteur induction magnétique

\vec{H} : est le vecteur champ magnétique

\vec{M} : est le vecteur aimantation (densité du moment magnétique par unité de volume)

$\vec{\mu}$: est le tenseur perméabilité magnétique.

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H / m}$: est la perméabilité en l'espace libre.

En absence des pertes, et sous l'action d'un champ magnétique \vec{H}_0 . L'équation du mouvement pour l'aimantation est donnée par la relation suivante [8] :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0(\vec{M} \times \vec{M}_0) = \frac{-|e|\hbar g}{2mc} \cdot \vec{M} \times \vec{H}_0.$$

Où γ est le rapport gyromagnétique (égale au rapport entre le moment angulaire et le moment magnétique de spin de l'électron)

e : est la charge de l'électron (en valeur propre)

m : est la masse de l'électron

g : est la facteur de Landé du matériau

Cette équation du mouvement est la même que lorsqu'il s'agit du vecteur moment angulaire de spin de l'électron isolé soumis au même champ extérieur constant. Dans ce cas le vecteur \vec{m} tourne autour du support du champ magnétique \vec{H} à la manière d'un gyroscope : c'est ce qu'on appelle la précession de Larmor.

Pour une ferrite saturée le tenseur perméabilité s'écrit [6], [13]:

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & -jk & 0 \\ jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II-1})$$

D'après l'équation précédente, pour un ferrite homogène et de dimensions infinies. Et supposant que le champ externe (il s'ensuit la même chose pour le vecteur aimantation) possède une composante, suivant l'axe des (Z), indépendante du temps et une composantes sinusoïdal en ($e^{j\omega t}$) dans le plan (xoy)

$$\mu = 1 + \frac{\omega_L \omega_M}{\omega_L^2 - \omega^2} \quad (\text{II-2})$$

Ou :

$$k = \frac{\omega_L \omega_M}{\omega_L^2 - \omega^2} \quad (\text{II-3})$$

$\omega_L = \mu_0 \gamma (\vec{M})_z$ est la pulsation de Larmor

$\omega_M = \mu_0 \gamma (\vec{M}_0)_z$ est la pulsation d'aimantation

II-2-3-2- Deuxième modèle :

Dans ce modèle, les interactions spin-spin et spin-réseau sont prises en considération, et dans ce cas l'équation de mouvement devient :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 (\vec{M} \times \vec{H}_0) + \frac{\alpha}{|\vec{M}|} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (\text{II-4})$$

Ou : α est un coefficient sans dimension qui vaut quelques centimètres.

Pour un ferrite saturé et homogène de la dimension infinie on a :

$$\mu = 1 + \frac{(\omega_L + J\omega\alpha)\omega_M}{(\omega_L + J\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (\text{II-5})$$

$$k = \frac{\omega\omega_M}{(\omega_L + J\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (\text{II-6})$$

Lorsque α est non nul, les éléments du tenseur perméabilité sont complexes et leurs parties imaginaires traduisent les pertes dans le ferrite :

$$\begin{aligned}\mu &= \mu' + j\mu'' \\ k &= k' + jk''\end{aligned}$$

En faisant varier la fréquence, les courbes de μ'' et de k'' passent par un maximum, et la largeur de raie (ou pic ou ligne) de résonance ΔH est définie par les deux champs qui correspondent aux deux points de demi-absorption.

α est obtenue à partir de ΔH par la formule :

$$\alpha = \gamma\mu \cdot \frac{\Delta H}{2\omega}$$

II-2-3-3- Troisième modèle :

Pour une ferrite partiellement aimantée la situation se complique et des méthodes statiques sont employées [2].

Les spinelles

Ce sont les ferrites spinelles qui ont été étudiés les premiers. Ils sont comme formule chimique $X^2Y_2^{+3}O_4^{-4}$ où Y est généralement l'atome de fer, X est un ion métallique bivalent.

Dans une cellule unitaire, ces ions métalliques occupent deux sortes de sites, les sites A, ayant 4 oxygènes voisins et sont au nombre de 16. L'aimantation résultante (aimantation de saturation) du matériau est :

$$M_s = M_A - M_B$$

Lorsque la température augmente, M_s diminue, et tend vers zéro à une valeur T_c appelée température de Curie.

Les Grenats

La deuxième génération de matériaux ferrites est les grenats de formules chimiques, les M^{+3} sont des ions magnétiques appartenant au groupe des terres rares. Le plus célèbre étant le YIG (ou M est le Ytterbium).

La cellule cubique unitaire contient 160 ions, 24 ions terre rare, 40 ions Fer et 96 ions Oxygène.

Il y a trois sortes de sites à l'intérieur de la cellule unitaire, les sites dits 16a et les sites dits 24d sont occupés par des ions de fer entourés de manière différente d'ions oxygène, et les sites c qui sont occupés par les ions terre rare.

L'interaction entre les sites a et d est beaucoup plus forte que celle entre les sites d et c, l'interaction entre les sites a et c est non significative.

A la température zéro absolu l'aimantation de saturation est égale à :

$$M_s = (M_d - Ma) - M_c$$

La propagation TEM ne peut pas avoir lieu dans un milieu inhomogène, cependant, aux basses fréquences, c'est-à-dire en dessous des fréquences de coupure des modes d'ordre supérieur, l'approximation dite « quasi-TEM » devient alors valable. Elle consiste à dire que la ligne que nous étudions peut être remplacée par une ligne équivalente ayant les mêmes paramètres caractéristiques (Z_c et β), la même géométrie, mais qui contiendrait un milieu homogène et isotrope de permittivité ε_{eff} et de perméabilité μ_{eff} .

En mode quasi-TEM, les composantes longitudinales du champ électromagnétique n'interviennent pas dans les calculs, ce qui nous permet de manipuler un tenseur de dimension réduite (matrice 2x2)

$$\bar{\bar{\mu}} = \begin{bmatrix} \mu & -jk \\ jk & \mu \end{bmatrix}$$

La structure de la ligne microruban à étudier est représentée ci-dessous :

Il s'agit d'une ligne microruban, contenant trois régions dont un substrat composite à deux couches (diélectrique-ferrite). Sur ce substrat on dépose un ruban métallique rectangulaire (supposé sans perte) de largeur w et de longueur l , et d'épaisseur négligeable t . la structure est délimitée par deux plans de masse supérieure et inférieure [1],[2].

II-3- Expressions des champs électromagnétiques :

Afin de pouvoir considérer la structure comme périodique, nous supposons que deux plans conducteurs délimitent latéralement la structure. Le ferrite est polarisé longitudinalement, dont le tenseur perméabilité s'écrit comme dans le premier paragraphe, ses éléments μ et k s'obtiennent par les formules de G.T.Rado, E.Schlomann et J.J.Green qui sont [4] [14]:

$$\mu_d = \frac{1}{3} \left[1 + 2\sqrt{1 - (\gamma 4\pi M_s / f)^2} \right] \quad (II-7)$$

$$\mu = \mu_d + (1 - \mu_d) \left(\frac{4\pi M_s}{4\pi M_s} \right)^{3/2} \quad (II-8)$$

$$k = \gamma 4\pi M_s / f \quad (II-9)$$

Ou :

μ_d : est μ lorsqu'elle est à l'état désaimantée.

f : est la fréquence .

$4\pi M$: L'aimantation interne.

$4\pi M_s$: L'aimantation de saturation.

γ : La constante gyromagnétique.

En restant dans l'approximation quasi-TEM, nous nous proposons par exemple de déterminer la configuration des champs $E_x(x, y)$ et $E_y(x, y)$ à l'interface du ruban métallique.

Nous cherchons une solution à variables séparées de la forme :

$$V(x, y) = V_1(x) \cdot V_2(y)$$

Sachant qu'en régime TEM les deux premières équations de Maxwell deviennent [4] :

$$\text{rot} \vec{E} = 0 \quad (\text{II-10})$$

$$\text{rot} \vec{H} = 0$$

D'où nous pouvons tirer facilement :

$$\vec{E} = -\text{grad} \vec{V} \quad (\text{II-11})$$

$$\vec{H} = -\text{grad} \vec{\varphi}$$

En prenant la divergence des deux membres de la relation nous obtenons :

$$\text{div} \vec{E} = -\Delta V = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{II-12})$$

$$\text{div} \vec{H} = -\Delta \varphi = \mu_0 J$$

ρ : Densité de charge

J : Densité de courant

ϵ_0 : Permittivité de vide

μ_0 : Perméabilité du vide

Comme il n'y a pas de charges dans les trois régions, sauf à l'interface $x=0$, nous avons :

$$\Delta_T V(x, y) = 0 \quad (\text{II-13})$$

$$\Delta_T \varphi(x, y) = 0$$

Δ_T : est la Laplacien transversal.

En restant dans l'approximation quasi-TEM, nous nous proposons pour chacun des deux potentiels scalaires électrique et magnétique une solution à variables séparées de la forme [3] [2] :

$$V(x, y) = V_1(x) \cdot V_2(y)$$

$$\varphi(x, y) = \varphi_1(x) \cdot \varphi_2(y)$$

L'existence de plans latéraux permet de considérer la structure comme périodique, de période p égale à la distance entre les deux murs, ce qui permet de choisir pour chacun des potentiels V et φ un développement en série de Fourier. Donc nous pouvons écrire pour chaque milieu :

$$\begin{aligned} V^{(i)}(x, y) &= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} V_n^{(i)} \cdot e^{jn\beta \cdot y} \\ \varphi^{(i)}(x, y) &= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \varphi_n^{(i)} \cdot e^{jn\beta \cdot y} \end{aligned} \quad (\text{II-14})$$

Où :

$$\beta = \frac{\pi}{p}$$

Où p est la période de la structure.

i : désigne le milieu (diélectrique (d), ferrite (f), ou air (a)).

En combinant l'équation (II-14) avec l'équation (II-13), nous obtenus les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[\frac{\partial^2 V_n^{(i)}}{\partial x^2} - (n\beta)^2 V_n^{(i)}(x) \right] \cdot e^{jn\beta \cdot y} &= 0 \\ \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[\frac{\partial^2 \varphi_n^{(i)}}{\partial x^2} - (n\beta)^2 \varphi_n^{(i)}(x) \right] \cdot e^{jn\beta \cdot y} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II-15})$$

Pour que l'équation (II-15) soit vérifiée quelque soit y appartenant à l'intervalle $[0, p]$, il faut que :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V_n^{(i)}}{\partial x^2} - (n\beta)^2 V_n^{(i)}(x) &= 0 \\ \frac{\partial^2 \varphi_n^{(i)}}{\partial x^2} - (n\beta)^2 \varphi_n^{(i)}(x) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II-16})$$

Celle-ci admet comme solution l'expression suivante :

$$\begin{aligned} V_n^{(i)}(x) &= V_n^{-(i)} \cdot e^{|n\beta|x} + V_n^{+(i)} \cdot e^{-|n\beta|x} \\ \varphi_n^{(i)}(x) &= \varphi_n^{-(i)} \cdot e^{|n\beta|x} + \varphi_n^{+(i)} \cdot e^{-|n\beta|x} \end{aligned} \quad (\text{II-17})$$

Les expressions des potentiels V et φ dans chaque milieu (i) s'écrivent :

$$\begin{aligned} V^{(i)}(x) &= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[V_n^{-(i)} \cdot e^{|n\beta|x} + V_n^{+(i)} \cdot e^{-|n\beta|x} \right] e^{jn\beta \cdot y} = 0 \\ \varphi^{(i)}(x) &= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[\varphi_n^{-(i)} \cdot e^{|n\beta|x} + \varphi_n^{+(i)} \cdot e^{-|n\beta|x} \right] e^{jn\beta \cdot y} = 0 \end{aligned} \quad (\text{II-18})$$

A partir des équations (II-11), nous pouvons déduire les expressions des composantes transversales des champs électrique et magnétique dans chaque milieu (i), comme suit :

$$\begin{aligned} \vec{E}_x^{(i)}(x, y) &= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[-V_n^{-(i)} \cdot e^{|n\beta|x} + V_n^{+(i)} \cdot e^{-|n\beta|x} \right] |n\beta| e^{jn\beta \cdot y} \\ \vec{E}_y^{(i)}(x, y) &= -j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[V_n^{-(i)} \cdot e^{|n\beta|x} + V_n^{+(i)} \cdot e^{-|n\beta|x} \right] |n\beta| e^{jn\beta \cdot y} \\ \vec{H}_x^{(i)}(x, y) &= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[-\varphi_n^{-(i)} \cdot e^{|n\beta|x} + \varphi_n^{+(i)} \cdot e^{-|n\beta|x} \right] |n\beta| e^{jn\beta \cdot y} \\ \vec{H}_y^{(i)}(x, y) &= -j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[\varphi_n^{-(i)} \cdot e^{|n\beta|x} + \varphi_n^{+(i)} \cdot e^{-|n\beta|x} \right] |n\beta| e^{jn\beta \cdot y} \end{aligned} \quad (\text{II-19})$$

II-4- Conditions de continuité :

Dans le traitement des ondes guidées, on se trouve souvent devant des situations où les propriétés physiques du milieu changent brusquement à travers une ou plusieurs interfaces. Le comportement des champs électromagnétiques en présence de telles discontinuités est gouverné par certaines conditions aux limites et conditions de continuité qui sont dérivées des équations de Maxwell, et qui doivent être satisfaites aux surfaces de discontinuités.

L'application des conditions de continuités ainsi que les conditions aux limites sur les différentes interfaces nous permet de déterminer facilement les conditions des champs [1] [7].

II-4-1- Cas électrostatique :

Nous supposons que les plans de masses sont des conducteurs parfaits, par conséquent, la composante tangentielle du champ \vec{E} s'annule sur ces plans, ce qui donne :

$$\begin{aligned} \vec{E}_y^{(a)}(d_3, y) &= 0 \\ \vec{E}_y^{(f)}(d_2, y) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II-20})$$

Au niveau de chaque interface, on a la continuité des composantes tangentielles du champ :

$$\begin{aligned}\bar{E}_y^{(d)}(-d_1, y) &= \bar{E}_y^{(f)}(d_1, y) \\ \bar{E}_y^{(a)}(0, y) &= \bar{E}_y^{(d)}(0, y)\end{aligned}\quad (\text{II-21})$$

A l'interface diélectrique ferrite, il n'y pas de charges d'où l'application du théorème de Gauss donne :

$$\varepsilon_d E_x^{(d)}(-d_1, y) - \varepsilon_f E_x^{(f)}(-d_1, y) = 0 \quad (\text{II-22})$$

Les relations (II-20), (II-21) et (II-22) permettent d'exprimer les constantes des champs électriques en fonction de $V_n^{-(f)}$, soit :

$$\begin{aligned}V_n^{+(f)} &= -V_n^{-(f)} . e^{-2d_2|n\beta|} \\ V_n^{+(d)} &= V_n^{-(f)} \frac{e^{-(d_2+d_1)|n\beta|}}{\varepsilon_d} (\varepsilon_d sh(|n\beta|h) - \varepsilon_f ch(|n\beta|h)) \\ V_n^{-(d)} &= V_n^{-(f)} \frac{e^{-h|n\beta|}}{\varepsilon_d} (\varepsilon_d sh(|n\beta|h) + \varepsilon_f ch(|n\beta|h)) \\ V_n^{+(a)} &= -2.V_n^{-(f)} \frac{e^{(2d_3-d_2)|n\beta|}}{\varepsilon_d} \left[\frac{\varepsilon_d C_1 + \varepsilon_f C_2}{1 - e^{2d_3|n\beta|}} \right] \\ V_n^{-(a)} &= 2.V_n^{-(f)} \frac{e^{(2d_2)|n\beta|}}{\varepsilon_d} \left[\frac{\varepsilon_d C_1 + \varepsilon_f C_2}{1 - e^{2d_3|n\beta|}} \right]\end{aligned}\quad (\text{II-23})$$

Tel que les constantes C_1 et C_2 :

$$\begin{aligned}C_1 &= sh(h|n\beta|)ch(d_1|n\beta|) \\ C_2 &= ch(h|n\beta|)sh(d_1|n\beta|)\end{aligned}$$

II-4-2- Condition aux limites à l'interface $x=0$:

Pour pouvoir appliquer la méthode des moindres carrées, nous devons écrire les conditions aux limites à l'interface du ruban métallique. Dans notre cas, nous appliquons les conditions aux limites à l'interface air diélectrique, soit :

$$\begin{aligned}\bar{E}_y^{(d)}(0, y) &= 0 \quad \text{sur le métal} \\ \varepsilon_0 E_x^{(a)}(0, y) - \varepsilon_d E_x^{(d)}(0, y) &= 0 \quad \text{sur l'isolant}\end{aligned}\quad (\text{II-24})$$

En tenant compte de l'équation, nous avons :

$$j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(e)} . K_n^{(e)} . e^{jn\beta y} = 0 \quad \text{sur le métal} \quad (\text{II-25})$$

$$j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(e)} . e^{jn\beta y} = 0 \quad \text{sur l'isolant}$$

Avec :

$$Y_n^{(e)} = 2|n\beta|V_n^{-(f)} \cdot e^{d_2|n\beta|} \left[\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_d th(d_3|n\beta|)} \cdot A_1 + A_2 \right]$$

$$K_n^{(e)} = \frac{\frac{n\beta}{|n\beta|} th(d_3|n\beta|) \cdot A_1}{\varepsilon_0 \cdot A_1 + \varepsilon_d th(d_3|n\beta|) \cdot A_2}$$

Tel que :

$$A_1 = \varepsilon_d sh(h|n\beta|)ch(d_1|n\beta|) + \varepsilon_f ch(h|n\beta|)sh(d_1|n\beta|)$$

$$A_2 = \varepsilon_d sh(h|n\beta|)sh(d_1|n\beta|) + \varepsilon_f ch(h|n\beta|)ch(d_1|n\beta|)$$

Sachant que les opérateurs de Heaviside δ_M et δ_I sont définis par les relations suivantes :

$$\delta_M = \begin{cases} 1 & \text{sur le métal} \\ 0 & \text{sur l'isolant} \end{cases}$$

$$\delta_I = 1 - \delta_M$$

En posant :

$$g_n^{(e)}(y) = \begin{cases} \delta_M K_n^{(e)} \cdot e^{jn\beta y} & \text{sur le métal} \\ \delta_I e^{jn\beta y} & \text{sur le l'isolant} \end{cases} \quad (\text{II-26})$$

Alors les conditions aux limites s'écrivent finalement :

$$\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(e)} \cdot g_n^{(e)}(y) = 0 \quad (\text{II-27})$$

Le problème consiste alors à résoudre cette équation par la méthode des moindres carrés.

II-4-3- Calcul de la densité de charge surfacique :

En appliquant le théorème de Gauss à l'interface $x = 0$, nous obtenons :

$$\varepsilon_d E_x^{(d)}(0, y) - \varepsilon_0 E_x^{(a)}(0, y) = \rho \quad (\text{II-28})$$

En comparant les expressions (II-24), (II-25) et (II-28) nous pouvons écrire la densité de charge surfacique sous la forme suivante :

$$\rho = - \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(e)} \cdot e^{jn\beta y} \quad (\text{II-29})$$

II-4-4- Cas magnétostatique :

D'une façon similaire à celle déjà faite pour le cas électrostatique, nous traitons le magnétostatique en tenant compte de l'anisotropie du ferrite ou les composantes transversales de l'induction magnétique sont exprimé en fonction des composantes du champ magnétique \vec{H} et du tenseur de perméabilité comme suit [2]:

$$\begin{pmatrix} \vec{B}_x^{(f)} \\ \vec{B}_y^{(f)} \end{pmatrix} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu & -jk \\ jk & \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{H}_x^{(f)} \\ \vec{H}_y^{(f)} \end{pmatrix}$$

Alors :

$$\begin{cases} \vec{B}_x^{(f)} = \mu_0 (\mu \vec{H}_x^{(f)} - jk \vec{H}_y^{(f)}) \\ \vec{B}_y^{(f)} = \mu_0 (jk \vec{H}_x^{(f)} + \mu \vec{H}_y^{(f)}) \end{cases} \quad (\text{II-30})$$

Au niveau des plans de masse, les composantes normales de l'induction magnétique \vec{B} sont nulle, ce qui nous donne :

$$\begin{cases} \vec{B}_x^{(f)}(-d_2, y) = 0 \\ \vec{B}_x^{(a)}(d_3, y) = 0 \end{cases} \quad (\text{II-31})$$

Au niveau de chaque interface, la composante normale de \vec{B} est continue, ce qui donne :

$$\begin{aligned} \vec{B}_x^{(a)}(0, y) &= \vec{B}_x^{(d)}(0, y) \\ \vec{B}_x^{(d)}(-d_1, y) &= \vec{B}_x^{(f)}(-d_1, y) \end{aligned} \quad (\text{II-32})$$

D'autre part, on a la continuité de la composante tangentielle de \vec{H} , à l'interface diélectrique-ferrite :

$$\vec{H}_y^{(d)}(-d_1, y) = \vec{H}_y^{(f)}(-d_1, y) \quad (\text{II-33})$$

Les relations (II-31), (II-32) et (II-33) permettent d'exprimer les constantes des champs magnétiques en fonction de $\varphi_n^{-(f)}$ soit :

$$\begin{aligned} \varphi_n^{+(f)} &= \varphi_n^{-(f)} \cdot \frac{e^{-2d_2|n\beta|} (Kn\beta + \mu|n\beta|)}{(\mu|n\beta| - Kn\beta)} \\ \varphi_n^{-(d)} &= \varphi_n^{-(f)} \cdot \frac{e^{-h|n\beta|}}{N_1} \left[N_2 sh(|n\beta|h) + \mu\mu_0|n\beta|^2 ch(|n\beta|h) \right] \\ \varphi_n^{+(d)} &= \varphi_n^{-(f)} \cdot \frac{e^{-(d_1+d_2)|n\beta|}}{N_1} \left[N_2 sh(|n\beta|h) + \mu\mu_0|n\beta|^2 ch(|n\beta|h) \right] \\ \varphi_n^{+(a)} &= 2\varphi_n^{-(f)} \cdot \frac{N_3 \cdot e^{(2d_3-d_2)|n\beta|}}{N_1 \cdot (1 - e^{2|n\beta|d_3})} \left[\mu_0 \mu |n\beta|^2 th(|n\beta|d_1) + N_4 th(|n\beta|h) \right] \end{aligned} \quad (\text{II-34})$$

Avec :

$$\begin{aligned}
 N_1 &= \mu_0 |n\beta| \cdot (\mu |n\beta| - Kn\beta) \\
 N_2 &= (\mu n\beta)^2 - (Kn\beta)^2 - \mu_0 Kn\beta |n\beta| \\
 N_3 &= ch(|n\beta|h) \cdot ch(|n\beta|d_1) \\
 N_4 &= (\mu |n\beta|)^2 - (Kn\beta)^2 - K\mu_0 n\beta |n\beta| th(|n\beta|d_1)
 \end{aligned}$$

II-4-4-1- Conditions aux limites à l'interface $x = 0$:

A l'interface air diélectrique, les conditions aux limites s'écrivent comme suit ;

$$\begin{cases} \vec{B}_x^{(d)}(0, y) = 0 & \text{sur le métal} \\ \vec{H}_y^{(a)}(0, y) - \vec{H}_y^{(d)}(0, y) = 0 & \text{sur l'isolant} \end{cases} \quad (\text{II-35})$$

En tenant compte de, nous avons :

$$\begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(h)} \cdot K_n^{(e)} \cdot e^{jn\beta y} & \text{sur le métal} \\ -j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(h)} \cdot e^{jn\beta y} & \text{sur l'isolant} \end{cases} \quad (\text{II-36})$$

Avec :

$$\begin{aligned}
 Y_n^{(h)} &= 2\varphi_n^{-(f)} \frac{n\beta \cdot ch(|n\beta|h) \cdot ch(|n\beta|d_1)}{\mu_0 |n\beta| \cdot (\mu |n\beta| - Kn\beta) th(|n\beta|d_3)} [th(|n\beta|d_1) + th(|n\beta|d_3)] [G_1 + G_2 th(|n\beta|h)] \\
 K_n^{(h)} &= \frac{S_n \cdot th(|n\beta|d_3)}{th(|n\beta|d_1) + th(|n\beta|d_3)} \times \frac{X_1 + th(|n\beta|h) \cdot X_2}{G_1 + th(|n\beta|h) \cdot G_2}
 \end{aligned}$$

Avec :

$$\begin{aligned}
 X_1 &= \mu\mu_0 (n\beta)^2 th(|n\beta|d_1) \\
 X_2 &= (\mu |n\beta|)^2 - (Kn\beta)^2 - \mu_0 Kn\beta \cdot |n\beta| \cdot th(|n\beta|th(|n\beta|d_1)) \\
 G_1 &= \mu\mu_0 (n\beta)^2 \\
 G_2 &= \frac{\mu(n\beta)^2 - (Kn\beta)^2}{th(|n\beta|(d_1 + d_3))} - \mu_0 Kn\beta |n\beta| \\
 S_n &= \frac{|n\beta|}{n\beta}
 \end{aligned}$$

En posant :

$$g_n^{(h)}(y) = \begin{cases} \delta_M \cdot K_n^{(h)} \cdot e^{jn\beta y} & \text{sur le métal} \\ -j \cdot \delta_I \cdot e^{jn\beta y} & \text{sur l'isolant} \end{cases} \quad (\text{II-37})$$

Tel que : δ_M et δ_I sont les opérateurs de Heaviside définis comme suit :

$$\delta_M = \begin{cases} 1 & \text{sur le métal} \\ 0 & \text{sur l'isolant} \end{cases}$$

$$\delta_I = 1 - \delta_M$$

Alors les conditions aux limites s'écrivent finalement :

$$\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(h)} \cdot g_n^{(h)}(y) = 0 \quad (\text{II-38})$$

Le problème consiste alors à résoudre cette équation par la méthode des moindres carrés.

II-4-4-2- Calcul de la densité de courant :

A l'interface $x = 0$, nous avons :

$$\vec{H}_y^{(a)}(0, y) - \vec{H}_y^{(d)}(0, y) = j \quad (\text{II-39})$$

En comparant les expressions (II-35), (II-36) et (II-39) nous pouvons écrire la densité de courant surfacique sous la forme suivante :

$$J = -j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(h)} \cdot e^{jn\beta \cdot y} \quad (\text{II-40})$$

II-5- Application de la méthode des moindres carrés :

Dans les différentes applications de la méthode des moindres carrés, aux problèmes de propagation ; nous supposons que dans un domaine D, qui sera souvent une interface entre deux milieux, nous pouvons décomposer le champ électromagnétique selon une base discrète ϕ_n . Les équations de Maxwell, combinées avec les conditions aux limites sur D peuvent s'exprimer en chaque point M_i de D sous forme d'équations linéaires de la forme [1]:

$$\sum_n g_n(y_i) \cdot y_n \quad (\text{II-41})$$

Tel que y_i est la variable de position du point M_i sons au nombre N infini. Il y a donc une infinité d'équations en y_n . Dans la pratique, on cherche une solution approchée par décomposition des champs sur un nombre fini n_0 de vecteurs $g_n(y_i)$. Du fait de la troncature, les équations ne peuvent pas être vérifiées simultanément. Ainsi, on pose que la meilleure solution est celle qui minimisera la somme des carrés des résidus, soit :

$$f(y_1, y_2, \dots, y_m) = \sum_{i=1}^N (p_i \left| \sum_m g_{mi}(y_i) y_m \right|^2) \quad (\text{II-42})$$

Les nombres p_i sont positifs et appelés poids.

II-5-1-Les fonctions de poids :

La méthode de moindres carrés modifiée est une nouvelle variante de la méthode des moindres carrés qui tient compte de la singularité des champs électromagnétiques au bord du métal-diélectrique du à l'existence du phénomène de Gibbs. La différence que porte cette nouvelle variante par rapport à la méthode de moindres carrés classique est l'utilisation des fonctions de poids systématiques pour pouvoir éliminer ces oscillations et permettre d'obtenir des résultats numériques plus précis qui converge plus rapidement. Nous utilisons deux fonctions de poids P_{1y} et P_{2y} , et les conditions aux limites deviendront [1], [7]:

$$\begin{cases} P_{1y} g_m(y) & \text{sur le métal} \\ P_{2y} g_m(y) & \text{sur l'isolant} \end{cases} \quad (\text{II-43})$$

Pour le cas quasi-TEM, P_{1y} et P_{2y} sont définies par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} P_{1y} &= \begin{cases} 1 & \text{si } y_o + \Delta y < y < y_1 - \Delta y \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \\ P_{2y} &= \begin{cases} 0 & \text{si } y_o - \Delta y < y < y_1 + \Delta y \\ 1 & \text{ailleurs} \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{II-44})$$

Δy Est le rapport b/N , déterminé par la distance entre les parois latérales et le nombre d'harmoniques pris dans la direction ou les composantes du champ présentent des singularités [7].

Le calcul sera d'autant plus précis que l'ordre de la troncature N est grand. A la limite somme discrète sur i s'écrit sous forme intégrale, et la fonction à minimiser est donnée par :

$$\begin{aligned} f(y_1, y_2, \dots, y_m) &= \int_0^p p(y) \left| \sum_m g_m(y_i) y_m \right|^2 dy \\ f(y_1, y_2, \dots, y_m) &= \sum_{m,n} \left[\int_0^p p(y) g_m^*(y) g_n(y) dy \right] y_m^* y_n \end{aligned} \quad (\text{II-45})$$

On pose :

$$A_{mn} = \int_0^p p(y) g_m^*(y) g_n(y) dy \quad (\text{II-46})$$

On peut montrer aisément que ce minimum vérifie la relation suivante :

$$\sum_m A_{mn} \cdot y_n = \lambda_{\min} \cdot y_m \quad (\text{II-47})$$

Parmi les valeurs propres possibles, nous considérons la plus petite valeur propre. La matrice A_{mn} est en général hermitienne.

Dans notre étude, nous formulons ma matrice des moindres carrés à partir de l'équation pour l'électrostatique, et de l'équation pour la magnétostatique. Ce qui concerne la fonction de poids $p(y)$, nous utilisons deux fonctions P_{1y} et P_{2y} définies sur le métal et sur l'isolant, respectivement.

En développant le produit scalaire, nous aboutissons à [1,2]:

$$A_{mn} = K_m K_n I_{cond} + I_{diél} \quad (\text{II-48})$$

Avec :

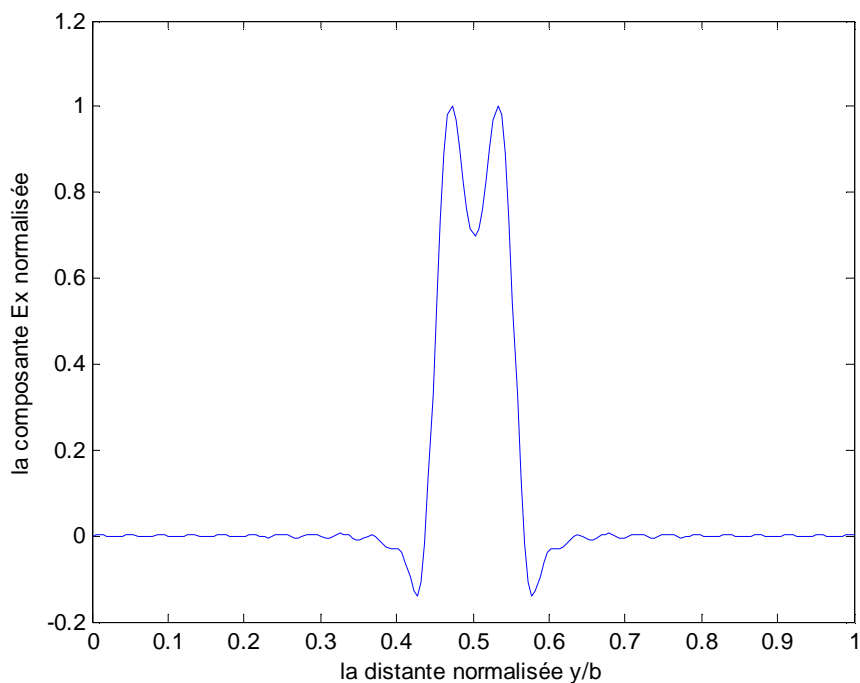
$$K_m = \begin{cases} K_m^e & \text{cas électrostatique} \\ K_m^h & \text{cas magnétostatique} \end{cases}$$

$$I_{cond} = \int_{\text{métal}} p_{1y} \cdot e^{j(n-m)\beta y} dy \quad (\text{II-49})$$

$$I_{diél} = \int_{\text{diélectrique}} p_{2y} \cdot e^{j(n-m)\beta y} dy$$

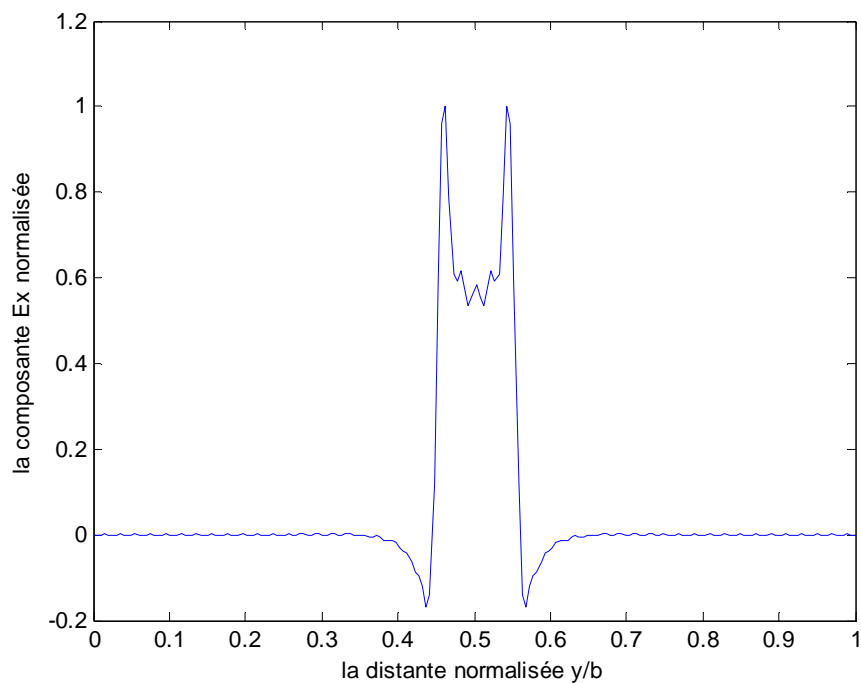
Une fois la valeur propre minimale et le vecteur propre correspondant sont déterminés, nous pouvons calculer le potentiel électrique et le potentiel magnétique ainsi que les composantes des champs électrique et magnétique. La densité de charge et la densité de courant sont déterminées à partir des relations. Considérons la ligne microruban avec substrat composite diélectrique ferrite, ayant les caractéristiques suivantes :

- Diélectrique (Aluminium) qui à une permittivité relative égale 9.9
- Ferrite (A230) : caractérisé par permittivité relative égale 16.6
- Les dimensions de la ligne $d_1=0.254$, $d_2=1.404$, $d_3=10.d_2$, $w=0.9\text{mm}$.
- Sur les figures (II-2) jusqu'un (II-7), nous avons représentons les distributions de la densité de charge et les distributions de la composante du champ électrique E_x , pour $N_{max}=50, 100, 200$.



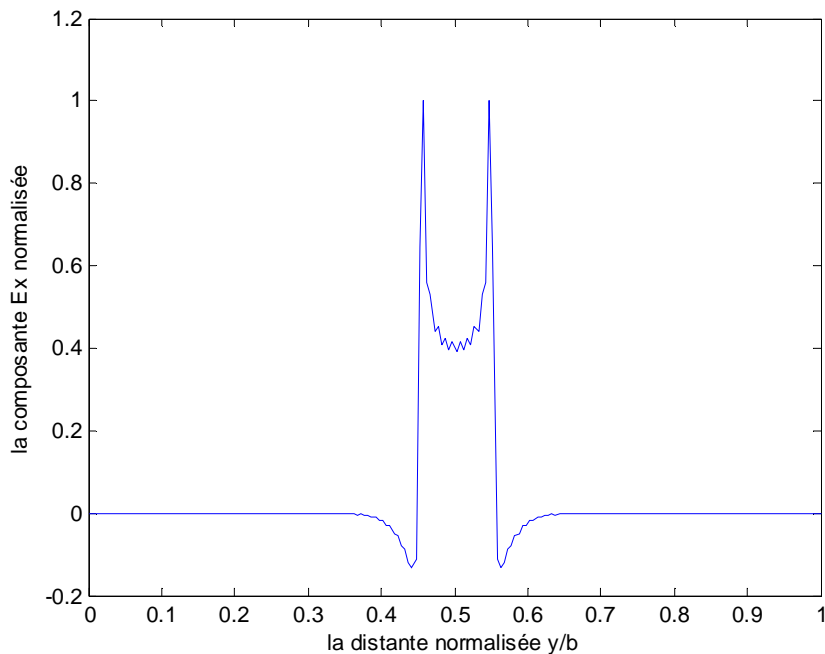
$$d_1=0.254, d_2=1.404, d_3=10.d_2, w=0.9, \epsilon_r=3.$$

Figure (II-2) la distribution de la composante du champ électrique E_x normalisée par l'application de LSBRM modifiée avec $N=50$.



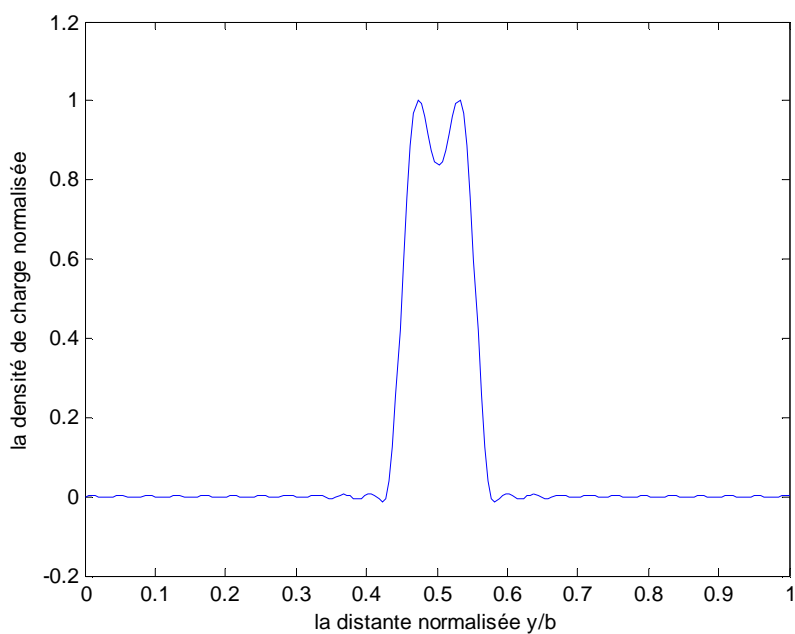
$$d_1=0.254, d_2=1.404, d_3=10.d_2, w=0.9, \epsilon_r=3.$$

Figure (II-3) la distribution de la composante du champ électrique E_x normalisée par l'application de LSBRM modifiée avec $N=100$.



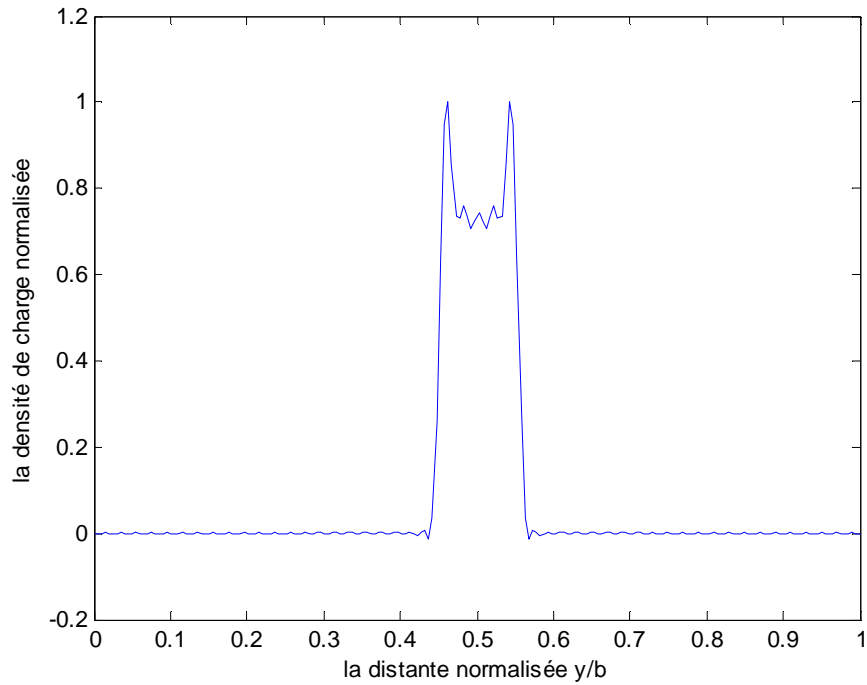
$$d_1=0.254, d_2=1.404, d_3=10.d_2, w=0.9, \epsilon_r=3.$$

Figure (II-4) la distribution de la composante du champ électrique E_x normalisée par l'application de LSBRM modifiée avec $N=200$.



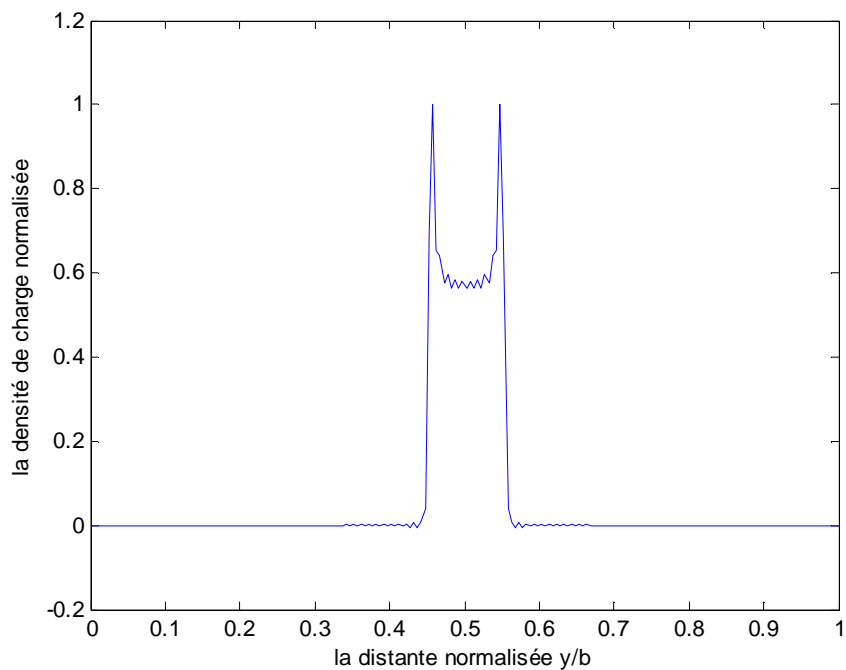
$$b=10w, d_1=0.4w, h=0.2w, d_2=0.6w, \epsilon_r=3.$$

Figure (II-5) la variation de la densité de charge normalisée par l'application de LSBRM modifiée avec $N=50$



$$b=10w, d_1=0.4w, h=0.2w, d_2=0.6w, \epsilon_r=3.$$

Figure (II-6) la variation de la densité de charge normalisée par l'application de LSBRM modifiée avec $N=100$



$$b=10w, d_1=0.4w, h=0.2w, d_2=0.6w, \epsilon_r=3.$$

Figure (II-7) la variation de la densité de charge normalisée par l'application de LSBRM modifiée avec $N=200$

II-6- détermination des paramètres de la ligne microruban :

En quasi-TEM, une ligne est caractérisée par son impédance Z_c et sa constante de propagation β . Celles-ci sont obtenues à partir des relations suivantes [2] :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (\text{II-50})$$

$$\beta = \frac{2\pi f}{v} \quad (\text{II-51})$$

L , C sont respectivement, la self inductance et la capacité de la ligne.

v est la vitesse de phase, elle s'obtient à partir de relation suivante [4]:

$$v = \frac{v}{\sqrt{\epsilon_{eff} \mu_{eff}}} \quad (\text{II-52})$$

Ou v est la vitesse de la lumière dans le vide.

Ainsi ϵ_{eff} et μ_{eff} s'obtiennent à partir des relations suivantes :

$$\epsilon_{eff} = \frac{C}{C_0} \quad \text{Et} \quad \mu_{eff} = \frac{L}{L_0} \quad (\text{II-53})$$

L_0 et C_0 sont respectivement, la capacité et la self inductance de la ligne ne contenant que de l'air.

En remplaçant les relations dans, nous obtenons :

$$Z_c = \frac{\sqrt{\epsilon_{eff} \mu_{eff}}}{v.C} \quad (\text{II-54})$$

$$\beta = 2\pi f \frac{\sqrt{\epsilon_{eff} \mu_{eff}}}{v} \quad (\text{II-55})$$

II-6-1- Calcul de la capacité

Pour calculer la capacité linéique de la structure, nous utilisons la relation suivante :

$$C = \frac{Q}{V} \quad (\text{II-56})$$

Ou Q : est la charge total sur le ruban, elle est obtenue en intégrant la densité de charge sur le ruban, ce qui s'écrit :

$$Q = \int_{\text{ruban}} \rho(y) dy \quad (\text{II-57})$$

D'où

$$Q = - \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(e)} \int_{\text{ruban}} e^{in\beta y} dy \quad (\text{II-58})$$

V : est le potentiel moyen sur le ruban. Il est lié à la densité de charge par la relation suivante [2]:

$$V = \frac{1}{Q_{\text{ruban}}} \int \rho(0, y) V(0, y) dy \quad (\text{II-59})$$

Où $V(0, y)$ est déduit de l'équation en prenant $x=0$

Le potentiel prendra donc la forme suivante :

$$V = -\frac{1}{Q_{m,n}} \sum \frac{Y_m^{(e)} \cdot Y_n^{(e)} \cdot K_n^{(e)}}{n\beta} \int_{\text{ruban}} e^{jn\beta y} dy \quad (\text{II-60})$$

II-6-2-Calcul de la self inductance :

Pour calculer l'inductance linéique, nous utilisons la relation :

$$L = \frac{\phi}{I} \quad (\text{II-61})$$

I : est le courant total de conduction, il est obtenu en intégrant la densité de courant $j(y)$ sur le ruban, ce qui s'écrit :

$$I = \int_{\text{ruban}} j(y) dy = -j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(h)} \int_{\text{ruban}} e^{jn\beta y} dy \quad (\text{II-62})$$

ϕ : est le flux moyen de B à travers le plan (x, y) , entre le ruban et les plans latéraux, il est lié à la densité de courant par l'équation suivante :

$$\phi = \frac{\mu_0}{I} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} j(y) \left[\int_y^{\frac{p}{2}} \vec{H}_x^{(a)}(0, y) dy \right] dy \quad (\text{II-63})$$

Où : $\vec{H}_x^{(a)}(0, y)$ est déduit de l'équation (II-19) en prenant $x=0$, donc le flux prendra la formule suivante :

$$\phi = \frac{\mu_0}{I} \sum_{m,n} \frac{Y_m^{(h)} \cdot Y_n^{(h)} \cdot K_n^{(h)}}{n\beta} \left[\int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} e^{jn\beta y} \left(\int_y^{\frac{p}{2}} e^{jn\beta y} dy \right) dy \right] \quad (\text{II-64})$$

II-7-Résultat numérique

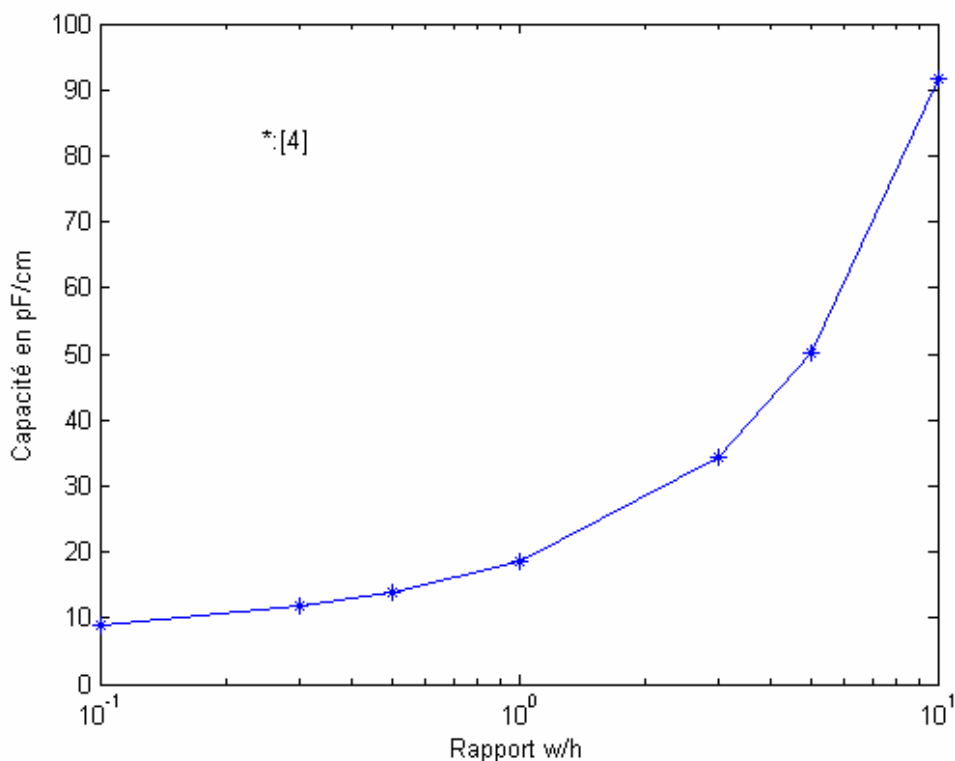
II-7-1-Introduction

En considérons la structure étudiée dans figure (II-1) et afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux de [4], nous prendrons la distance d_3 dix fois plus grande que la distance d_2 et la distance p sera prise à 50 fois la largeur w du ruban métallique. Dans ce qui suit, nous allons étudier trois lignes microruban en utilisant des substrats différents.

II-7-2-Ligne microruban sur substrat diélectrique :

La première structure analysée est une ligne microruban sur substrat d'alumine ayant une permittivité relative égale 9.9, pour laquelle nous avons calculé la capacité linéique et l'impédance caractéristique en fonction du rapport $\frac{w}{d_1}$.

Les courbes représentatives de la variation de la capacité linéique et de l'impédance caractéristique en fonction de la largeur relative du ruban métallique, sont représentées sur les figures (II-8) ,(II-9) respectivement.



$$\varepsilon_r = 9.9, \quad d_1 = 1.4mm \quad d_2 = d_1, \quad d_3 = 10.d_1$$

Figure (II-8) : variation de la capacité de la ligne microruban sur substrat d'alumine en fonction de la largeur relative du ruban métallique.

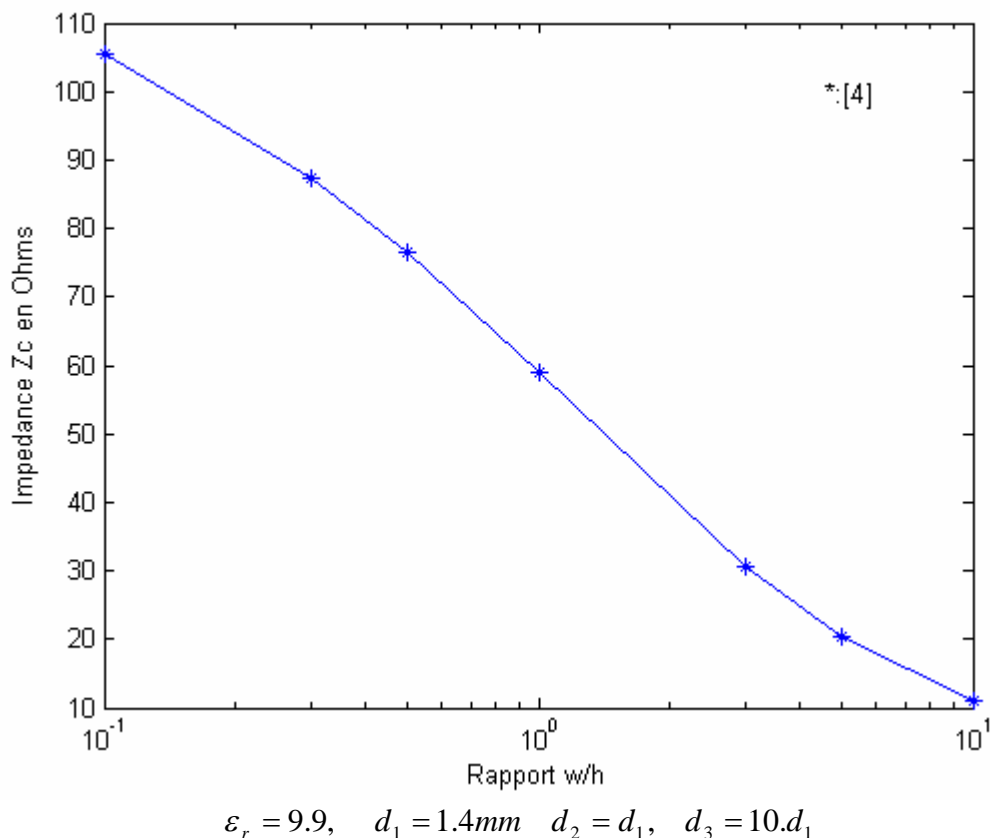


Figure (II-9) : variation de l'impédance caractéristique de la ligne microruban sur substrat d'alumine en fonction de la largeur relative du ruban métallique.

Ces deux figures montrent qu'il y a un bon accord entre nos résultats et ceux de [4]

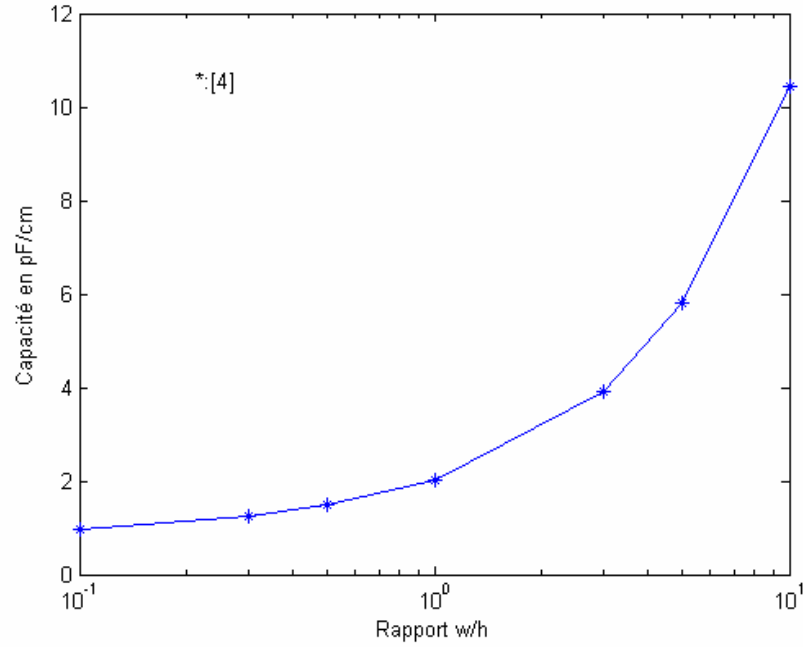
II-7-3-Ligne microruban sur substrat ferrite :

La deuxième structure analysée est une ligne microruban sur substrat ferrite, pour laquelle nous avons caractérisé la ferrite par une perméabilité scalaire μ_{eff} calculée par la formule (II-53).

La ferrite utilisée est le MF3000. Il a les caractéristique suivante $\varepsilon_r = 12.9$, $4\pi M_s = 2900$, et $4\pi M_{max} = 2000$.

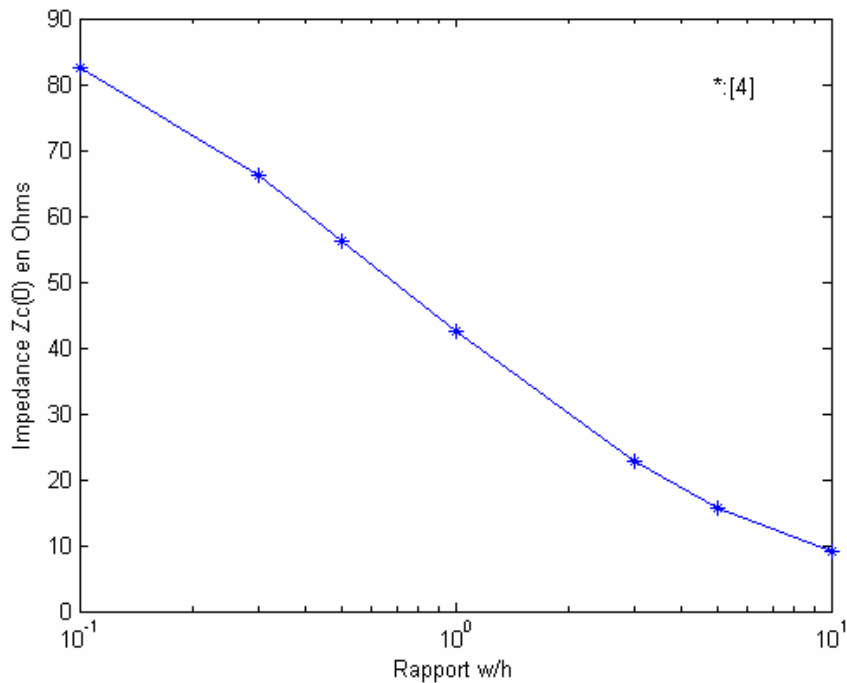
Pour cette structure nous calculons la capacité linéique de la ligne ainsi que l'impédance caractéristique et la constante de propagation dans les deux cas : pour l'aimantation nulle $4\pi M = 0$, et pour l'aimantation maximale $4\pi M = 4\pi M_{max}$.

Les résultats obtenus sont représentés sur les figures de (II-10) à (II-14).



$$\varepsilon_f = 12.9, \quad d_1 = 0 \quad d_2 = 1.4\text{mm}, \quad d_3 = 10.d_1$$

Figure (II-10) : variation de la capacité de la ligne microruban sur substrat ferrite en fonction de la largeur relative du ruban métallique.



$$\varepsilon_f = 12.9, \quad d_1 = 0 \quad d_2 = 1.4\text{mm}, \quad d_3 = 10.d_1$$

Figure (II-11) : variation de l'impédance caractéristique $Z_c(0)$ de la ligne microruban sur substrat ferrite en fonction de la largeur relative du ruban métallique.

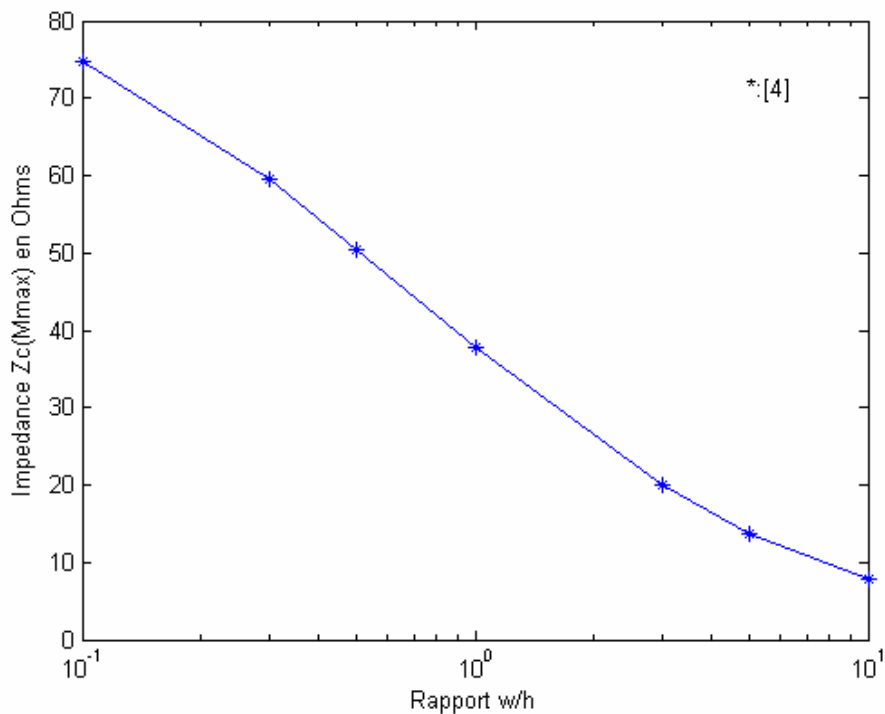


Figure (II-12) : variation de l'impédance caractéristique $Z_c(M_{max})$ de la ligne microruban sur substrat ferrite en fonction de la largeur relative du ruban métallique

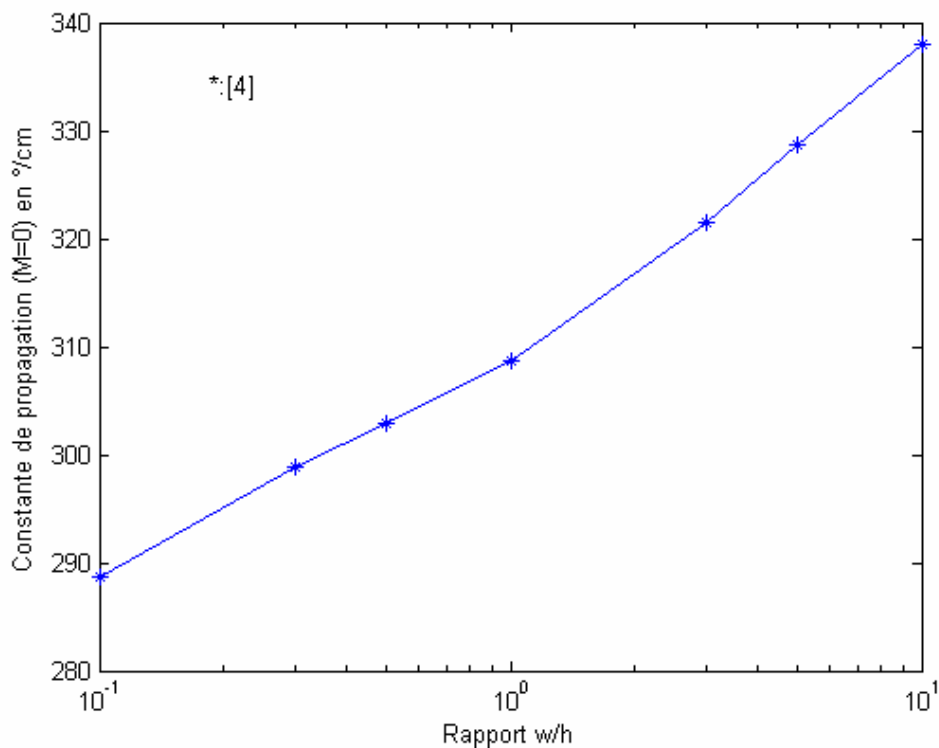


Figure (II-13) : variation de la constante de propagation $\beta(0)$ de la ligne microruban sur substrat ferrite en fonction de la largeur relative du ruban métallique

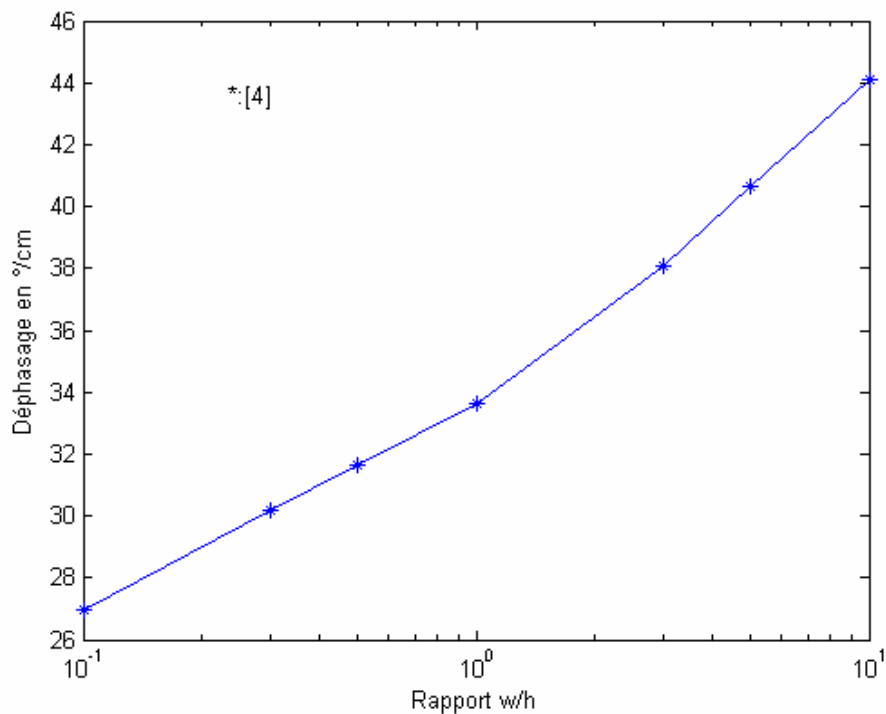


Figure (II-14) : variation de du déphasage de la ligne microruban sur substrat ferrite en fonction de la largeur relative du ruban métallique

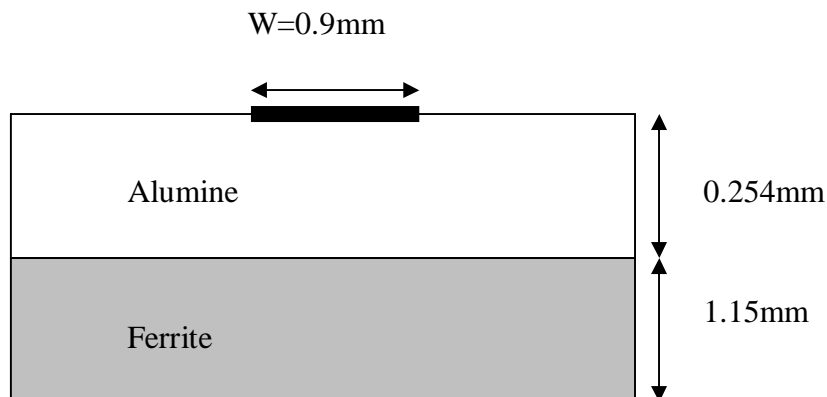
D'après les figures précédentes, nous constatons que les résultats obtenus pour les différents paramètres de la ligne, sont en bon accord avec ceux de [4], avec un écart qui ne dépasse pas 1%, sauf pour le déphasage où l'erreur est comprise entre 0.7 et 2.4%.

Donc, la méthode des moindres carrée est ainsi validée pour des structures microruban contenant des milieux isotropes. Elle a été comparée avec succès avec la méthode variationnelle dans le domaine de Fourier.

II-7-4-Ligne microruban sur substrat diélectrique-ferrite :

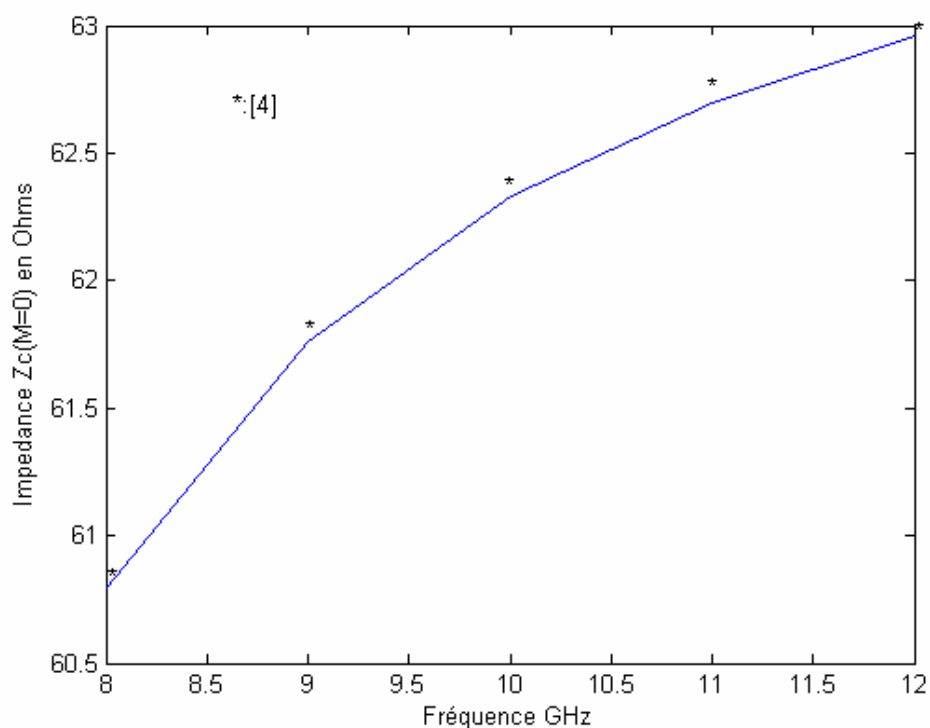
Nous allons passer, dans cette partie, à l'analyse d'une ligne microruban sur substrat composite diélectrique-ferrite, en tenant compte de l'anisotropie du milieu ferrite.

La structure à étudier est la suivante :



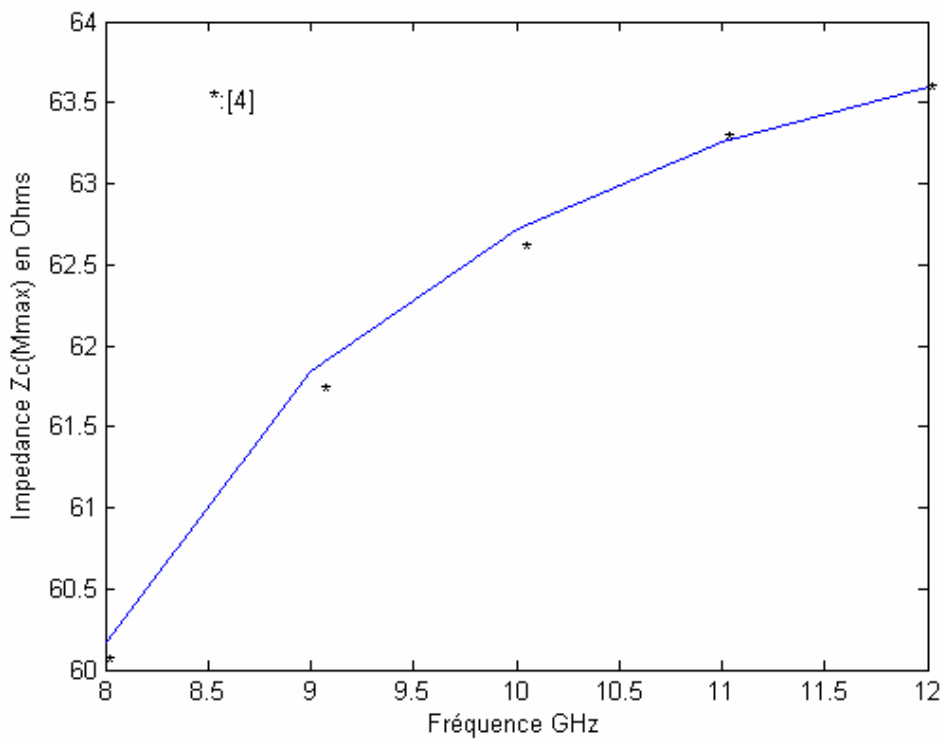
Le ferrite A230 est un spinelle caractérisé par :

Pour cette structure nous avons tracé les courbes comparatives, des impédances caractéristiques à l'état désaimanté et à l'état d'aimantation maximale, ainsi que les courbes comparatives de la constante de propagation à l'état désaimanté et le déphasage. Les courbes sont représentées sur les figures (II-15) à (II-18).



$$\varepsilon_f = 12.9, \quad d_1 = 0.254\text{mm} \quad d_2 = 1.4\text{mm}, \quad d_3 = 10.d_2, \quad p = 50.w, \quad \varepsilon_d = 9.9$$

Figure (II-15) : variation de l'impédance caractéristique dans le cas du ferrite désaimanté, en fonction de la fréquence



$$\varepsilon_f = 12.9, \quad d_1 = 0.254mm \quad d_2 = 1.4mm, \quad d_3 = 10.d_2, \quad p = 50.w, \quad \varepsilon_d = 9.9$$

Figure (II-16) : variation de l'impédance caractéristique dans le cas du ferrite aimanté, en fonction de la fréquence

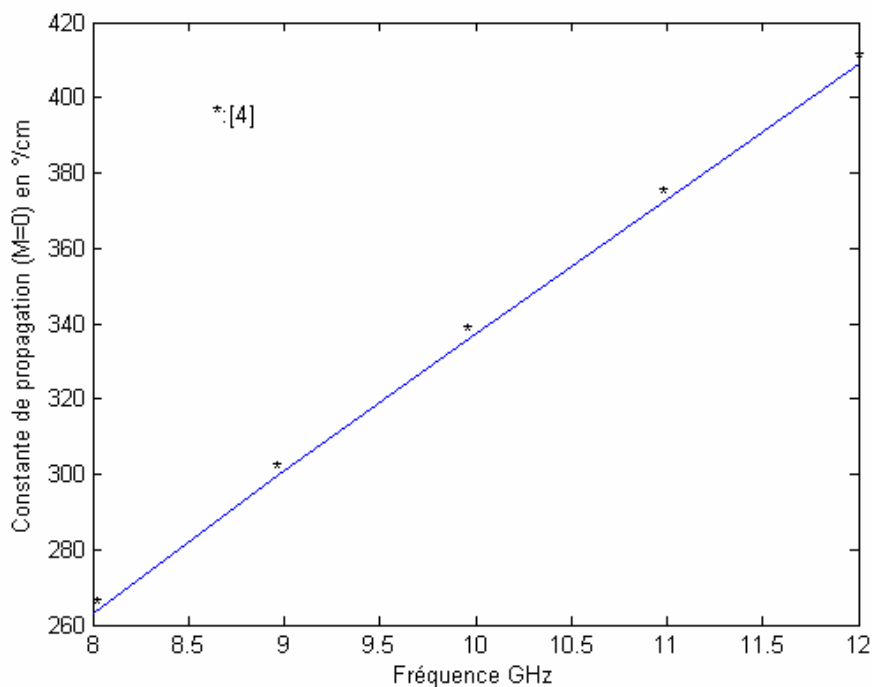
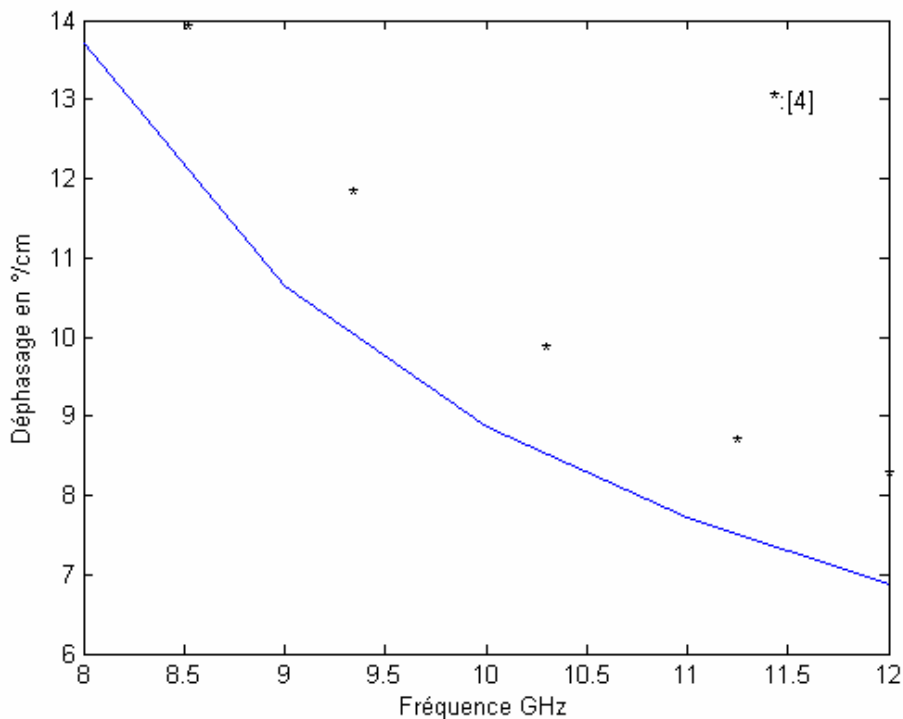


Figure (II-17) : variation de la constante de propagation dans le cas du ferrite désaimanté, en fonction de la fréquence



$$\varepsilon_f = 12.9, \quad d_1 = 0.254\text{mm} \quad d_2 = 1.4\text{mm}, \quad d_3 = 10.d_2, \quad p = 50.w, \quad \varepsilon_d = 9.9$$

Figure (II-18) : variation du déphasage en fonction de la fréquence

En analysant les courbes précédentes, nous constatons que les résultats obtenus par application de la méthode des moindres carrés, sont en bon accord avec ceux de [4] pour les impédances caractéristiques dans les deux cas d'aimantation et la constante de propagation dans le cas du ferrite isotrope, mais qu'ils s'écartent pour le déphasage.

D'après les figures (II-15) et (II-16), et en augmentant la fréquence, nous remarquons que les erreurs commises dans le calcul des impédances caractéristiques, croissent à l'état désaimanté et décroissent à l'état aimanté, mais elles ne dépassent pas 0.87% dans les deux cas.

Nous remarquons de la figure (II-17), que les deux courbes représentant nos résultats et ceux de [4] sont presque confondus d'où les erreurs commises sur les valeurs de la constante de propagation ne dépassent pas 0.46%.

II-7-5-Conclusion

Dans cette étude, nous avons utilisé la méthode des moindres carrés pour l'analyse en mode quasi-TEM de structures en ligne micro ruban avec un substrat composite ferrite-diélectrique par application de la méthode des moindres carrés modifiée.

Cette étude, basée sur une formulation théorique générale et rigoureuse qui tient compte de l'anisotropie du substrat utilisé (perméabilité tensorielle), nous a permis de déterminer des différents paramètres caractéristiques de la structure étudiée tels que l'impédance caractéristique, la constante de propagation, la permittivité effective, etc....

Notre étude a été validée en considérant dans un premier temps le cas de la ligne microruban conventionnelle en milieu isotrope (structure ouverte avec substrat diélectrique).

Les différents résultats obtenus sont comparés à ceux donné dans la littérature par l'utilisation d'une méthode variationnelle dans le domaine de Fourier sont satisfaisants. Cette étude, a permis également de montrer les limites de l'utilisation de μ_{eff} qui donne des erreurs importantes pour le calcul du déphasage.

En perspective de cette étude des résultats de la simulation peuvent être exploités pour la conception d'un déphaseur en technologie microbande fonctionnant centimétriques.

CHAPITRE III

Applications micro-ondes

III-1- Introduction:

Dans le cadre de l'évolution incessante des systèmes de télécommunications, le développement des dispositifs micro-ondes passifs joue un rôle important. En effet, un grand nombre de ces éléments est utilisé pour assurer des fonctions de réception, d'élaboration ou de transmission des signaux dans des domaines allant de la téléphonie mobile aux systèmes embarqués dans des satellites. Cependant, ces composants sont en général encombrants et à l'origine de pertes d'énergie importantes. Pour ces raisons, les concepteurs cherchent depuis quelques années à réduire l'encombrement des dispositifs passifs et, augmenter la fiabilité, en faisant appel à la technologie planaire.

Parmi les composants et dispositifs réalisés, nous pouvons citer les condensateurs, les isolateurs, les circulateurs, les antennes, les résonateurs et les filtres hyperfréquences [5].

Les ferrites sont employées dans divers domaines et plus particulièrement en électromagnétisme, pour leurs deux propriétés importantes : la perméabilité magnétique élevée ainsi que la valeur importante de la résistance électrique, qui limite la quantité d'écoulement du courant dans la ferrite. Cette dernière propriété diffère de manière significative de celles de certains métaux, tels que le fer, qui certes possède des propriétés ferromagnétiques semblables à la ferrite, mais il est d'une conduction plus élevée.

Par ailleurs les propriétés d'anisotropie des ferrites magnétisées sont aussi employées dans la conception des dispositifs micro-ondes.

III-2- Les circulateurs :

III-2-1- Principe de fonctionnement :

Les dispositifs à ferrite (isolateurs, circulateurs, déphaseurs...) ont connu un essor considérable durant ces dix dernières années. Les circulateurs en Y sont employés en micro-ondes à cause de leur simplicité, de leur faible encombrement et de leur prix de revient modéré. Dans cette partie nous allons détailler le principe de fonctionnement des circulateurs en Y à trois voies, puis nous allons décrire rapidement le phénomène qui est à l'origine de la fonction circulation.

Un circulateur en Y est constitué de trois voies orientées à 120° les unes des autres autour d'un corps central où se trouvent les éléments qui lui confèrent sa non-réciprocité. Ces éléments sont principalement la ferrite (sous la forme d'un disque plat ou d'un prisme triangulaire par exemple) et des plaquettes résistives Figure (III-1).

Un champ magnétique continu H_0 est appliqué perpendiculairement à la ferrite. La principale propriété d'un tel circulateur est qu'une onde entrant par la voie (1) ressort par la voie (2), qu'une onde entrant par la voie (2) ressort par la voie (3) et une autre entrant en (3) ressort en (1), toute autre circulation étant impossible. En raison des propriétés de non-réciprocité, les coefficients de la matrice diffraction (S) qui lie Les ondes entrantes a_1 , a_2 et a_3 et les ondes sortantes b_1 , b_2 et b_3 par la relation matricielle :

$$[b_i] = [S] [a_i]$$

Sont :

$$(S) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

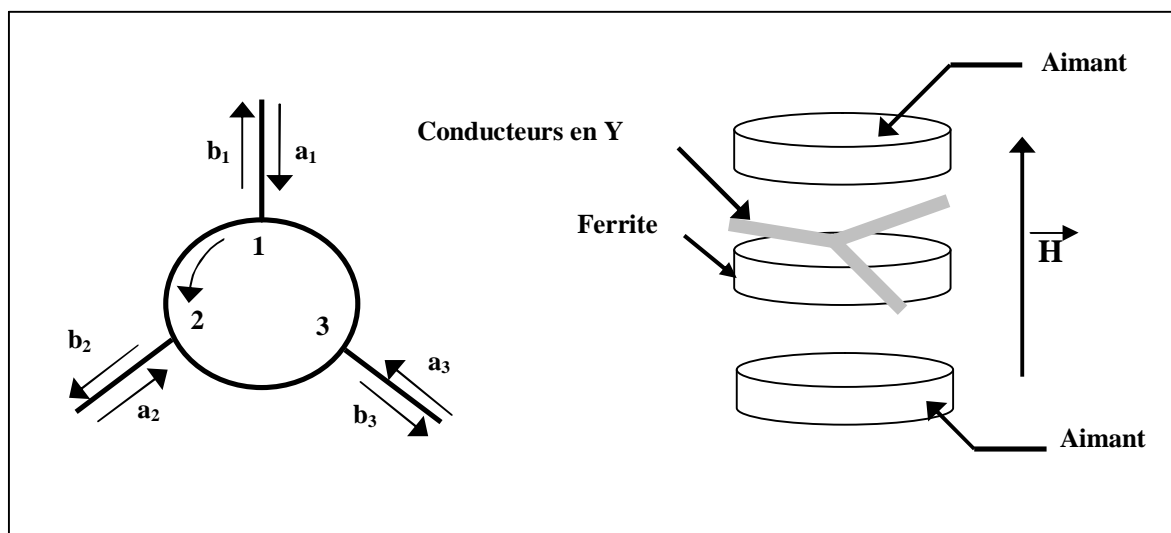


Figure III-1: Schéma de principe d'un circulateur à trois voies

III-2-2- Utilisation des circulateurs :

Grâce à leurs propriétés, ils peuvent être utilisés dans tous les dispositifs où une onde réfléchie intervient. Ainsi, ils peuvent servir pour découpler un générateur d'une charge, c'est-à-dire pour diriger une onde réfléchie vers une charge adaptée. Ils peuvent aussi séparer une onde incidente d'une onde réfléchie : c'est le cas dans les analyseurs de réseau vectoriels où ils permettent l'analyse de l'onde réfléchie [5].

III-2-3- Intégration des circulateurs :

Des études actuelles, ont pour but de reproduire le fonctionnement des circulateurs macroscopiques à une échelle intégrée. La voie à l'étude est celle d'un champ magnétique créé par le ferrite lui-même : on a alors un ferrite dur « auto polarisant ».

Une deuxième approche, est possible : dans le cas d'un ferrite doux, il est nécessaire d'adjoindre une couche magnétique orientée permettant la non réciprocity. La figure (III.2) montre le montage envisagé dans le cas d'une ferrite doux. Une deuxième couche d'aimant peut éventuellement être déposée sur la partie supérieure du circulateur afin de renforcer le

champ statique Appliqué dans la ferrite douce. Les problèmes de champ démagnétisant ne seront, dans ce cas pas négligeable [5].

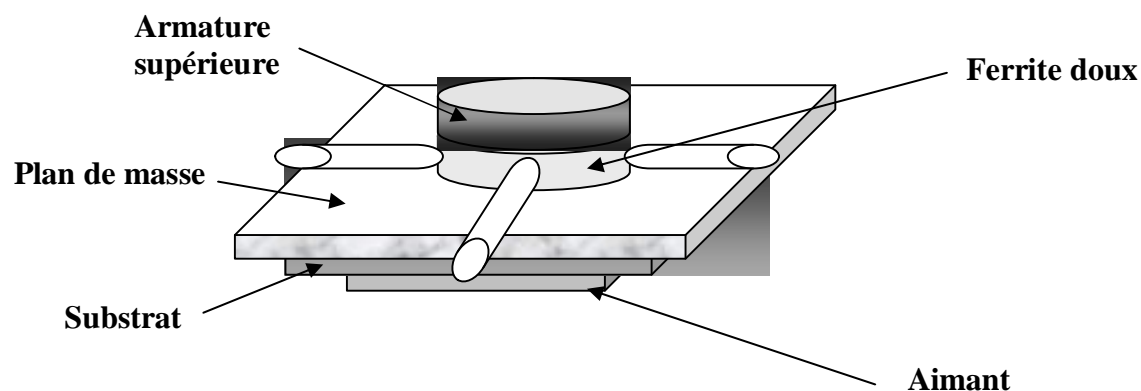


Figure III. 2 : Schéma simplifié d'un circulateur intégré avec ferrite douce

III-3- Les isolateurs:

III-3-1- Définition :

Ce sont des dispositifs non réciproques, placés entre un générateur et une charge quelconque, laisse passer toute la puissance fournie par le générateur et bloque toute la puissance réfléchiée par la charge.

Lorsque l'isolateur est parfait, ses deux accès sont adaptés.

L'isolateur est constitué d'un quadripôle dans lequel on induit un matériau anisotrope (ferrite soumis à un champ magnétique statique).

- Accès adaptés $S_{11} = S_{22} = 0$
- Transmission totale $(1 \rightarrow 2) |S_{21}| = 1$
- Transmission nulle $(2 \rightarrow 1) |S_{12}| = 0$

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ e^{-j\theta} & 0 \end{bmatrix}$$

On pratique on définit un coefficient d'isolation $I_{(dB)} = -20 \log(S_{12})$

III-3-2- Les différents types d'isolateur:

III-3-2-1- Isolateurs à résonance:

La direction du champ magnétique continu appliqué et le sens de rotation de la polarisation du champ magnétique H.F. étant donnés, nous savons que la valeur de l'atténuation se calcule à partir de la courbe $\mu'' + (H)$ pour un sens de propagation et à partir de la courbe $\mu'' - (H)$ pour l'autre sens de propagation. Si la valeur du champ continu est telle que :

$$f = 2.8 \cdot 10^6 H_r \text{ (Résonance gyromagnétique).}$$

$\mu'' + a$ Une valeur max à laquelle correspond des pertes α_+ max.

$\mu'' - a$ Une valeur faible à laquelle correspond des pertes α_- faibles.

Nous avons donc un phénomène d'atténuation non réciproque et les appareils utilisant ce phénomène sont des isolateurs.

III -3-2-2- Isolateurs à déplacement de champ:

Dans un guide rectangulaire où la plaque de ferrite est disposée comme cela est indiqué sur la figure III.3, la variation du électrique dans un plan de section transverse ne correspond plus à la loi en cosinus caractéristique du mode fondamentale. Le champ E est bien nul sur les parois du guide mais la présence de la plaque de ferrite modifie localement sa répartition et cela de façon différente selon le sens de propagation.

Pour un sens de propagation (sens 1), le champ E a une forte valeur sur la face interne du ferrite alors que pour l'autre sens de propagation (sens 2) le champ est faible sur cette même face. Il suffit d'y coller une plaquette résistive (dissipatrice) pour avoir une atténuation importante dans le sens 1 et négligeable dans le sens 2. Il existe un champ optimal qui donne le maximum de rapport entre les deux atténuations. Ce champ dépend de la nature et des dimensions de la plaquette résistive ainsi que sa position. Sa valeur est inférieure à celle du champ magnétique H_r à la résonance [9].

Notons qu'un tel isolateur est malheureusement inutilisable pour un fonctionnement à puissance élevée en raison des risques de claquage à l'endroit où le champ électrique est

intense, surtout lors d'une utilisation avec un R.O.S un peu fort. Par contre, aux faibles puissances, les performances sont très bonnes, notamment en bande X, où il est possible d'obtenir des isolateurs de 30 à 35 dB avec des pertes d'insertion inférieures à 0.6 dB. Ces valeurs s'entendent à la fréquence optimale. Aux extrémités de la bande de fréquences, l'isolation tombera à seulement 20-25 dB.

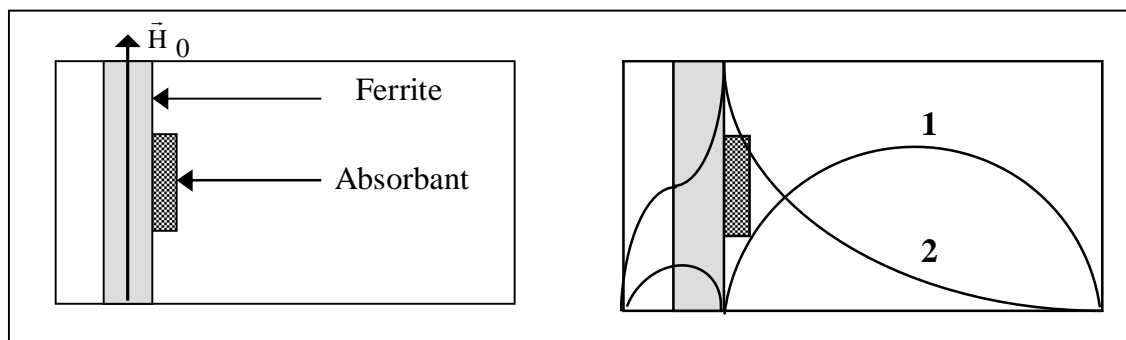
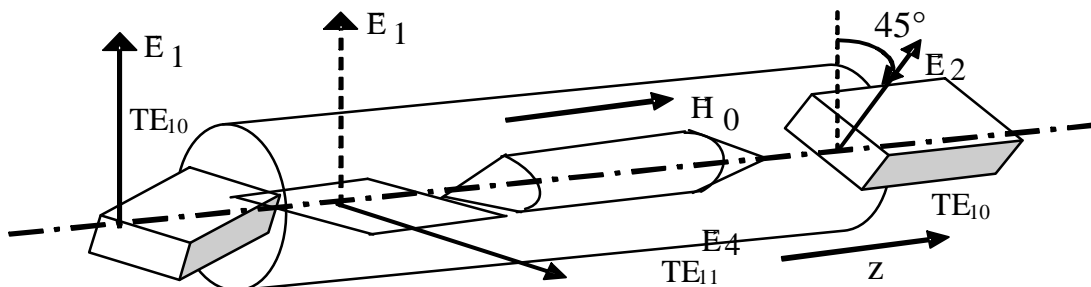


Figure III.3 Isolateurs à déplacement de champ

Ces isolateurs sont très utiles, par, pour éviter qu'une onde réfléchie ne vienne perturber le fonctionnement d'un générateur ou pour permettre que deux voies dérivées restent bien découplées l'une de l'autre. Il faut éviter de les utiliser aux fortes puissances car l'onde réfléchie est directement dissipée en chaleur dans l'isolateur.

III-3-2-3- Isolateur à effet Faraday :

Il est constitué d'un guide circulaire fonctionnant en mode TE_{11} relié par deux transitions progressives à deux guides rectangulaires fonctionnant en mode TE_{10} . Le guide circulaire est chargé axialement par un cylindre de ferrite soumis à un champ magnétique longitudinal H_r . La longueur du ferrite est telle que la rotation de Faraday lors de sa traversée soit de 45° et les plans E des deux guides rectangulaires font entre eux également un angle de 45° dans le sens de la rotation [5].



Suivons l'évolution de la polarisation du champ \vec{E} dans différentes sections A, B, C, D, E de cet isolateur. Si le champ du mode TE_{10} est vertical en A, le champ \vec{E} du mode TE_{11} est aussi vertical en B. Après la traversée de la ferrite, il a subi une rotation de 45° (par exemple dans le sens des aiguilles d'une montre) en D et se retrouve donc en e normal aux grands cotés du guide de sortie.

Pour l'autre sens de propagation, la polarisation du champ \vec{E} est la même en e et d. A la traversée de la ferrite, il subit toujours une rotation de 45° dans le même sens que précédemment. Il se retrouve donc horizontal en b et ne peut pas se propager en A dans le guide rectangulaire puisqu'il est parallèle à ses grands cotés.

Le fait de disposer une plaquette absorbante horizontale dans la transition d'entrée augmente encore l'atténuation de l'onde dans le sens inverse alors qu'elle a très peu d'influence sur elle dans le sens direct.

Un tel isolateur permet d'obtenir, sur une faible bande de fréquence, une perte d'insertion inférieure à 0.5 dB et un isolement de l'ordre d'une quarantaine de dB.

III -4- Les déphaseurs :

Le déphaseur est un dispositif qui sert à modifier la phase d'un signal avec minimum D'atténuation. Il est surtout employé pour mesurer le déphasage introduit par Les composants.

Il peut être réalisé de la même manier qu'un atténuateur. Dans ce cas, la lame dissipatrice doit être remplacée par une lame à très faibles pertes.

- Accès adaptées: $\mathbf{S}_{11} = \mathbf{S}_{22} = \mathbf{0}$
- Réciprocité : $\mathbf{S}_{12} = \mathbf{S}_{21}$
- Pas de pertes: $|\mathbf{S}_{12}| = 1$

Dans le cas d'un déphaseur réciproque idéal, aucune énergie n'est réfléchi et de plus, les pertes d'insertion ne doivent pas exister. Ces conditions conduisent à écrire la matrice [S] suivante :

$$[\mathbf{S}] = \begin{bmatrix} 0 & e^{-j\varphi} \\ e^{-j\varphi} & 0 \end{bmatrix}$$

Cette relation montre qu'un déphaseur réciproque peut être obtenu à partir d'une ligne sans pertes.

III-5- les antennes à base de ferrite:

III-5-1-Principe et intérêts:

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, une conséquence du non réciprocity dans les Ferrites aimantées à saturation est la propagation de deux ondes à polarisation circulaire, l'une droite et l'autre gauche. Ainsi ont été développées des antennes à ferrite, rayonnant deux ondes à polarisation circulaire de sens contraires, ce qui permet d'envisager deux communications simultanées à partir de la même antenne. Le principal intérêt des ferrites est ici technique : en rayonnant « naturellement » des ondes à polarisation circulaire, ils évitent les problèmes de conception rencontrés par des méthodes différentes. En outre, et uniquement dans le cas d'antennes massives, le système montre qu'il existe deux valeurs de perméabilités magnétiques pour un champ statique donné. Il s'ensuit qu'il existe deux fréquences de fonctionnement pour ces antennes. Si le champ appliqué est variable, on peut obtenir des antennes accordables en fréquence en insérant le ferrite dans un électro-aimant à induction variable. Les applications se situent dans les systèmes embarqués dans les avions, qui nécessitent d'excellentes communications [12].

III-5-2- Intégration des antennes à polarisation circulaire :

La structure des antennes à ferrite intégrées est globalement identique à celle d'un circulateur intègre où l'armature supérieure est un patch. La position de l'aimant pose cependant un problème [12].

En effet, l'alimentation de l'antenne par un câble coaxial nécessite, sur le montage de la figure (III.4), de percer l'aimant

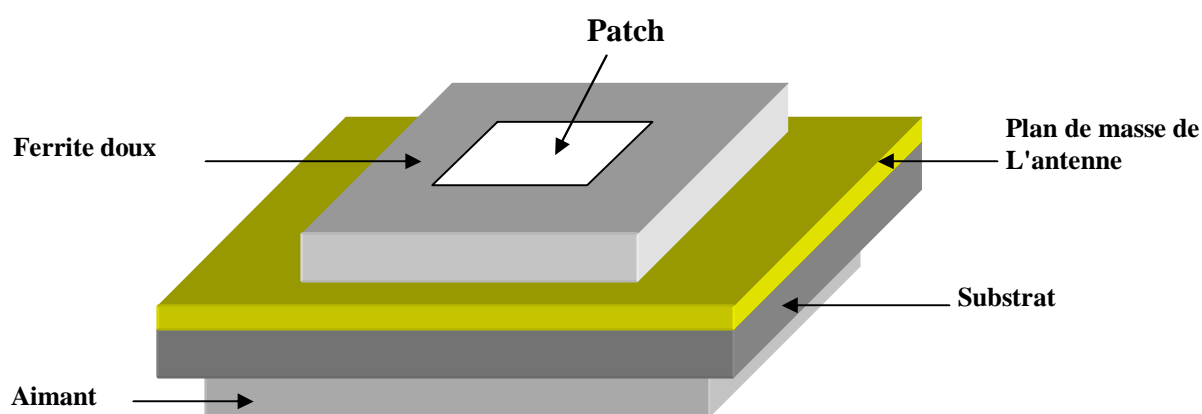


Figure III.4 : Schéma de principe d'une antenne intégrée à ferrite

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

III-6- Le condensateur accordable en fréquence

Les dispositifs accordables en fréquence utilisant du ferrimagnétisme sont similaires à celle utilisant des matériaux ferriélectriques, puisque elles sont basées sur la variation de la perméabilité (diélectrique) de ces matériaux en fonction du champ magnétique de polarisation qui leur est appliquée. Le dispositif le plus simple permettant de mettre à profit cette variation est le condensateur.

Condensateur variable peut ensuite être intégré dans de nombreux dispositifs et parmi eux des filtres dont l'utilité et le principe de fonctionnement vont être rappelés dans le paragraphe suivant.. L'implémentation de ce type de dispositifs va être détaillée plus particulièrement.

III-7- Les filtres accordables en fréquence :

III-7-1- Rappels sur la notion de filtrage :

Par définition, un filtre micro onde idéal est un réseau à deux portes qui laisse traverser sans aucune atténuation les signaux ayant des fréquences comprises dans un intervalle appelé : bande passante. Les signaux ayant des fréquences en dehors de la bande passante sont réfléchis à la porte d'entrée. On peut distinguer les filtres de type passe-bas, passe-haut, passe-bande ou stop-bande [15].

La réalisation physique de ces fonctions de filtrage au sein de circuits est réalisée au moyen de technologies différentes telles que les filtres en guides d'onde, les filtres en cavités résonnantes, à résonateurs diélectriques, en technologie micro usinée, LTCC (Low Temperature Cofired Céramique) ou encore en technologie planaire. C'est cette dernière qui nous intéresse particulièrement puisque son coût de production est particulièrement attractif pour de nombreux marchés aussi bien civils que militaires. Elle regroupe les filtres de type micro ruban ou coplanaire.

Ces technologies sont caractérisées par le fait que les dimensions du circuit sont comparables à la longueur d'onde dans deux des trois directions : l'épaisseur des circuits étant négligeable devant la longueur d'onde. Ces filtres sont caractérisés par une grande simplicité de réalisation et un encombrement limité. Cependant, ils présentent des pertes plus élevées que celles obtenues en utilisant des technologies volumiques [14].

Les filtres planaires peuvent être classés en trois catégories :

- les filtres à éléments localisés.
- les filtres à résonateurs linéiques.
- les filtres à résonateurs non linéiques.

III-7-2- Les filtres à éléments localisés :

Ces types de filtres correspondent à la transcription directe d'un modèle équivalent basse fréquence micro-ondes. Par exemple, les inductances peuvent être réalisées sous forme de lignes en spirale, les capacités à l'aide de lignes inters digitées ou de diélectriques séparant des surfaces métalliques figure (III.5) [14].

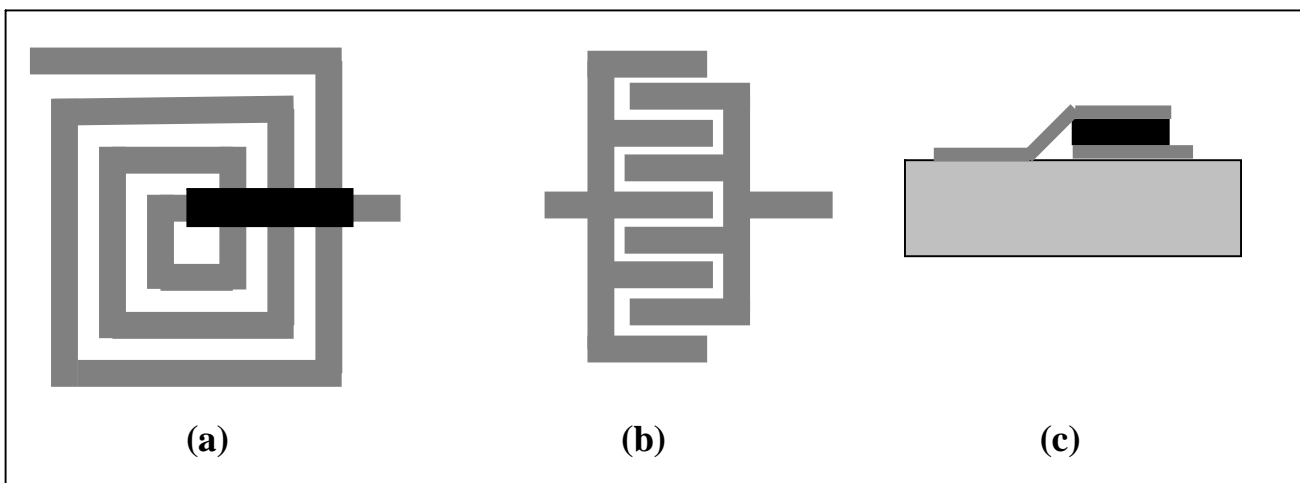


Figure III-5 : Exemples d'éléments localisés : (a) Inductance en spirale ; (b) Capacité interdigitée ; (c) Capacité overlay

Pour réaliser ces filtres, il suffit donc de mettre en série ou en parallèle ces capacités et ces inductances selon le type de filtre voulu. Ils sont caractérisés par une intégration importante mais les pertes élevées, dues aux faibles coefficients de qualité des éléments localisés, imposent l'utilisation d'éléments amplificateurs.

III-7-3- Filtres à résonateurs linéiques

Ce type de filtre utilise des tronçons de ligne dont la longueur est une fraction de la longueur d'onde guidée (l_g). On trouve des filtres à stubs figure (III.6 (b)) : le tronçon de ligne est alors de $l_g / 4$ ou des filtres à lignes couplées : les lignes sont de $l_g / 2$, figure (III.6 (a)).

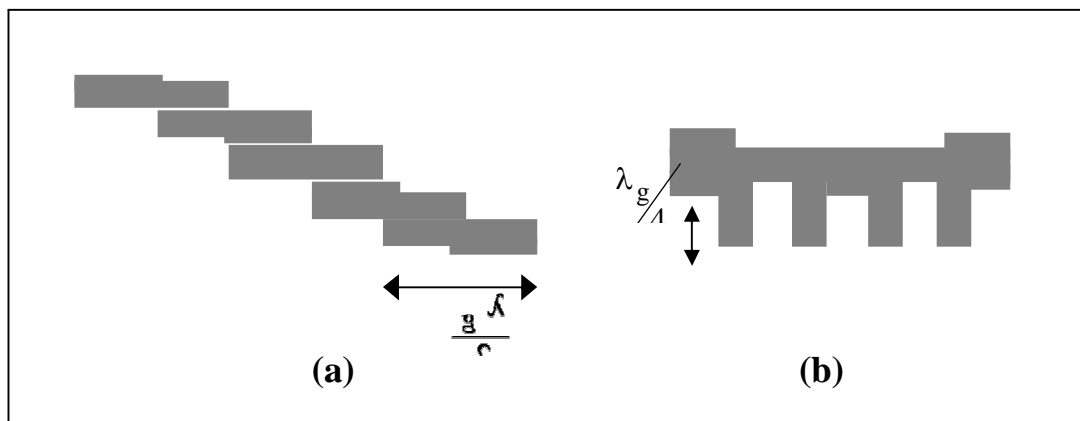


Figure III.6 : (a) Filtres à lignes couplées trois pôles ; (b) Filtres à stubs quatre pôles

Pour obtenir un filtre N pôles, N résonateurs est nécessaire. Or, pour pouvoir régler de nombreux paramètres tels que la bande passante du filtre, l'ondulation du paramètre de transmission ou le facteur de qualité du filtre par exemple, un nombre croissant de pôles sont nécessaires. Pour éviter un encombrement important de tels filtres, on peut utiliser des structures plus compactes.

III-7-4- Filtres à résonateurs non linéiques :

Ils utilisent comme éléments de base des résonateurs surfaciques (patches) à géométrie particulière. Nous en avons présenté quelques exemples sur la figure (III.7) [14].

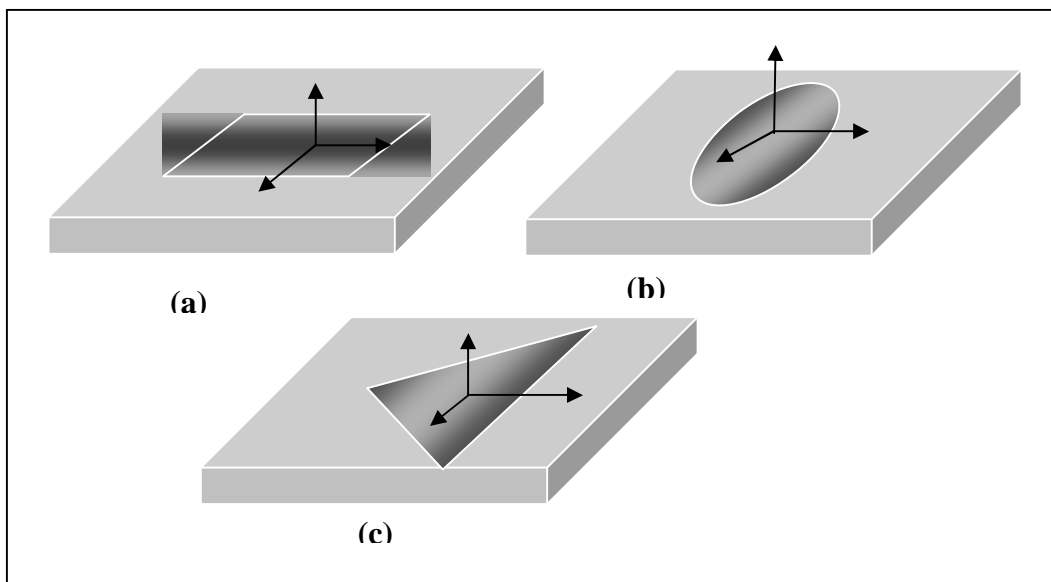


Figure III.7 : Différents exemples de résonateurs patches rectangulaires (a), Circulaire (b) ou triangulaire (c).

Objet de nombreuses investigations dans le domaine des antennes micro rubans depuis plus de vingt ans, ces résonateurs intéressent également les concepteurs de filtres, en particulier depuis la découverte de certaines de leurs propriétés, à savoir leur nature bi -mode, qui permet d'obtenir des filtres $2 \times N$ pôles avec seulement N résonateurs (caractéristique intéressante dans le cas d'une intégration maximale).

Le choix de la géométrie va influencer sur les dimensions du résonateur, sa fréquence de résonance, son facteur de qualité à vide (donc ses pertes) et sur la configuration électromagnétique des champs.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans cette étude, nous avons utilisé une méthode intégrale permettant l'analyse théorique des structures planaires en mode quasi-TEM. Son utilisation ne se limite pas aux structures traitées dans ce mémoire, mais devrait s'étendre à des configurations géométriques plus complexes (discontinuités dans les guides, ligne à plusieurs conducteurs et à multicouches de diélectrique)

Nous avons développé la formulation générale d'une ligne microruban fonctionnant en mode quasi-TEM par application de la méthode des moindres carrés modifiée. Ceci a mis en évidence les performances de cette nouvelle variante par rapport à la méthode classique. Un programme de calcul qui simule les différents paramètres caractéristiques de notre structure telles que l'impédance caractéristique, la constante de propagation et le déphasage a été élaboré.

Cette étude, basée sur une formulation théorique générale et rigoureuse qui tient compte de l'anisotropie du substrat utilisé (perméabilité tensorielle), nous a permis de déterminer des différents paramètres caractéristiques de la structure étudiée tels que l'impédance caractéristique, la constante de propagation, la permittivité effective, etc

Notre étude a été validée en considérant dans un premier temps le cas de la ligne microruban conventionnelle en milieu isotrope (structure ouverte avec substrat diélectrique).

Les différents résultats obtenus et comparés à ceux donnés dans la littérature par l'utilisation d'une méthode variationnelle dans le domaine de Fourier sont satisfaisants. Cette étude, a permis également de montrer les limites de l'utilisation de μ_{eff} qui donne des erreurs importantes pour le calcul du déphasage.

En perspective de cette étude des résultats de la simulation peuvent être exploités pour la conception d'un déphaseur en technologie microbande fonctionnant en ondes centimétriques.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] **R. BOUCHETAT** ", *caractérisation numérique des structures planaires par application de la méthode des moindres carrés modifiée* ", Mémoire de magistère, Université de Constantine, Mars 2003.
- [2] **A. BOUCHEMAL, H. CHERITI**, "*application de la méthode des moindres carrés modifiée à l'étude quasi-TEM de la ligne microbande sur substrat composite diélectrique ferrite* ", Mémoire d'ingénieur, Université de Constantine.
- [3] **M. KOSHIBA, M SUZIKI**, "*application of the boundary element method to waveguide discontinuities*" Vol.MTT 34 N°0 2 February 1986.
- [4] **S. BOLIOLI, H. BENZINA**, "*centimeter wave microstrip phase shifter on a ferrite-dielectric substrate* ", IEEE. Vol. 37 N°0 4, pp 698-705, April 1989.
- [5] **B. ABDELHALIM**, "*caractérisation de structure ligne à ailette unilatérale multicouche avec substrat en ferrite par la méthode spectrale* ", thèse de magistère, université de Constantine 2005
- [6] **A. BELHOULA, M.L. RIABI**, "*Caractérisation numérique de structures planaires avec substrat ferrite dans le domaine ondes millimétriques* ", Article, département d'électronique université de Constantine.
- [7] **M.L. RIABI, M. AHMEDPANAH**, "*performance of the LSBRM using efficient weighting functions for planar* ", IEE. Vol 142 N°0 4. pp364-368, August 1995.
- [8] **J. M. POND, S. ET W. KIRCHHOEFERK**, "*Ferroelectric Thin Films on Ferrites for Tunable Microwave Device Applications* ", US. Government work not protected by US. Copyright.

- [9] **L.STANKOVIC, S.JOVICEVIC**, "*boundary condition expansion of basis functions method implemented by fast fourier transform algorithms*" IEEE.Vol 38,N°03, pp 296-301,mars1990
- [10] **M.GESHIRO, T.ITHO**, "*Analysis of Double-Liayered Finlines Containing a Magnetized Ferrite*", IEEE Tran Vol. MTT-35, N°. 12, pp 1377-1381, Decembre 1987
- [11] **S. JOVICEVIC, L. STANKOVIC**, "*the Least Squares Boundary Residual Method in Electrostatic and Eddy Current Problems* " IEEE Trans, Vol. 26, N°0 2, March 1990
- [12] **M.VALETAS**," *Couches minces magnétiques pour applications Hyperfréquences : Étude des Samarium-Cobalt et des Néodyme-Fer-Bore par Pulvérisation radiofréquence magnétron*", thèse de doctorat, école doctorale Science – Technologie – Santé de Limoges, Novembre 2003.
- [13] **WILLIAM E. HORD, CHARLES R. BOYD, JR., FRED J. ROSENBAUM** "*Application of Reciprocal Latching Ferrite Phase Shifters to Lightweight Electronic Scanned Phased Arrays* ", IEEE Trans, Vol 56 N° 11 November 1968
- [14] **S. LIEBUS** ", *Couches minces ferroélectriques appliquées aux dispositifs Micro-ondes accordables en fréquence*", thèse de doctorat, Université de Limoges, novembre 2003.
- [15] **T. DUTOIT**," *Introduction à la Synthèse des Filtres Actifs*", Copyright 2000 Faculté Polytechnique de Mons

Abstract

In this work, the modified least squares boundary residual method LSBRM is utilized, which takes into account electromagnetic field singularities at the metal-dielectric edge with the use of systematic weighting functions which accelerated the convergence.

The study is presented for different planar structures: the shielded micro strip line for which we have calculated the line parameters (the propagation constant, the characteristic impedance and the phase shift).

Our results are in a good agreement with those published in the literature.

Indexing terms: least squares boundary residual method, modified least squares boundary residual method, electromagnetic field singularities, shielded micro strip line.

ملخص

في هذا العمل قدمنا نوع جديد من طريقة LSBRM التي تأخذ بعين الاعتبار خصائص الحقل الكهرومغناطيسي على الحد الفاصل بين الناقل و العازل و ذلك باستعمال دوال الوزن.

هذه الدراسة طبقت على مختلف الهياكل السطحية الخطوط المكر وشريطية المعلقة و التي تم من خلالها حساب مختلف العناصر المميزة للخطوط. النتائج المحصل عليها موافقة لم نشر من أبحاث

الكلمات المفتاحية: LSBRM , LSBRM المعدلة , الخطوط المكر وشريطية المعلقة