

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique  
Université Larbi Tébessi-Tébessa  
Faculté des Sciences Exactes et des Sciences de la Nature et de la Vie  
Département : Sciences de la Matière



## MÉMOIRE DE MASTER

Domaine : **Sciences de la matière**

Filière : **Physique**

Option : **Physique des matériaux**

### Thème

***Les métamatériaux :  
Simulation et caractérisation par la méthode itérative WCIP***

Présenté par :

❖ **Touaibia ILHAM**

Devant le jury :

<b>Fadhila SERDOUK</b>	M.C.B	Université Larbi Tébessi	Président
<b>Toufik ZIAR</b>	M.C.A	Université Larbi Tébessi	Rapporteur
<b>Amira ELHSASNA</b>	M.A.A	Université Larbi Tébessi	Examineur

Date de soutenance : **27/05/2018**

Note : ..... Mention : .....

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

## ملخص

في مذكرة الماستر هذه ، حاولنا إظهار أهمية المحاكيات في صناعة الدارات المستوية غير النشيطة خاصة في مراحل التصميم والنمذجة والبحث عن الخصائص المتوقعة المثلى للدارة في بيئتها النهائية، هذه المحاكيات تعتمد على برامج تطور من أساليب التوصيف الكهرومغناطيسية العامة . في دراستنا الدارة عبارة عن نمط للمادة الخارقة على شكل شبكة من الSSR مصممة على ركيزة .

يقدم الفصل الأول دراسة تفصيلية للمواد الخارقة (MMx) من خلال تذكير بانتشار الموجات في المواد ومعادلات ماكسويل ، حيث قمنا بتصنيف للمواد الخارقة المختلفة مع خصائصها وتطبيقاتها دون نسيان أساليب استخراج معاملات التخصيص المكونة لها . ويعرض الفصل الثاني طرق التوصيف الكهرومغناطيسية الرئيسية مع التركيز بعرض وافي لأحدثها ، وهي طريقة WCIP التكرارية .

في الفصل الأخير، تم استخدام برنامج MATLAB لمحاكاة هيكل نمط مستوي غير نشيط يشكل مادة خارقة MM بغية استخراج معاملات التخصيص المكونة لها وهي: السماحية ،النفاذية ومعامل الانكسار، ثم حاولنا رؤية تأثير التصغير على الخصائص المدروسة بواسطة تغيير أبعاد الهيكل.

**الكلمات المفتاحية :** المادة الخارقة ، السماحية ، النفاذية ، معامل الانكسار، الطريقة

التكرارية، المحاكاة.

# Abstract

In this master dissertation, we have tried to demonstrate the importance of simulators in the passive planar circuits industry, especially in stages of designing, modeling and searching of the expected optimal characteristics of the circuit once in its final environment. These simulators are based on software developed from global electromagnetic characterization methods. In our study the passive planar circuit is a métamaterial pattern (MM) designed by a network of SRRs implemented on substrate.

The first chapter presents a detailed study of meta materials (MMx) by a reminder of the wave propagation in materials and Maxwell equations, we made a classification of different MMx with their characteristics and their application without forgetting the methods of extraction of their constituent parameters. The second chapter presents the main global electromagnetic characterization methods with emphasis on the most recent, which is the iterative WCIP method. In the last chapter, we used software under MATLAB to simulate the structure of the passive planar pattern constituting the Metamaterial and extract its constitutive parameters namely: the permittivity, the permeability and the refractive index. By a change of the structure dimensions, we try to see the influence of miniaturization on the characteristics studied.

---

**Key words :** meta material, permittivity, permeability, refractive index, WCIP, simulation.

---

# Résumé

Dans ce mémoire, nous avons essayé de démontrer l'importance que jouent les simulateurs micro-ondes dans l'industrie des circuits planaires passifs ( dans notre étude le circuit planaire passif est un motif de métamatériau (MM) conçu par un réseau de SRRs sur substrat ), spécialement dans les étapes de conception , de modélisation et de recherche des caractéristiques optimales attendues du circuit une fois dans son environnement final. Ces simulateurs sont conçus à base de logiciels développés à partir des méthodes de caractérisation électromagnétiques globales.

Le premier chapitre présente une étude détaillée des métas matériaux (MMx) débutant par un rappel de la propagation des ondes dans les matériaux et des équations de maxwell, nous avons fait une classification des différents MMx avec leurs caractéristiques et leurs applications sans oublier les méthodes d'extraction de leurs paramètres constitutifs. Le deuxième chapitre présente les principales méthodes caractérisation électromagnétiques globales en mettant l'accent sur la plus récente qui est la méthode itérative WCIP. Dans le dernier chapitre, on a utilisé un logiciel sous MATLAB pour simuler la structure du motif planaire passif constituant le MM et extraire ses paramètres constitutifs à savoir : la permittivité , la perméabilité et l'indice de réfraction .Par un changement des dimensions de la structure , on a essayé de voir l'influence de la miniaturisation sur les caractéristiques étudiés.

---

**Mots clés** : méta matériau, permittivité, perméabilité, indice de réfraction, WCIP, simulation.

---

## اهداء

الى والدي الكريم وامي الحبيبة حفظهما الله

الى سندي وجنتي زوجي الغالي

الى قرة عيني تاج الدين

الى اخواتي

الى جميع صديقاتي

والى كل من فرد من عائلتي الوافي وطوايبيه

طوايبيه. إ

## *Remerciement*

**M**es remerciements vont tout premièrement

À **Allah** le tout puissant pour la volonté, la santé

Et la patience qu'il m'a donné pour

Terminer ce mémoire.

**J**e remercie Monsieur **Toufik Ziar** maitre de conférences "A" au  
département des sciences de la matière à l'université Larbi Tébessi de

Tébessa

qui m'a fait l'honneur de m'encadrer.

**J**e tiens à remercier aussi Madame **Fadhila Serdouk** maitre de conférence  
au département des sciences de la matière à l'université Larbi Tébessi de

Tébessa d'avoir accepté d'être président du jury.

**J**e tiens à remercier aussi Madame **Elhasna Amira** maitre-assistant au  
département des sciences de la matière à l'université Larbi Tébessi de

Tébessa d'avoir accepter d'examiner mon travail

**J**e remercie aussi **tous les enseignants**, tous paliers confondus, qui ont

contribué à ma formation

**A** tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à La réalisation de ce travail.

*Y. Touaibia*

## **Table des matières**

Table des matières	I
Liste des Tableaux	III
Liste des figures	V
Liste des Symboles :	VII
I. Introduction Générale	1
CHAPITRE I : Etat de l'art des métamatériaux.	
I-1 Introduction	3
I-2 Propagation et équations de Maxwell	4
I-2.1 Les paramètres constitutifs et le signe de l'indice de réfraction	6
I-2.2 Le vecteur de Poynting	7
I-2.3 La loi de Snell	8
I-3 Classification des MMs	8
I.3.1 Description des métasurfaces	9
I.3.2 Le RSS (split ring resonator ) et les motif des MMs	10
I-3-3 Extraction de la permittivité et de la perméabilité des structures de MM	10
I-4 Quelques applications des méta matériaux	13
I-4.1 La cape d'invisibilité :	13
I-4.2 La miniaturisation	14
Conclusion	14
CHAPITRE II : Les méthodes de modélisations EM	
II-1- Introduction	18
II-2 Le domaine d'analyse	19
II-2-1 Les méthodes fréquentielles	19
II-2-2 Les méthodes temporelles	19
II-3 Les méthodes rigoureuses	17
II-3-1 La Méthode des Différences Finies dans le Domaine des Temps (FDTD)	17
II-3-2 La Méthode des éléments finis	17
II-3-3 La Méthode TLM	18
II-3-4 La méthode des moments (MoM)	18
II-3-5 La méthode itérative (WCIP)	19
II-3-6 Comparaison des méthodes numériques	19
II-4 La méthode itérative	20
II-4-1- Définition et histoire	20
II-4-2- Le principe de la méthode	20
II-4-2-1 Le Concept d'onde	21

## Table des matières

---

II-4-2-2- Définition de l'onde incidente $A_0$	22
II-4-3 L'opérateur de diffraction	23
II-4-3-1- Expressions de $\widehat{S}_{int}$ sur le domaine métallique	23
<b>II-4-3-2- expression de <math>\widehat{S}_{int}</math> sur le domaine diélectrique</b>	<b>24</b>
II-4-3-3 Expression de $\widehat{S}_{int}$ sur Le domaine source $H_s$	25
II-4-3-4 Des conditions limites	26
II-4-4 L'opérateur de réflexion	27
II-4-5 L'impédance vue par la source:	29
II-4-6 FMT Faste Modal Transforme	29
II-4-7 Processus itératif	30
Conclusion	31
CHAPITRE III : Extraction des paramètres de la structure planaire du MM par la méthode WCIP	
III-1 Introduction	32
III-2 Présentation de la structure	32
III-3 Conditions aux limites	33
III-4 Opérateur de diffraction	33
III-5 Calcul des paramètres de diffraction $[S_{ij}]$ et leurs relations avec les paramètres admittances $[Y_{ij}]$	34
III-6 Simulation	36
III-6.1 Structure de l'interface	36
III-6.2 Paramètres de la simulation	37
a. Paramètres de la simulation pour le circuit global	37
III-6.3 Les différentes étapes de la simulation	37
III-6.4 Résultats de la simulation	38
a.résultat de sumilation du MM à base d'un réseau SSR	38
b.Influence de la miniaturisation sur les paramètres constitutifs du métamatériau	39
Conclusion	43
Conclusion Générale	44
Bibliographie	45



## Liste des Tableaux

Tableaux N	Titre	Page
Tableaux (I.1)	Comparaison entre les méthodes numériques	20

## Liste des figures

Figure N	Titre	Page
Fig. (I.1)	les triplets (a) trièdre direct caractérise par la règle de la main droite (b) trièdre indirect caractériser par la règle de la main gauche .	6
Fig. (I.2)	(a)Trièdre direct caractériser par main droite (b) Trièdre indirect caractériser par la règle de la main gauche avec le vecteur de poyting.	7
Fig. (I.3)	Les angles de réfraction négative et positive	8
Fig. (I.4)	La nomenclature des MMx, basée sur les valeurs des parties réelles de leur permittivité et de leur perméabilité.	9
Fig. (I.5)	Présentation d'une antenne micro ruban	10
Fig. (I.6)	Résonateurs à anneau divisé (SRR)	10
Fig. (I.7)	(a) Une ligne de champ en espace libre dans un repère cartésien	14
Fig. (I.7)	(b) La ligne de champ déformé avec le repère déformé de la même façon	14
Fig. (II.1)	Définition des ondes incidentes et réfléchies	21
Fig. (II.2)	Une schéma général d'une circuit périodique	22
Fig. (II.3)	Schématisation du processus itérative.	31
Fig. (III.1)	Modélisation d'une structure planaire constituée d'un réseau de SRRs	32
Fig. (III.2)	Structure de l'interface	36
Fig. (III.3)	Variation en fonction de la fréquence de : (a) l'indice de réfraction ;(b) la permittivité $\epsilon$ et (c) la perméabilité $\mu$ .	38
Fig. (III.4)	Variation de l'indice de réfraction $n$ dans la bande de fréquence [100GHz] pour -I- $a=b= 4\text{mm}$ ;-II- $a=b= 8 \text{ mm}$ ;-III- $a=b= 12$ .	40
Fig. (III.5)	Variation de la permittivité $\epsilon$ dans la bande de fréquence [1-100GHz] pour : -I- $a=b= 15\text{mm}$ ;-II- $a=b= 10 \text{ mm}$ ;-III- $a=b= 5 \text{ mm}$ .	41
Fig. (III.6)	Variation de la perméabilité $\mu$ en fonction de la fréquence pour : -I- $a=b= 15\text{mm}$ ;-II- $a=b= 10 \text{ mm}$ ;-III- $a=b= 5 \text{ mm}$	42
Fig. (III.7)	Variation de l'impédance vue par la source $Z$ en fonction de la fréquence pour -I- $a=b= 4\text{mm}$ ;-II- $a=b= 8 \text{ mm}$ ;-III- $a=b= 12 \text{ mm}$ .	43

## Liste des Symboles :

<b>Symbole</b>	<b>Signification</b>
MMx	Métamatériaux
NRI	l'indice de réfraction négatif
$\vec{e}$	l'intensité du champs électrique
$\vec{h}$	l'intensité du champs magnétique $\vec{h}$
$\vec{E}$	le champ électrique
$\vec{H}$	le champ magnétique
$\vec{B}$	l'induction magnétique
$\vec{D}$	le déplacement électrique
C	la vitesse de la lumière dans le vide.
$\hat{\epsilon}(\omega)$	la permittivité diélectrique
$\hat{\mu}(\omega)$	la perméabilité magnétique
V	la vitesse de l'onde dans le milieu
N	L' indice de réfraction.
$\vec{r}$	le vecteur rayon.
T	le temps
$\vec{F}$	fonction de propagation droite
$\vec{G}$	fonction de propagation gauche
$\Omega$	la fréquence angulaire
$\vec{k}$	le vecteur d'onde
$\vec{m}$	le vecteur unitaire perpendiculaire aux surfaces de phase
DPS	double positif
DNG	Double négative
LHM	Métamatériaux main gauche
NRI	Négative indice de réfraction
$\vec{\nabla}$	Nabla
PEC	conducteur électrique parfait
DPS	double média positif
ENG	média négatif
MNG	média négatif
DNG	média double négatif.
ENZ	$\epsilon$ proche de zéro
MNZ	$\mu$ proche de zéro
ZIM	milieu indice zéro
RSS	split ring resonator
L	l'inductance
$K_0$	Nombre d'ondes dans le vide.
A	Indicateur de mode.
K	Milieu considéré.
$\mu_0$	Perméabilité magnétique du vide.
$\Omega$	Pulsation angulaire égale à $2\pi f$ (rd/s).

## Liste des Symboles

---

$m, n$	Désignant l'indice relatif au mode.
$a, b$	Sont respectivement les dimensions suivant l'axe (ox) et l'axe (oy).
$H_M$	Est la fonction indicatrice, représentative du milieu métallique.
$\vec{E}_T$	Le champ électrique tangentiel.
$H_I$	Est la fonction indicatrice, représentative du milieu diélectrique.
$H_S$	Est la fonction indicatrice, représentative du milieu source.
$b_s / a_s$	Facteur de forme de la source d'excitation.
$Z_{in}$	Impédance surfacique.
$\vec{H}$	Le champ magnétique.
$\nabla$	L'opérateur différentiel (nabla).
$h_1$	Hauteur du boîtier.
$h_2$	Épaisseur du substrat.

# I. Introduction Générale

Premièrement le mot métamatériau (MM) a été utilisé pour la première fois par R.W. Walser. Le préfixe méta est tiré du grec et peut être traduit par « au-delà » et qui reflète la capacité des MMx à réagir aux radiations électromagnétiques externes d'une façon complètement différente de celles présentées par les matériaux conventionnels. L'historique des MMx remonte à l'article original publié par **V.G.Veslago** en 1968[1]. Il a étudié un matériau hypothétique avec une permittivité diélectrique et une perméabilité magnétique toutes les deux à la fois négatives. Dans son travail, Veslago prédit d'intéressantes propriétés du nouveau matériau comme la réfraction négative. Mais cette étude théorique est restée inconnue car les matériaux pouvant donner à la fois une permittivité et une perméabilité négatives étaient inconnues à cette époque. La situation a changé à la fin des années 90 du vingtième siècle avec l'avènement de nouvelles technologies et des puissants calculateurs qui ont permis la production des matériaux avec un indice de réfraction négatif. En l'an 2000 J.B. Pendry [2] publie un article théorique sur les lentilles parfaites, suivi par une dizaine d'articles expérimentaux (Smith 2000, Baena 2004, et Zhou 2006) [3-5]

Le travail développé dans ce mémoire est relatif à l'analyse par simulation d'une structure planaire de MM par la méthode itérative qui est basée sur le concept de l'onde et utilisant une transformée de Fourier rapide, est développée pour l'étude de circuits planaires de géométrie arbitraires, la surface du MM est divisée en pixels pour permettre l'application de la FFT en modes TE et TM.

L'originalité de notre approche réside dans le fait que la méthode développée peut extraire les paramètres du MM à savoir la permittivité, la perméabilité et l'indice de réfraction en utilisant la méthode de Nicolson-Ross-Weir (NRW) combinée avec la méthode itérative (WCIP). L'approche de programmation symbolique de la structure de MM nous a permis l'extraction des différents paramètres.

Le mémoire peut être divisé en trois chapitres :

- ✓ Le premier chapitre présente l'état de l'art des MMx et les différentes méthodes d'extraction de leurs caractéristiques.

## Introduction Générale

---

- ✓ Le deuxième chapitre présente une étude détaillée des différentes méthodes de modélisation électromagnétiques globales et particulièrement la méthode itérative WCIP.
- ✓ Le troisième chapitre présente les résultats et discussions de la simulation sous MATLAB d'une structure planaire passive présentant un MM par l'extraction de ses paramètres caractéristiques à savoir : sa permittivité, sa perméabilité et son indice de réfraction par l'application de la méthode itérative WCIP.

**CHAPITRE I**  
**Etat de l'art des métamatériaux.**

## **I-1 Introduction**

Un MM est un genre de matériau composite, synthétique et artificiel avec une structure spécifique, qui présente des propriétés introuvables dans les matériaux naturels. Donc on peut dire qu'un MM est, principalement, conçu sur la base d'une structure espérant à de nouvelles propriétés électromagnétiques, par exemple une permittivité négative, une perméabilité négative ou un indice de réfraction négative. Comme dans les matériaux naturels, les propriétés des MMx sont définies par leurs constituants et leurs dispositions. Afin d'obtenir des propriétés spécifiques, ces constituants doivent être conçus avec des motifs spécifiques, donnant des structures résonnantes. Les constituant, parfois appelés méta-atomes ou méta-molécules, sont périodiquement disposés en une, deux ou trois dimensions. Ils peuvent être couplés les uns aux autres pour modifier considérablement les propriétés des MMx [1-5].

En tant que sujet de recherche d'actualité au cours des 15 dernières années, les MMx ont connu de grands succès dans les domaines de la science et de l'ingénierie. Plusieurs MMx ont été conçus à partir des radiofréquences jusqu'aux fréquences optiques ou on a réalisé des différentes fonctions, par ex : l'indice de réfraction négatif (NRI), une chiralité énorme, une anisotropie et une bi-anisotropie. Considéré comme un sujet interdisciplinaire, les MMx peuvent être classés sous différents catégories basées sur différents critères.

A partir d'un point de vue de fréquence de fonctionnement, ils peuvent être classés comme MMx micro-ondes, MMx térahertz et MMx photoniques. D'un point de vue arrangement spatial, il y a des MMx 1D, des MMx 2D, et des MMx 3D. D'un point de vue matériel, il y a des MMx diélectriques et des MMx métalliques [6-9].

## I-2 propagation et équations de Maxwell

Pour mieux comprendre comment les MMx interagissent avec les radiations électromagnétiques et quelles sont les nouvelles propriétés qu'ils introduisent il est nécessaire de revenir en arrière et de revoir les bases de la propagation des ondes électromagnétiques. Le champs électromagnétique peut être décrit par deux vecteurs microscopiques : l'intensité du champs électrique  $\vec{e}$  et l'intensité du champs magnétique  $\vec{h}$  qui vont caractériser le champs électromagnétique en tout point du temps et de l'espace. Les équations de Maxwell son valables pour ces vecteurs microscopiques. Après des transformations et des approximations adéquates, les valeurs microscopiques sont transformées en valeurs macroscopiques et pour un milieu en absence de sources de charges et de courants, les équations de Maxwell peuvent prendre la forme suivante :

$$[\vec{\nabla} \times \vec{E}] = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.1})$$

$$[\vec{\nabla} \times \vec{H}] = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I.2})$$

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

$$(\vec{\nabla} \cdot \vec{H}) = 0 \quad (\text{I.4})$$

Ou le champs électrique  $\vec{E}$  est la valeur moyenne de  $\vec{e}$ , le champs magnétique  $\vec{H}$  est la valeur moyenne de  $\vec{h}$ ,  $\vec{B}$  est l'induction magnétique,  $\vec{D}$  est le déplacement électrique,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

Les deux paires de vecteurs  $\vec{B}$  et  $\vec{H}$  et aussi  $\vec{D}$  et  $\vec{E}$  sont liés entre eux par les relations constitutives par les tenseurs de la permittivité diélectrique  $\hat{\epsilon}(\omega)$  et la perméabilité magnétique  $\hat{\mu}(\omega)$

$$\vec{D} = \hat{\epsilon}(\omega) \cdot \vec{E} \quad (\text{I.5})$$

$$\vec{B} = \hat{\mu}(\omega) \cdot \vec{H} \quad (\text{I.6})$$

Les tenseurs  $\hat{\mu}(\omega)$  et  $\hat{\epsilon}(\omega)$  définissent comment le milieu répond aux ondes électromagnétiques externes. En connaissant les paramètres constitutives du milieu et en

résolvant les équations de Maxwell par une combinaison avec les conditions aux limites, on peut prédire le comportement des ondes électromagnétiques.

En partant d'équations (I.1) et (I.2) et en considérant un milieu isotrope, on peut obtenir l'équation d'onde pour le champ électrique (même chose pour le champ magnétique)

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.7})$$

Avec  $v^2 = \frac{c^2}{(\epsilon\mu)^2}$  est le carré de la vitesse de l'onde dans le milieu. La racine carrée du produit des paramètres constitutifs est appelée indice de réfraction du milieu symbolisé généralement par la lettre  $n$ .

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (\text{I.8})$$

La solution générale de l'équation d'onde est :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{F}(\vec{r} - vt) + \vec{G}(\vec{r} + vt) \quad (\text{I.9})$$

Avec  $\vec{r}$  le vecteur rayon et  $t$  le temps,  $\vec{F}$  et  $\vec{G}$  sont les fonctions de propagation droite et gauche respectivement. La plupart des problèmes électromagnétiques peuvent être interprétés par des fonctions harmoniques. La solution harmonique de l'équation d'onde est :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{j(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \quad (\text{I.10})$$

Avec  $\omega$  est la fréquence angulaire,  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde  $\vec{k} = \frac{\omega}{v} \vec{m}$ ;  $\vec{m}$  est le vecteur unitaire perpendiculaire aux surfaces de phase constante.

Les équations de Maxwell apportent des limitations quand au choix des vecteurs  $\vec{m}$  et  $\vec{k}$

$$[\vec{k} \times \vec{E}] = \frac{\omega}{c} \mu \vec{H} \quad (\text{I.11})$$

$$[\vec{V} \times \vec{H}] = -\frac{\omega}{c} \epsilon \vec{E} \quad (\text{I.12})$$

La dernière équation montre que les vecteurs  $\vec{k}$ ,  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  doivent être perpendiculaires les uns aux autres, mais de quelle façon le trièdre constitué doit être direct ou inverse (c à d une configuration main droite ou main gauche), les équations de Maxwell ne donnent pas

de réponse. La connaissance des signes des paramètres constitutifs peut déterminer l'orientation mutuelle des vecteurs  $\vec{k}$ ,  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ , chose qui a été accentué par Veslago [1] dans son fameux article.

### **I-2.1 Les paramètres constitutifs et le signe de l'indice de réfraction**

Comme il a été mentionner plus haut les paramètres du matériau jouent un grand rôle dans les équations de Maxwell, ils déterminent comment une substance avec une certaine permittivité  $\epsilon$  et une certaine perméabilité  $\mu$  répond à un champs électromagnétique externe. L'indice de réfraction  $n$  dépend des paramètres constitutifs par la relation :

$$n = \mp\sqrt{\epsilon\mu} \quad (\text{I.13})$$

Alors dans ce cas quatre cas de figure peuvent se présenter :

- ✓ Le cas des paramètres constitutifs négatifs, l'indice de réfraction est un complexe imaginaire pure par conséquence le matériau est un milieu avec pertes ou les ondes de propagation sont évanescentes.
- ✓ Le cas où l'un des paramètres est négatif et l'autre est positif et l'indice de réfraction est réel alors les ondes sont deviennent propagatives.
- ✓ le cas du matériau double positif est souvent mentionné comme diélectrique qui supporte une propagation en avant des ondes électromagnétiques dans ce cas précis les vecteurs  $\vec{k}$ ,  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  forment un triplet de vecteurs main droite (RH).
- ✓ le cas du matériau double négatif sont des matériaux main gauche (LH) ou des matériaux à indice de réfraction négatif (NRI), dans ce cas les vecteurs  $\vec{k}$ ,  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  forment un triplet de vecteurs main gauche (LH) et la propagation des ondes se fait en arrière.

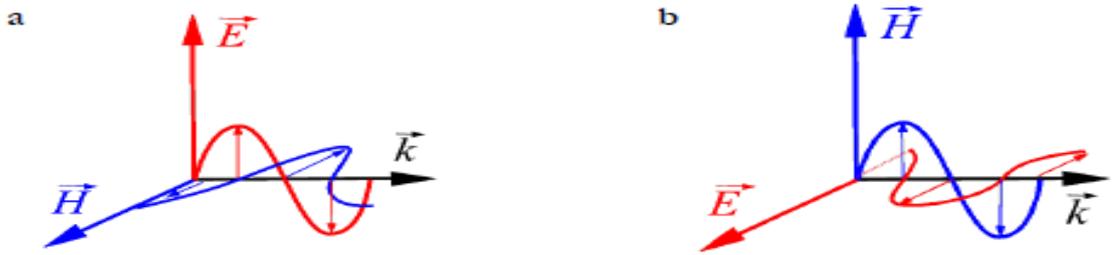


Fig (I.1) : Les triplets (a) Trièdre direct caractérisé par la règle de la main droite

(b) Trièdre indirect caractérisé par la règle de la main gauche .

**I-2.2 Le vecteur de Poynting**

Le vecteur de Poynting présente l'intensité du flux d'énergie dirigeable c.à.d : c'est la portion de l'énergie transférer par unité de surface, il peut être donné par l'expression suivante :

$$\vec{S} = \frac{c}{8\pi} [\vec{E} \times \vec{H}] \tag{I.14}$$

Nous pouvons remarquer que le flux d'énergie reste le même et les vecteurs  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  et  $\vec{S}$  forment toujours une combinaison main droite de vecteurs indépendamment des signes des paramètres constitutifs NRI le flux d'énergie (c.à.d. le vecteur de Poynting ) est toujours dirigé en avant (voir fig. I.2 à droite) . Il est clair que seule la vitesse de phase a une direction opposée au vecteur de Poynting , ce qui signifie que le front d'onde se déplace dans une direction opposée à celle du flux d'énergie.

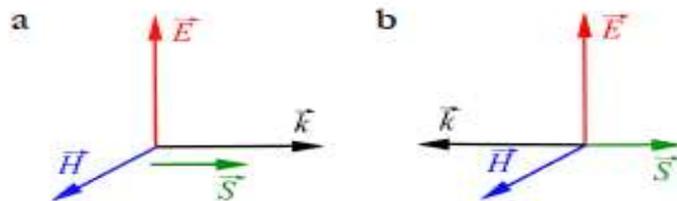


Fig. (I.2) :(a)Trièdre direct caractérisé par la règle de main droite

(b) Trièdre indirect caractérisé par la règle de la main gauche avec le vecteur de

### I-2.3 La loi de Snell

La meilleure méthode pour présenter la différence entre un milieu à indice de réfraction positif (PRI) et un milieu (NRI) est l'implémentation de la loi de Snell. Si la lumière se déplace d'un milieu à indice de réfraction (RI)  $n_1$  vers un milieu à indice de réfraction (RI)  $n_2$ , l'angle d'incidence  $\alpha_1$  et l'angle de réfraction  $\alpha_2$  sont données par l'expression :

$$\frac{n_1}{\sin\alpha_2} = \frac{n_2}{\sin\alpha_1} \quad (\text{I.15})$$

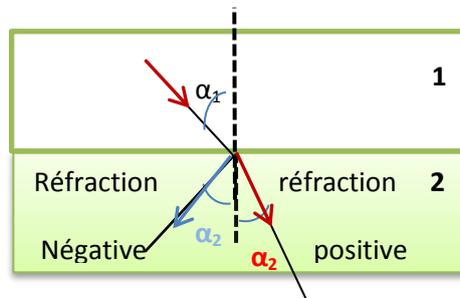


Fig. (I.3): Les angles de réfraction négative et positive

Si on considère que le Milieu 2 a un indice de réfraction négatif (NRI), l'angle de réfraction devient aussi négatif et l'onde réfléchi se déplace dans le même demi espace du vecteur normal comme pour l'onde incidente.

### I-3 Classification des MMx

Les MMx peuvent être classés Selon les parties réelles de la permittivité et de la perméabilité, comme indiqué sur la fig. 1-1 [3, 13]. Le lieu supérieur droit de la figure contient les matériaux normaux, qui ont à la fois une permittivité positive et une perméabilité positive. DPS signifie "double positif" qui représente la majorité des matériaux se trouvant dans la nature par exemple les diélectriques. En revanche, le lieu inférieur gauche contient les matériaux DNG, qui ont à la fois une permittivité négative et une perméabilité négative. Ce type de MMx est parfois appelé matériau main gauche (LHM) ou à indice de réfraction négatif (NRI) [8]. On y observe beaucoup de phénomènes

intéressants: réfraction anormale [6, 14], inversion du décalage de Doppler inversé [15, 16], inversion des rayonnements de Cherenkov [17, 18], vitesse de groupe et vitesse de phase opposée [19,20], etc. Dans les coins supérieur gauche et inférieur droit, il y a deux types de MMx avec seulement la permittivité ou la perméabilité négative. Ils sont appelés les SNG (single négative) i.e un seul paramètre négatif Les matériaux avec une permittivité et une perméabilité proches de zéro sont situés autour de l'axe des x et de l'axe des y, respectivement. Au centre se trouvent les matériaux à indice de réfraction zéro (ZRI)

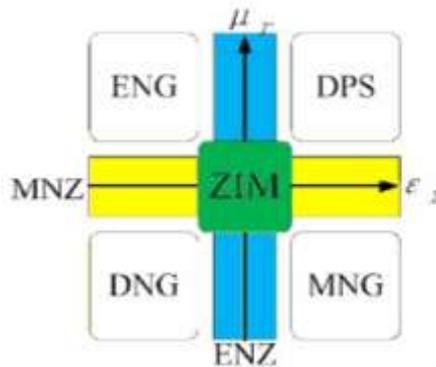


Fig. (I-4) La nomenclature des MMx, basée sur les valeurs des parties réelles de leur permittivité et de leur perméabilité. DPS: double média positif, ENG: média négatif, MNG: média négatif, DNG: média double négatif, ENZ:  $\epsilon$  proche de zéro, MNZ:  $\mu$  proche de zéro, ZIM: milieu indice zéro.

### **I.3.1 Description des métasurfaces**

Une structure plane à haute impédance est une sorte de MM 2D, parfois appelé métasurface. La structure plane consiste en une structure périodique de cellules unitaires résonantes. Quand une onde électromagnétique frappe la surface, la phase de l'onde réfléchi sera réglée par ces résonateurs.

En accordant les dimensions du résonateurs, l'onde de réflexion peut être entièrement contrôlé à des fréquences spécifiques. Un autre type important de métasurface est le plan absorbeur [27, 28]. Dans ce cas, les matériaux des cellules unitaires sont à perte. Dans la limite, l'onde incidente est totalement absorbée et aucune onde n'est réfléchi.

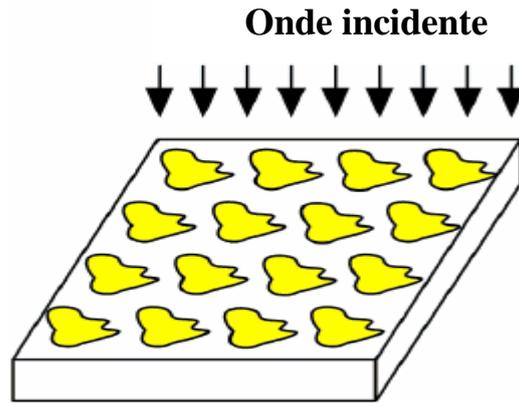


Fig. (I.5) : Motif d'une métasurface.

### I.3.2 Le RSS (split ring resonator) et les motifs des MMx

En 1999, Pendry et. Al. [2] propose qu'en créant des structures artificielles de dimensions inférieures à la longueur d'onde de la lumière de façon périodique, on peut obtenir un indice de réfraction négatif. Ces matériaux ont ensuite été appelés "métamatériaux" ou "matériaux gauchers" (LHM). Pendry a proposé qu'un réseau homogène de résonateurs à anneau divisé (SRR), espacés comme des cerceaux métalliques, se comportent comme un matériau composite. Ces SRR peuvent agir comme un circuit oscillant LC contenant une bobine magnétique d'inductance  $L$  ( le tour métallique) et un condensateur de capacité  $C$  (espace entre les bras du SRR).

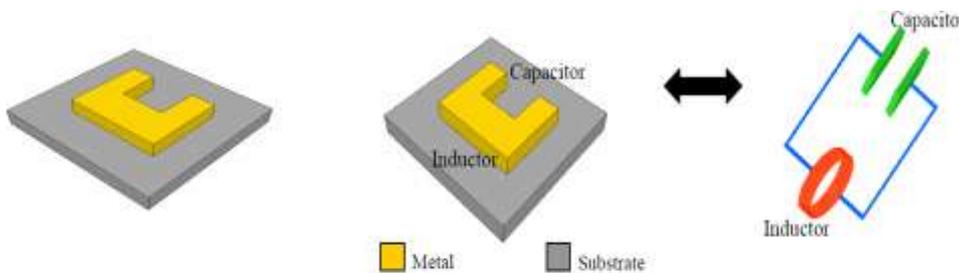


Fig. (I. 6) : Résonateurs à anneau divisé (SRR)

### I-3-3 Extraction de la permittivité et de la perméabilité des structures de MM

L'extraction de la permittivité et de la perméabilité à partir des coefficients de transmission et de réflexion est un sujet très controversé. Dans cette partie en on présente deux méthodes celle suggérée par Smith et al dans la référence [13] et la plus fameuse introduite par Nicolson , Ross et Weir connue sous l'abréviation (NRW) et décrite dans [2] et [3].

**(a) - L'approche NRW**

L'approche NRW commence par introduire les termes

$$\begin{aligned}V_1 &= S_{21} + S_{11} \\V_2 &= S_{21} - S_{11}\end{aligned}\tag{I.16}$$

Avec :

$S_{21}$  et  $S_{11}$  sont les paramètres S de la structure étudiée

Puis introduit les quantités:

$$X = \frac{1+V_1}{V_1+V_2} \frac{V_2}{2T} = \frac{1+T^2}{2T}\tag{I.17}$$

$$Y = \frac{1-V_1}{V_1-V_2} \frac{V_2}{2R} = \frac{1+R^2}{2R}\tag{I.18}$$

Par conséquent, on obtient le coefficient de transmission et de réflexion à partir des équations (I.17) et(I.18) comme :

$$T = X \pm \sqrt{X^2 - 1}\tag{I.19}$$

$$R = Y \pm \sqrt{Y^2 - 1}\tag{I.20}$$

Lors de l'analyse de la permittivité et de la perméabilité des metamatériaux DNG, plusieurs référence utilisent le même procédé mais introduisent des approximations pour éviter les difficultés de calcul notamment, dans les régions de résonance de perméabilité et de permittivité à cause de la présence de racine carrée dans les expressions d'extraction des normes qui rend la forme originale de l'analyse inadaptée

$$T = \frac{V_1-R}{1-RV_1}\tag{I.21}$$

De même, le coefficient de réflexion de l'interface est donné par:

$$R = \frac{T^2-V_2}{1-TV_2}\tag{I.22}$$

A partir des équations (I.21) et (I.22) on peut obtenir les expressions exactes:

$$1 - T = \frac{(1-V_1)(1+R)}{1-RV_1}\tag{I.23}$$

$$\eta = \frac{1-R}{1+R} = \frac{1-T}{1+T} \frac{1-V_2}{1+V_2}\tag{I.24}$$

En supposant que l'épaisseur électrique de la plaque MTM n'est pas trop grande, c'est-à-dire que  $kd \leq 1$  et sachant que:  $k = \frac{\omega \sqrt{\epsilon_r \mu_r}}{c} = k_0 \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ , ils introduisent l'approximation:  $T \sim 1 - jkd$  pour obtenir les résultats approximatifs de l'impédance et de la perméabilité des ondes à partir des équations (I.23) et (I.24) respectivement.

$$k \sim \frac{1}{jd} \frac{(1-V_1)(1+R)}{1-RV_1} \quad (I.25)$$

$$\mu_r \sim \frac{2}{jk_0 d} \frac{1-V_2}{1+V_2} \quad (I.26)$$

$\epsilon_r$  est l'indice de réfraction peut alors être obtenu simplement comme:

$$\epsilon_r = \left(\frac{k}{k_0}\right)^2 \frac{1}{\mu_r} \quad (I.27)$$

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} = \frac{k}{k_0} \quad (I.28)$$

Le carré de l'impédance de l'onde peut aussi être obtenu comme suit :

$$\eta^2 = \frac{\mu_r}{\epsilon_r} = \frac{Y+1}{Y-1} = \frac{1+V_1}{1-V_1} \frac{1-V_2}{1+V_2} = \frac{(1+S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1-S_{11})^2 - S_{21}^2} \quad (I.29)$$

Parce qu'ils évitent les problèmes de racine carrée, ces expressions semblaient produire des résultats raisonnables pour tous les cas, cependant, que la combinaison de l'équation (I.29) et (I.26) donne :

$$\epsilon_r \sim \frac{2}{jk_0 d} \frac{1-V_1}{1+V_1} \quad (I.30)$$

Cette expression ne parvient pas à reproduire les caractéristiques de résonance attendues physiquement même si l'équation (I.26) le fait. Pour surmonter les difficultés concernant la précision des équations (I.26) et (I.27) dans tous les cas près des résonances de  $\mu$ , on a trouvé que lorsque  $kd \leq 1$

$$S_{11} \sim \frac{2jkd(\eta^2-1)}{(\eta+1)^2 - (\eta-1)^2} = 2jkd \frac{\eta^2-1}{4\eta} \quad (I.31)$$

Qui donne:

$$\epsilon_r \approx \mu_r + j \frac{2S_{11}}{k_0 d} \quad (I.32)$$

**(b) - L'approche de Smith**

La formule indique que la partie réelle de l'indice de réfraction 'Re (n)' et la partie imaginaire de l'indice de réfraction 'Im (n)' peut être donnée comme

$$Re(n) = \mp Re \left[ \frac{\cos^{-1} \left( \frac{1}{2t'} [1 - (r^2 - t'^2)] \right)}{kd} \right] + \frac{2\pi m}{kd} \quad (I.33)$$

$$Im(n) = \mp Im \left[ \frac{\cos^{-1} \left( \frac{1}{2t'} [1 - (r^2 - t'^2)] \right)}{kd} \right] \quad (I.34)$$

Avec ...

r : coefficient de réflexion

t' : coefficient de transmission normalisé

k : le nombre d'onde de l'onde incidente.

d : l'épaisseur totale du matériau

m : un entier

Cependant, cette formule a été sévèrement contestée car elle fait beaucoup d'hypothèses ambiguës et convient principalement pour les calculs d'indices de réfraction à fréquences micro-ondes. Il suppose également que les fonctions diélectriques des métaux sont constantes à toutes les fréquences. Afin d'extraire les valeurs de permittivité et de perméabilité des réseaux SRR, il est nécessaire d'avoir à la fois les coefficients de transmission et de réflexion à l'incidence normale et à l'incidence angulaire (pour générer les caractéristiques de phase).

## **I-4 Quelques applications des méta matériaux**

### **I-4.1 La cape d'invisibilité :**

Parmi les applications possible des méta matériaux est celle de rendre invisible un objet en obligeant une onde électromagnétique à le contourner et à se reconstituer derrière lui. Comme cela est montré sur la figure suivante, il s'agit d'un matériau qui peut rendre un volume invisible à un rayonnement incident [26, 27, 28].

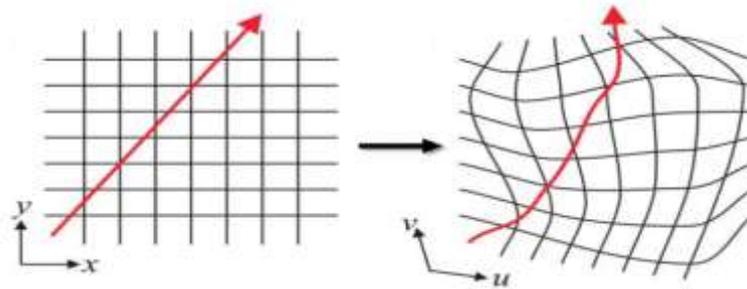


Fig. (I. 7) : (a) Une ligne de champ en espace libre dans un repère cartésien

(b) La ligne de champ déformé avec le repère déformé de la même façon.

L'exemple est la cape qui diminue la diffusion de l'onde par l'objet caché tout en réduisant en même temps sa trace, de telle sorte que la cape et l'objet combiné se comportent comme un espace vide.

#### **I-4.2 La miniaturisation**

Une autre application importante, les méta matériaux permettent une miniaturisation de la plupart des dispositifs classiques tels que les antennes, les guides d'ondes, les absorbants, les capteurs, etc. parmi les exemples d'applications les antennes patch.

#### **Conclusion :**

En réalité les métamatériaux sont très anciens, puisqu'on peut considérer par exemple les verres colorés utilisés dans les vitraux des cathédrales comme des métamatériaux optiques. Dans ce chapitre on a présenté l'état de l'art des MMx, on a commencé par un rappel théorique de la propagation et les équations de Maxwell et les différentes caractéristiques des métamatériaux, ensuite on a fait une classification du différents types du MMx selon les parties réelles de la permittivité et la perméabilité, et on a présenté les différentes méthodes d'extraction de leurs caractéristiques, et enfin, nous avons présenté quelques applications des MMx.



**CHAPITRE II :**  
**les méthodes de modélisations EM**

## II-1- Introduction

La modélisation électromagnétique constitue un enjeu dans de nombreux domaines d'application. En vue de traiter les problèmes les plus divers, de nombreux modèles ont été développés. Un modèle n'est qu'une certaine représentation, pour se rapprocher au mieux et ce dans une certaine limite, de la réalité. Il repose sur un ensemble d'hypothèses qui vont permettre de reformuler plus simplement un problème initial. Un modèle se base donc sur des approximations et possède par conséquent un certain domaine de validité. L'ensemble des différents modèles permet d'appréhender et de mieux comprendre les différents aspects d'un problème. Les dispositifs hyperfréquences et leurs applications couvrent une vaste zone du domaine électromagnétique, et ont des fonctions et des dimensions très diverses en fonction de leur plage de fréquence d'utilisation. Pour modéliser de tels dispositifs et leurs interactions, nous disposons d'un ensemble de méthodes qui permettent de résoudre un certain nombre de problèmes, et ce dans un certain domaine de validité. Les équations de Maxwell ne peuvent pas être résolues analytiquement dans la plupart des cas. De nombreuses méthodes ont été développées pour l'électromagnétisme. Elles peuvent être classées en différentes catégories en fonction de leur formulation et de leur domaine d'analyse. Certaines dites « **rigoureuses** » basées sur une résolution numérique permettent l'analyse d'objets électriquement petits. ces méthodes sont basées sur des concepts, des hypothèses qui leurs sont propres et conviennent par conséquent à un certain type de problème donné. C'est donc l'analyse d'un problème électromagnétique qui va permettre d'identifier et de définir clairement un type de formulation appropriée et les processus à mettre en œuvre pour la résolution du problème.

## **II-2 le domaine d'analyse**

### **II-2-1 Les méthodes fréquentielles**

Les méthodes basées sur l'analyse fréquentielle sont plus efficaces pour analyser des milieux dispersifs ou à pertes, c'est-à-dire des milieux dont les paramètres dépendent de la fréquence. Elles sont aussi mieux adaptées à la caractérisation sur une bande étroite. Cependant elles sont peu efficaces pour la caractérisation sur une large bande de fréquences, ce qui nécessiterait plusieurs exécutions pour compléter le domaine spectral. De plus, elles ne sont pas adaptées aux problèmes non-linéaires et non-stationnaires.[24]

Les méthodes pour basse fréquence

- La méthode des différences finis (DF)

Les méthodes pour les hautes fréquences

- La Méthode d'élément finis (FE)
- La Méthode des différences finis (FDTD)
- La Méthode des moments (MOM)
- La Méthode TLM
- La Méthode WCIP

### **II-2-2 Les méthodes temporelles**

Contrairement aux méthodes fréquentielles, les méthodes temporelles sont particulièrement bien adaptées à la caractérisation sur une large bande de fréquences, et aussi pour les problèmes non-linéaires et non stationnaires. Cependant, il devient plus compliqué de tenir compte de milieux dont les paramètres dépendent de la fréquence. En effet, ceci nécessite l'application de convolutions ou de techniques de filtrage qui peuvent s'avérer assez complexes à mettre en œuvre et coûteuses en terme de ressources informatiques. De plus ces méthodes peuvent nécessiter un nombre d'itérations prohibitif si le maillage est très fin (dans le cas de méthodes numériques). Il faut ajouter également que les résultats obtenus par ce type de méthodes ne sont pas interprétables avant d'en avoir effectué une transformée de Fourier, opération peu coûteuse. Les différents avantages et inconvénients propres à chacun de ces deux domaines d'analyse mettent bien en évidence leurs spécificités et leur complémentarité pour traiter de problèmes électromagnétiques.[24]

## **II-3 Les méthodes rigoureuses**

### **II-3-1 La Méthode des Différences Finies dans le Domaine des Temps (FDTD)**

La méthode des différences finies dans le domaine des temps (DFDT) a connu récemment un regain d'attention pour la modélisation des matériaux anisotropes et non linéaires. Cette méthode, introduite pour la première fois par Yee en 1966, est une technique numérique pour la résolution de l'équation de Maxwell dans le domaine des temps. A la différence de l'équation intégrale basée sur la résolution des équations de Maxwell, l'algorithme de la DFDT de Yee présente plusieurs avantages [29-31]:

- 1- il ne nécessite la connaissance d'aucune des fonctions de Green,
- 2- il n'y a pas d'intégrales multidimensionnelles singulières à déterminer,
- 3- il ne nécessite pas la sommation de séries infinies multidimensionnelles  
Convergente très lentement,
- 4- il est facile à programmer.

Cependant, ces avantages ont un prix. Cette méthode nécessite de grands espaces mémoire pour le calcul afin de discrétiser convenablement les zones dont les dimensions sont petites par rapport à la longueur d'onde du mode de guide d'onde dominant. Le temps CPU peut être important lorsqu'on utilise des méthodes d'intégration dans le temps explicite et de maillages de simulation uniformes. L'algorithme de la MDFDT est dérivé directement des équations de Maxwell dans le domaine temporaire. Il consiste à remplacer les équations de Maxwell par des équations de différences qui peuvent être intégrées numériquement. Pour cela, on introduit un maillage espace-temps et on définit les champs sur ce maillage.[29-32]

### **II-3-2 La Méthode des éléments finis**

La méthode des éléments finis (FE) a été conceptualisée par A. HERNIKOFF et R. COURANT dans les années 1940. Elle s'applique aux dispositifs microondes de formes quelconques. Elle est basée sur la résolution des équations de Maxwell et sur la description géométrique de la structure sous forme d'un maillage. Elle consiste à diviser l'espace en petits éléments homogènes mais de taille pratiquement très variable, ce qui constitue l'un des points forts de cette méthode. [30-32]

Les principaux avantages de la méthode FEM sont [29,30]:

- La simplification de la modélisation des phénomènes discontinus.
- La manipulation facile des géométries très complexes.

- La gestion d'une grande variété de problèmes d'ingénierie.
- La gestion des contraintes complexes.

Inconvénients [29] :

- Le temps de calcul est élevé (maillage volumique).
- Besoin d'un grand espace mémoire [32]

### **II-3-3 La Méthode TLM**

La méthode TLM est une méthode temporelle repose sur l'analogie qui existe entre un réseau électrique, ses courants et ses tensions, un milieu de propagation et le champ électromagnétique qui s'y propage.

Pour La méthode TLM, on numérise les dérivées temporelles et spatiales et l'on Subdivise les dispositifs en cellules élémentaires (maillage).

Les principaux avantages de la méthode TLM sont :

- La modélisation de matériaux et géométries complexes
- Les calculs possibles sur des machines mises en parallèle.

Les principaux inconvénients sont :

- les temps de calcul et les ressources mémoires utilisés.

Dans le cadre de la TLM, les différents points du maillage sont reliés par lignes de transmission virtuelles et la modélisation des matériaux est introduite par des capacités, des inductances et des résistances. [30]

### **II-3-4 La méthode des moments (MoM)**

La méthode des moments est une méthode fréquentielle permettant de résoudre des équations intégrales complexes en les réduisant à un système linéaire d'équations.

Cette méthode a été popularisée par Harrington en 1967, elle est très utilisée notamment pour la modélisation des problèmes d'antennes et de transitions entre guides. Elle reste cependant peu efficace pour les problèmes à géométrie complexe et pour ceux faisant intervenir des matériaux inhomogènes. [34]

Les principaux avantages de la méthode MoM sont :

- Mailler seulement la géométrie de la structure à étudier sans mailler son environnement.
- Peu de mailles sont nécessaires pour résoudre le problème.
- Le temps de calcul est faible (maillage surfacique).

Inconvénients :

- La résolution des structures où la géométrie contient différents milieux diélectriques ou magnétiques se révèle délicate.
- La résolution est effectuée dans le domaine fréquentiel, ce qui complique le traitement des nonlinéarités [29,35].

**II-3-5 La méthode itérative (WCIP)**

La méthode itérative basée sur le concept d’onde transversale est une méthode intégral, qui utilise la résolution numérique dans le domaine fréquentiel et temporel des équations de maxwell, Elle est présentée plus en détail dans la suite de ce chapitre car c'est la base de notre travail.

**II-3-6 Comparaison des méthodes numériques**

Méthodes	MoM	FDTD	FEM
Maillage	Un maillage simple (Rectangulaire ou triangulaire ou mixte)	Un maillage sous forme des cubes	Un maillage sous forme de petits éléments finis
Domaine	Fréquentiel	Temporel	Fréquentiel
Techniques de Résolution	Techniques de résolution Utilise des fonctions d’essai et d’expansion pour simplifier les intégrales et les transformer en matrices.	Résout directement les équations de Maxwell en utilisant les différences finies	Résout les équations aux dérivés partielles en utilisant différentes méthodes s’appuyant sur la résolution par élément puis l’assemblage des résultats
Avantages	Un traitement efficace des surfaces conductrices. Seules les surfaces sont maillées. Prend en compte automatiquement les conditions aux limites pour les problèmes de rayonnement ouverts. La plupart des paramètres peuvent être déduits de la densité de courant.	Ne nécessite pas d’inversion de matrice. Implémentation simple. Le traitement des géométries et des matériaux inhomogènes est très simple	Permet de prendre en compte précisément les limites anatomiques du corps humain. Permet de s’adapter à un grand nombre de situations, vu que non seulement la taille des éléments mais aussi leur forme et le degré d’approximation de chacun d’eux peuvent être modifiés

Inconvénients	Ne traite pas les matériaux volumiques : - Pour les matériaux homogènes une formulation équivalente par courant de surface doit être utilisée. - Pour les matériaux inhomogènes une formulation équivalent par courant volumique qui est très coûteuse numériquement. La complexité de la méthode varie de façon particulière	Désire une bonne précision, la discrétisation du domaine doit être suffisamment petite, ce qui a pour conséquence d'augmenter le temps de calcul. Cette méthode n'est plus efficace quand il s'agit de modéliser des structures constituées de conducteur parfait	Les bases mathématiques de cette méthode sont relativement complexes. Inefficace pour traiter des conducteurs rayonnants. Le maillage peut devenir très complexe pour des structures 3D ce qui nécessite un temps de maillage plus grand par rapport à celui de simulation. Elle est plus complexe à Implémenter
---------------	--	--	---

Tableau (II.1): Comparaison des méthodes numériques

## **II-4 La méthode itérative**

### **II-4-1- Définition et histoire**

La méthode itérative basée sur le concept d'onde transverse « WCIP » (Wave Concept Iterative Procedure) basée sur le concept d'onde a été initiée par Pr. H.Baudrand, depuis les années 1995. Elle permet la résolution de problème de diffraction électromagnétique et l'analyse des matériaux et circuits planaires [34,35].

### **II-4-2- Le principe de la méthode**

La méthode itérative basée sur le concept d'onde transverse WCIP est une méthode intégrale bien adaptée à la caractérisation des circuits planaire [38,39]. Le principe de cette méthode simple et efficace est de mettre en relation les ondes incidentes et les ondes réfléchies dans les milieux autour des discontinuités en exprimant la réflexion dans le domaine modal et la diffraction dans le domaine spatial. La transition entre les deux domaines se fait à travers une Transformation Modale Rapide (FMT), respectivement, et sa transformation inverse  $FMT^{-1}$ . Le processus itératif est arrêté à une convergence des paramètres physiques observés [29, 31,35].

L'originalité de cette méthode est double:

- sa facilité d'application en raison de l'absence des fonctions de test.
- son temps de calcul rapide, essentiellement dû à l'utilisation systématique de la Transformée en Mode Rapide FMT.
- d'un faible nombre d'inconnues.

**II-4-2-1 Le Concept d'onde**

Soient deux régions distinctes caractérisées par  $(\epsilon_1)$  et  $(\epsilon_2)$  séparées par un plan de discontinuité  $\Omega$  d'épaisseur négligeable sur le quel est imprimé un circuit. Nous définissons les deux plans fictifs  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$ , infiniment voisins au plan discontinuité  $\Omega$  comme le montre la figure (II.1)[27].

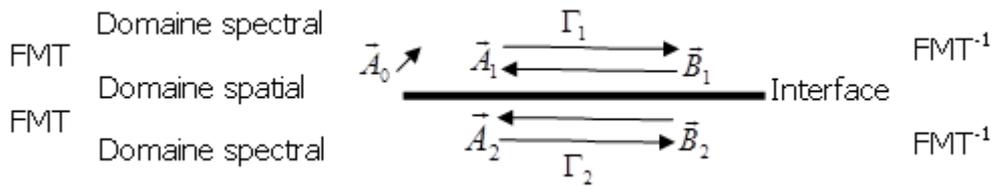


Fig (II-1): définition des ondes incidentes et réfléchies

La densité de courant  $\vec{J}_i$  est définie par [38,39] :

$$\vec{J}_i = \vec{H}_i \times \vec{n}_i \tag{II-1}$$

Où:  $\vec{H}_i$  est le champ magnétique tangentiel à la discontinuité de l'interface correspondant

au champ électrique  $\vec{E}_i$

$\vec{n}_i$  : est le vecteur unitaire normal à  $(\Omega)$

Les amplitudes des ondes incidentes  $A_i$  et réfléchies  $B_i$  dans l'interface  $(\Omega_i)$  sont définies

Par [38-45] :

$$\vec{A}_i = \frac{1}{2\sqrt{Z_{0i}}} (\vec{E}_T + Z_{0i}(\vec{H}_T \times \vec{n})) \tag{II-2}$$

$$\vec{B}_i = \frac{1}{2\sqrt{Z_{0i}}} (\vec{E}_T - Z_{0i}(\vec{H}_T \times \vec{n})) \tag{II-3}$$

$Z_{0i}$  : l'impédance intrinsèque caractéristique du milieu i dont l'expression est donné par :

$$Z_{0i} = -Z_{0i} = \frac{\eta}{\sqrt{\epsilon_{ri}}}$$

Cette expression résulte du  $\frac{|\vec{E}_t|}{H_t}$ . elle est réelle dans le cas particulier d'un milieu sans perte et complexe dans le cas général d'un milieu avec perte.

Avec  $\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_{ri}}} = 120\pi$  est l'impédance du vide et  $\epsilon_{ri}$  est la constante diélectrique relative du milieu  $i \in (1,2)$ .

Les ondes transversales ( $\vec{A}_i$ ) et ( $\vec{B}_i$ ) peuvent être utilisées pour calculer les champs électriques et l'intensité du courant tangentielle sur chacun des deux côtés de l'interface à partir des équations (II-1), (II-2) et (II-3), comme [48-50]:

$$E_i = \sqrt{Z_{0i}}(A_i + B_i) \quad (II-4)$$

$$J_i = \frac{1}{\sqrt{Z_{0i}}}(A_i - B_i) \quad (II-5)$$

#### II-4-2-2- Définition de l'onde incidente $A_0$

La figure (II-2) présente un schéma général d'un circuit périodique, qui est caractérisé par l'impédance  $Z_0$  et source  $E_0$  [37]

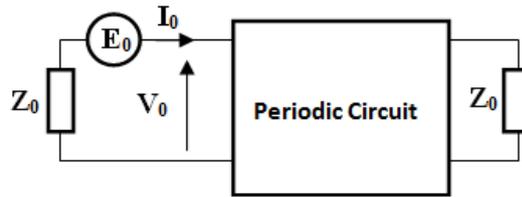


Fig. (II-2) : Un schéma général d'un circuit périodique.

Nous pouvons réécrire le voltage et le courant à la première cellule d'entrée en termes de l'onde incidente et réfléchie, comme suit :

$$V_0 = \sqrt{Z_0}(A_0 + B_0) \quad (II-6)$$

$$I_0 = \frac{1}{\sqrt{Z_0}}(A_0 - B_0) \quad (II-7)$$

Ainsi, on peut écrire :

$$V_0 = E_0 - Z_0 I_0 \quad (II-8)$$

Donc, on définit  $\vec{A}_0$  par :

$$\vec{A}_0 = \frac{\vec{E}_0}{\sqrt{Z_0}} \quad (II-9)$$

Se référer à la figure (II-1), les ondes réfléchies sont liées aux ondes incidentes comme [27, 28, 29, 38]:

$$\begin{pmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{pmatrix} = \hat{S}_\Omega \begin{pmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{pmatrix} \quad (\text{II-10})$$

- $\hat{S}_{\text{int}}$  est un opérateur de diffraction au niveau de l'interface diélectrique liant les ondes incidentes aux ondes réfléchies dans le domaine spatial, il traduit les phénomènes physique à l'interface.[39]

Les ondes diffractées seront réfléchies pour générer les ondes incidentes pour la prochaine itération, mais après avoir ajouté les ondes de la source [38,39].

$$\begin{pmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{pmatrix} = \hat{\Gamma} \begin{pmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \vec{A}_0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II-11})$$

- $\hat{\Gamma}$  est l'opérateur de réflexion liant les ondes réfléchies aux ondes incidentes dans le domaine spectral.

### II-4-3 L'opérateur de diffraction

L'opérateur de diffraction  $\hat{S}_{\text{int}}$  est défini dans le domaine spatial. Il traduit les conditions aux limites et les relations de continuité des champs tangentiels au niveau de l'interface diélectrique. L'opérateur de diffraction est intimement lié à ce qui se passe au niveau de l'interface et particulièrement à la structure géométrique du circuit.

L'interface est composée de trois régions [28,48] :

- **Le domaine métallique**  $H_M$  : consiste les éléments passifs du circuits.
- **Le domaine diélectrique**  $H_I$  : est entièrement formé par des éléments isolants
- **Le domaine source**  $H_S$  : remplace soit la source d'excitation soit le composant localisé.

#### II-4-3-1- expressions de $\hat{S}_{\text{int}}$ sur le domaine métallique

Sur cette partie de l'interface le champ électrique tangentiel  $\vec{E}_T$  s'annule dans chacun des milieux  $i$ , c'est-à-dire que nous avons :

Sur  $H_M$  : [38]

$$E_1 = E_2 = 0 \quad (\text{II-12})$$

$$\sqrt{Z_{01}}(A_1 + B_1) = \sqrt{Z_{02}}(A_2 + B_2) = 0 \quad (\text{II-13})$$

Ce qui donne en notation matricielle :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -H_M & 0 \\ 0 & -H_M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad (\text{II-14})$$

Ce qui permet d'en déduire que :  $A_i = -B_i$  Finalement pour domaine métallique  $H_M$

$$\widehat{S} = -\widehat{H}_M \quad (\text{II-15})$$

Avec

$\widehat{H}_M$  est la fonction indicatrice, représentative du milieu métallique, qui permet de n'appliquer une équation que sur ce domaine précis, tout en excluant les autres domaines, et qui se définit comme un échelon de Heaviside [28,46] :

$$H_M = \begin{cases} 1 & \text{sur le métal} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{II-16})$$

C'est-à-dire que les ondes sont totalement réfléchies par le métal et que rien n'est transmis à travers cette partie de l'interface.

Donc sur  $H_M$  :

$$\widehat{S}_{\text{int}} = -1 \quad (\text{II-17})$$

#### II-4-3-2- expression de $\widehat{S}_{\text{int}}$ sur le domaine diélectrique

Dans ce domaine, les conditions aux limites sur les champs électromagnétiques transverses imposent l'annulation du courant et la continuité du champ électrique, d'où la relation (II-18) [28, 49, 52] :

$$J_1 = J_2 = 0 \quad (\text{II-18})$$

$$E_1 = E_2 \neq 0 \quad (\text{II-19})$$

Ces relations introduites en Eq (II-10) (II-11), donnent :

$$\begin{cases} \frac{1}{\sqrt{Z_{01}}}(A_1 - B_1) = \frac{1}{\sqrt{Z_{02}}}(A_2 - B_2) \\ \sqrt{Z_{01}}(A_1 + B_1) = \sqrt{Z_{02}}(A_2 + B_2) \neq 0 \end{cases} \quad (\text{II-20})$$

Ce qui donne en notation matricielle :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{01} + Z_{02}} H_I & \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} H_I \\ \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} H_I & \frac{Z_{01} - Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}} H_I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad (\text{II-21})$$

Avec  $H_I$  est l'échelon de Heaviside défini de tel sorte que :

$$H_I = \begin{cases} 1 & \text{sur le domaine isolante du plan } \Omega \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{II-22})$$

L'opérateur de diffraction  $\widehat{S}_{\text{int}}$  qui relie les ondes incidentes aux ondes réfléchies sur  $H_I$  est lu directement dans l'équation (II-23) tel que :

Sur  $H_I$  :

$$\widehat{S}_{\text{int}} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{01} + Z_{02}} & \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \\ \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} & \frac{Z_{01} - Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}} \end{bmatrix} \quad (\text{II-22})$$

### II-4-3-3 Expression de $\widehat{S}_{\text{int}}$ sur Le domaine source $H_S$

Le domaine source est formé par tous les éléments actifs pouvant être une source et / ou par tous les éléments qui viendront au final se brancher directement sur le circuit en y apportant de l'énergie.

les ondes incidentes et réfléchies sont reliées par des éléments inconnus  $(k_{11}, k_{12}, k_{21}, k_{22})$  qui sont multipliés par la fonction indicatrice du milieu. De plus, apparaissent les éléments propres à l'excitation dans chaque milieu  $A_{01}$  et  $A_{02}$

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{11}H_S & k_{12}H_S \\ k_{21}H_S & k_{22}H_S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_{01}H_S \\ A_{02}H_S \end{bmatrix} \quad (\text{II-23})$$

L'opérateur de diffraction sur ce domaine s'écrit donc de la façon suivante :

$${}_{Sur}H_s \quad \widehat{S}_{int} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{bmatrix} \quad (II-24)$$

Ou  $H_s$  est la fonction indicatrice, représentative du milieu source . Elle est définie de la même façon que les fonctions indicatrices des autres milieux :

$$H_s = \begin{cases} 1 & \text{sur la source} \\ 0 & \text{partout ailleurs} \end{cases} \quad (II-25)$$

#### II-4-3-4 des conditions limites

La relation des conditions aux limites de continuité sur l'interface est la somme des conditions à l'interface établies précédemment pour chacun des domaines (métalliques, diélectrique et sources). Chacun des domaines étant pointé par sa fonction indicatrice, exclusive des autres domaines, l'interface est finalement la somme de chacun des domaines la composant. On peut ainsi écrire [39] :  
sur l'interface entière.

$$H_M + H_I + H_S = 1 \quad (II-26)$$

On sait déjà que :

$$\begin{bmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{bmatrix} = \widehat{S}_{int} \begin{bmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_{01}H_s \\ A_{02}H_s \end{bmatrix} \quad (II-27)$$

On peut donc en déduire l'opérateur global de diffraction au niveau de l'interface, par rapport aux fonctions indicatrices de chaque domaine Sur interface entière:

$$\left[ \widehat{S}_{int} \right] = \begin{bmatrix} \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{01} + Z_{02}} H_I - H_M + k_{11}H_s & \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} H_I + k_{12}H_s \\ \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} H_I + k_{21}H_s & \frac{Z_{01} - Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}} H_I - H_M + k_{22}H_s \end{bmatrix} \quad (II-28)$$

#### II-4-4 L'opérateur de réflexion

L'opérateur de réflexion qui est exprimé dans le milieu modal est une des causes principales de l'utilisation de ce domaine. En effet,  $\widehat{\Gamma}$  liant les ondes réfléchies aux ondes

incidentes dans le domaine spectral et possède une propriété particulière qui lui permet d'être utilisé facilement dans le domaine modal. Du fait de la linéarité de la relation existante entre les champs et les ondes,  $\hat{\Gamma}$  est diagonal sur la base des modes dans ce domaine. [39, 48]

L'opérateur de réflexion s'exprime sous la forme:

$$\hat{\Gamma} = \sum_{m;n} |f_{mn}\rangle \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \langle f_{mn}| = \sum_{m;n} |f_{mn}\rangle \hat{\Gamma}_{mn} \langle f_{mn}| \quad (\text{II.29})$$

$\hat{Y}$  : L'opérateur admittance ramené dans le plan de l'interface diélectrique qu'on peut écrire :

$$\vec{J} = \hat{Y}\vec{E}. \quad (\text{II.30})$$

$\{|f_{mn}\rangle_{nm \in \mathbb{N}}\}$  : est une base complète de modes propres chacun des modes est caractérisé par une impédance propre  $Z = \frac{1}{Y}$ , en conséquence l'opérateur de réflexion s'écrit:

$$\hat{\Gamma} = \sum_{m;n} |f_{mn}^{TE}\rangle \hat{\Gamma}_{mn}^{TE} \langle f_{mn}^{TE}| + \sum_{m;n} |f_{mn}^{TM}\rangle \hat{\Gamma}_{mn}^{TM} \langle f_{mn}^{TM}| \quad (\text{II.31})$$

$\hat{Y}$  : Un opérateur de projection sur les fonctions de la base des modes  $|f_{mn}^\alpha\rangle$  tel que :

$$\hat{Y} = \sum_{mn} |f_{mn}^\alpha\rangle Y_{mn}^\alpha \langle f_{mn}^\alpha| \quad (\text{II.32})$$

$Y_{mn}^\alpha$  L'admittance de terminaisons ramenée au plan interfacique. L'admittance  $Y_{mn}^\alpha$  dépend de la hauteur  $h_i$  avec  $i = 1, 2$  en fonction du milieu considéré.  $\alpha$  est un indice générique notifiant que la variable indicée est dépendante de la nature du mode "transverse électrique TE ou transverse magnétique TM"

L'équation devient :

**Pour les modes TE :**

$$\Gamma_{mn}^{TE} = \frac{1 - Z_{0i} Y_{mn}^{TE}}{1 + Z_{0i} Y_{mn}^{TE}} \quad (\text{II-33})$$

**Pour les modes TM :**

$$\Gamma_{mn}^{TM} = \frac{1 - Z_{0i} Y_{mn}^{TM}}{1 + Z_{0i} Y_{mn}^{TM}} \quad (\text{II-34})$$

$Y_{mn}^{\alpha}$  l'admittance de terminaisons ramenée au plan interfacique. L'admittance  $Y_{mn}^{\alpha}$  dépend de la hauteur  $h_i$  avec  $i = 1, 2$  en fonction du milieu considéré.  $\alpha$  est un indice générique notifiant que la variable indicée est dépendante de la nature du mode "transverse électrique TE ou transverse magnétique TM"

- Pour un capot supérieur ou inférieur placé à la distance h du plan de discontinuité.

$$Y_{mn}^{\alpha} = Y_{mn}^{\alpha}(\epsilon_r) \coth(\gamma_{mn} h_i) \quad (\text{II-35})$$

- Pour un circuit ouvert (en l'absence du capot/ guide d'onde infini).

$$Y_{mn}^{\alpha} = Y_{mn}^{\alpha}(\epsilon_r) \quad (\text{II-36})$$

Avec :  $Y_{mn}^{\alpha}$  est l'admittance de mode donné pour chaque mode comme suit [28,52]:

- Les modes TE :

$$Y_{mn}^{TE}(\epsilon_r) = \frac{\gamma_{mn}}{j\omega\mu_0} \quad (\text{II-37})$$

- Les modes TM :

$$Y_{mn}^{TM}(\epsilon_r) = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_r}{\gamma_{mn}} \quad (\text{II-38})$$

Ou :

- $\epsilon_0$  est la permittivité diélectrique.
- $\omega$  est la pulsation, dépendante de la fréquence  $f$  par la relation  $\omega = 2\pi f$
- $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide
- $\gamma_{mn}$  est la constante de propagation exprimée dans le milieu spectral fonction des grandeurs géométriques et des différents éléments caractéristiques du milieu i considéré. Elle est calculer grâce à la formule suivante [25, 52]:

$$\gamma_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k_0^2(\epsilon_r) \quad (\text{II-39})$$

Où :  $a$  et  $b$  sont les dimensions du boîtier.

$k_0$  est le nombre d'onde dans le vide :

$$k_0^2 = \omega\mu_0\epsilon_0 \quad (\text{II-40})$$

#### **II-4-5 L'impédance vue par la source:**

Pour chaque itération L'impédance du circuit vue de la source  $Z_{in}$  ou (respectivement une admittance  $Y_{in}$ ). est généralement déterminée grâce à l'expression variationnelle suivante [28] :

$$\frac{1}{Z_{in}} = Y_{in} = \frac{\langle E_0 | J \rangle}{\langle E_0 | E_0 \rangle} \quad (\text{II.41})$$

Où  $\langle E | J \rangle$  est un produit scalaire entre  $E$  et  $J$  tel que sur la surface  $S$  de définition de  $E$  et  $J$   
Pour les cas particuliers, l'équation précédente nous donne sur le domaine métallique  $Z_{in} = 0$  et pour le domaine diélectrique  $Z_{in} = \infty$ .

#### **II-4-6 FMT Faste Modal Transforme**

On a défini précédemment deux relations qui lient les ondes incidentes et les ondes réfléchies qui sont définies dans deux milieux différentes (spatial et modal) puisque l'opérateur de réflexion n'est pas encore connu dans le domaine spatial et il reste uniquement connu dans le domaine modal.

Le passage d'un domaine à l'autre doit se faire rapidement d'où l'utilisation d'une transformée en mode rapide et de son inverse [51].

La transformée de Fourier en mode est une fonction permettant de définir les amplitudes des modes à partir des amplitudes sur les pixels dans le domaine spatial. Son utilisation dans la méthode itérative permet un temps de calcul faible puisque la FMT est basée sur la FFT bidimensionnelle intégrée dans la plupart des logiciels de calcul. La

FMT nécessite donc une discrétisation des domaines spatial et modal. La transformé en mode (FMT), et la transformé en mode inverse, permettent respectivement le passage du domaine spatial au domaine modale, et du domaine modale au domaine spatial comme le résume les équations (II-41) et (II-42) [38, 28].

$$[A_i]_{m,n} = FMT[A_i]_{i,j} \quad (\text{II-41})$$

$$[B_i]_{m,n} = FMT^{-1}[B_i]_{i,j} \quad (\text{II-42})$$

#### II-4-7 Processus itératif

En excitant la structure par une source d'ondes  $A_0$  on pourra générer les ondes ( $B_1^{(0)}$ ,  $B_2^{(0)}$ ) de part et d'autre du plan  $\Omega$ . Ces ondes seront réfléchies par les moitiés (capot) supérieure et inférieure du boîtier pour donner naissance aux ondes ( $A_1^{(1)}$ ,  $A_2^{(1)}$ ). Ces dernières constituent les ondes incidentes de l'itération suivante. Elles se diffractent sur le plan du circuit donnant naissance aux Ondes ( $B_1^{(1)}$ ,  $B_2^{(1)}$ ). Celles-ci seront à leurs tours réfléchies par

les moitiés inférieure et supérieure du boîtier pour donner ensuite des ondes incidentes de la deuxième itération notées ( $A_1^{(2)}$ ,  $A_2^{(2)}$ ). et ainsi de suite jusqu'à la convergence [27].

En Fin du processus itératif, les ondes incidentes et réfléchies sont donc liées par le système suivant :

$$\begin{cases} \vec{A} = \hat{S}_{\text{int}} \vec{B} + \vec{A}_0 & \text{pour le domaine spatial} \\ \vec{B} = \hat{\Gamma} \vec{A} & \text{pour le domaine spectral} \end{cases} \quad (\text{II-44})$$

Où :

- Avec la première itération, l'équation de la sphère spatiale devrait être exprimée simplement comme  $A_0$  ( $B = 0$ ).  $B$  apparaît maintenant avec l'opérateur  $\Gamma$  ( $B = \Gamma A$ ). L'équation (II-44) est appliquée de manière à obtenir la nouvelle valeur de  $A$  placée dans (II-45) ce qui donne la nouvelle valeur de  $B$ . Ce processus itératif consiste à appliquer successivement les équations (II-42) et (II-43), jusqu'à la convergence.

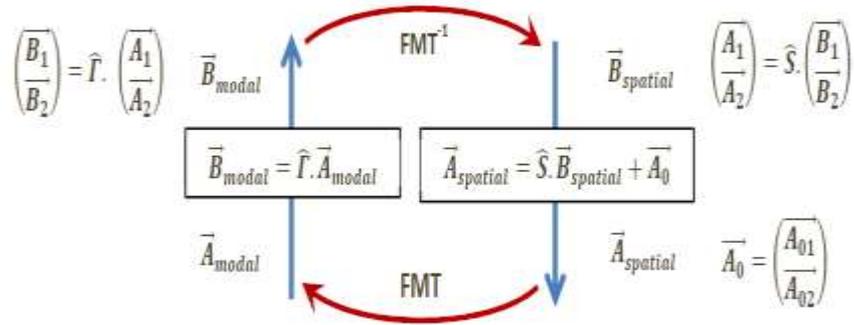


Figure (II-3) : Schématisation du processus itérative.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploré les différentes méthodes de modélisation EM qui existent dans la littérature, enfin et pour focaliser notre étude nous avons choisi de présenter une étude détaillée de la méthode itérative qui est basée sur le concept d'onde transverse et son principe. Cette méthode du fait de sa formulation assez simple pourrait être appliquée pour l'étude des structures planaires tel que les métasurfaces (les métamatériaux planaire).

**CHAPITRE III :**  
**Extraction des paramètres de la structure  
planaire du MM par la méthode WCIP**

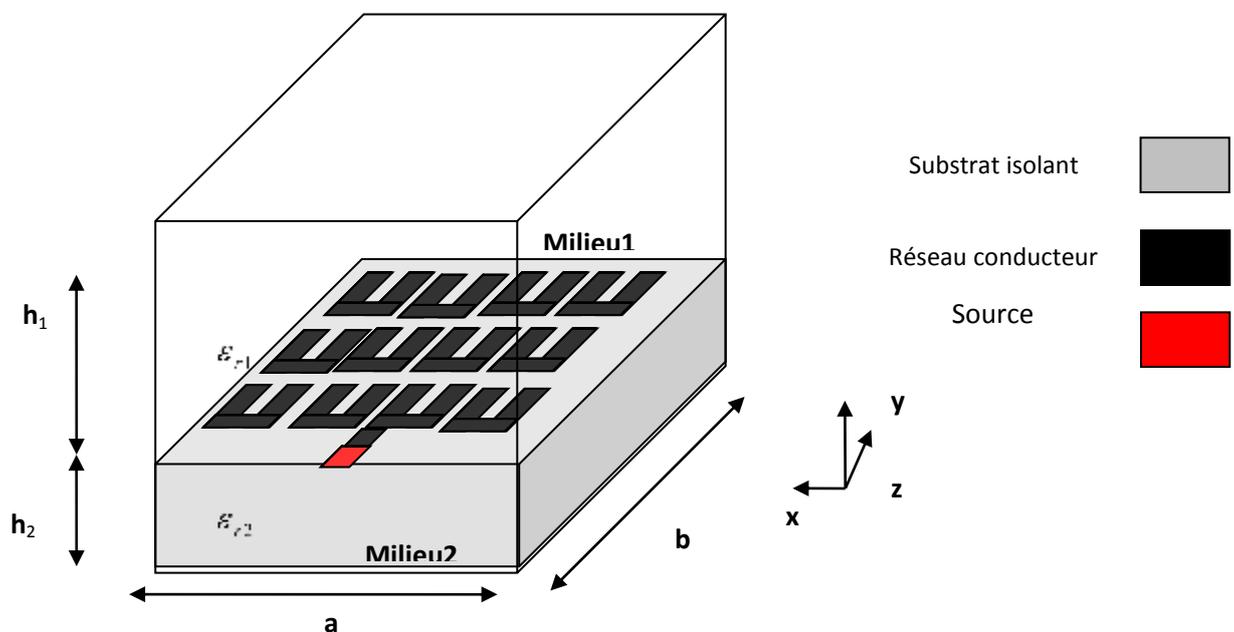
### III-1 Introduction

La caractérisation des composants électroniques, leurs modélisations et leur optimisation, avant leur fabrication, présente un grand déficit pour les fabricants. L'utilisation des simulateurs est devenue courante durant toutes les étapes de fabrication afin d'éviter toute anomalie sur le produit final et d'apporter les rectificatifs nécessaires en cherchant les caractéristiques optimales attendues du composant quand il est intégré dans son milieu final. [20-23]

Dans le domaine de la modélisation et la simulation électromagnétique Les chercheurs en circuits hyperfréquences mènent, actuellement, des recherches actives pour l'élaboration de simulateurs électromagnétiques globaux et sur la mise au point de la modélisation électromagnétiques multi échelles. [24-28]

Dans ce chapitre, nous allons explorer la méthode itérative par son application à l'analyse d'une structure planaire passive composée d'un réseau de cellules d'élément SRRs alimenté par une source d'excitation via une ligne micro ruban. (voir figure)

### III-2 Présentation de la structure



**Fig. (III.1):** modélisation d'une structure planaire constituée d'un réseau de SRRs.

La structure d'étude est un circuit planaire, simple couche, constitué d'un substrat mince, diélectrique, sur lequel sont disposés un réseau de cellules de SRRs présentant le MM ,une fine couche métallique constituant la ligne micro ruban alimentant la structure, un plan de masse est réalisé en métallisant tout l'autre coté du substrat. Cette structure est placée dans un boîtier métallique comme le montre la Fig. (III.1).

### III-3 Conditions aux limites

Le plan de discontinuité  $\Omega$  de cette structure est constitué de trois domaines :

Métal , diélectrique , source d'excitation  $S_0 (E_0, J_0)$  , chaque domaine le champs électrique vérifie les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} E'_1 = E'_2 = 0 & & : \text{ sur la région métallique (H}_m) \\ E'_1 = E'_2 \text{ et } J'_1 + J'_2 = 0 & & : \text{ sur la région diélectrique (H}_i) \\ E'_1 = E'_2 = E_0 & & : \text{ sur la région source (H}_{s_0}) \end{aligned}$$

$E_0$ , est le champs électrique de la source  $\{S_0\}$

$Z_{0k}$  est l'impédance intrinsèque du milieu  $k$ .

### III-4 Opérateur de diffraction

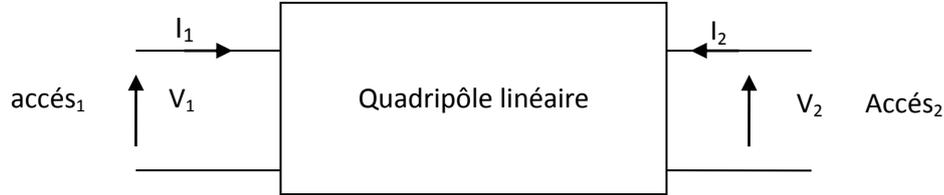
Cet opérateur est obtenu en exprimant les conditions aux limites et de continuité des champs électromagnétiques tangentiels sur chacun des domaines constituant l'interface  $\Omega$  cette dernière est composée de trois régions : métallique ( $H_m$ ) qui constitue les éléments passifs du circuit, source ( $H_s$ ) qui remplace la source d'excitation, et diélectrique ( $H_i$ ).

La matrice de diffraction  $\Gamma$  caractéristique du plan de discontinuité  $\Omega$ .

$$\left[ \hat{\Gamma}_{\Omega} \right]_{\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}} = \begin{bmatrix} -\hat{H}_m + K_{11} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \hat{H}_{si} + \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i & K_{12} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \hat{H}_{si} + \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i \\ K_{12} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \hat{H}_{si} + \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i & -\hat{H}_m + K_{22} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \hat{H}_{si} + \frac{Z_{01} - Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i \end{bmatrix} \quad (III.1)$$

### III-5 Calcul des paramètres de diffraction $[S_{ij}]$ et leurs relations avec les paramètres admittances $[Y_{ij}]$

Considérons le quadripôle suivant :



Les sens des tensions et courants efficaces à l'entrée et à la sortie du quadripôle sont donnés par les conventions habituelles.

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix}$$

$$I_1 = Y_{11} \cdot V_1 + Y_{12} V_2$$

$$I_2 = Y_{21} \cdot V_1 + Y_{22} V_2$$

(III-2)

Définissons pour chaque accès une impédance dite de référence soit  $Z_1$  pour l'entrée ( accès 1) et  $Z_2$  pour la sortie ( accès 2). On appelle alors ondes entrantes aux accès 1 et 2 les quantités  $a_1$  et  $a_2$  qui s'écrivent :

$$a_1 = \frac{V_1 + Z_1 I_1}{2\sqrt{R_1}} \qquad a_2 = \frac{V_2 + Z_2 I_2}{2\sqrt{R_2}} \qquad (III.3)$$

Où  $R_1$  et  $R_2$  sont respectivement les parties réelles de  $Z_1$  et  $Z_2$ .

de même pour les ondes sortantes  $b_1$  et  $b_2$

$$b_1 = \frac{V_1 + Z_1^* I_1}{2\sqrt{R_1}} \qquad b_2 = \frac{V_2 + Z_2^* I_2}{2\sqrt{R_2}} \qquad (III.4)$$

Notons que les dimensions de chacune de ces quantités sont homogènes à celles d'une racine carrée de puissance. Les relations (III.3) et (III.4) indiquent que  $a_1, a_2, b_1, b_2$  ne sont pas indépendants, on peut donc écrire :

**Chapitre III : Caractérisation de la structure planaire du metmatériau par la méthode WCIP**

---

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$$

Où la matrice (S) est appelée matrice de répartition du quadripôle.

Ses coefficients sont dénommés paramètres S. remarquons que chacun d'entre eux présente une signification physique particulière.

- $S_{ii}$  correspond au coefficient de réflexion mesuré sur le port i lorsque **tous** les autres ports sont terminés par des charges adaptées.
- $S_{ij}$  correspond au coefficient de transmission entre le port i et le port j lorsque **tous** les autres ports sont terminés par des charges adaptées

En pratique, pour un quadripôle hyperfréquence, les impédances  $Z_1$  et  $Z_2$  ne sont pas choisies quelconques mais sont prises égales et à l'impédance caractéristique  $Z_c$  supposée réelle de la ligne sur laquelle le quadripôle est inséré ( $Z_1=Z_2=Z_c$ ).

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11} \cdot a_1 + S_{12} a_2 \\ b_2 &= S_{21} \cdot a_1 + S_{22} a_2 \end{aligned} \tag{III.5}$$

Nous remplaçons  $Z_1$  et  $Z_2$  par  $Z_c$ , nous obtenons :

$$a_1 = \frac{V_1 + Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} \qquad a_2 = \frac{V_2 + Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \tag{III.6}$$

$$b_1 = \frac{V_1 - Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} \qquad b_2 = \frac{V_2 - Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}}$$

Si nous remplaçons  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $b_1$  et  $b_2$  des équations précédentes dans le système (III.5), on aboutit à :

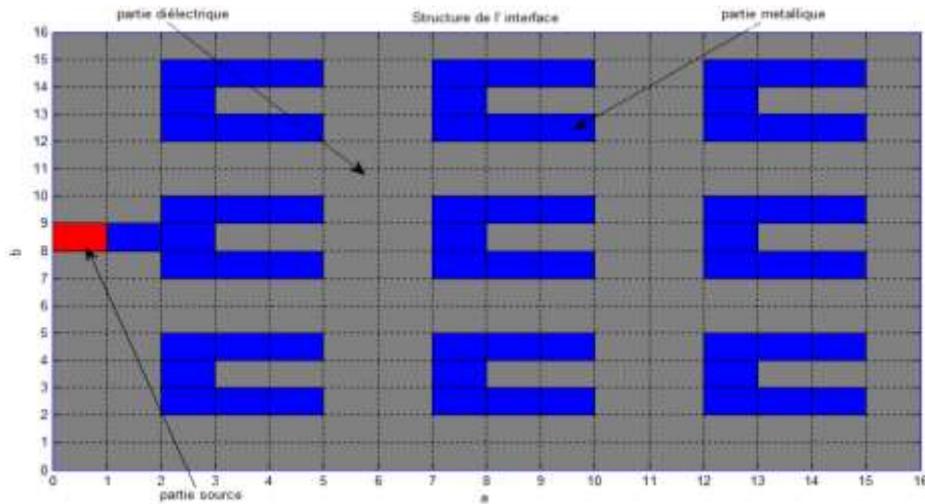
$$\begin{cases} I_1 = \left( \frac{S_{12}S_{21} + (1 - S_{11})(1 + S_{22})}{Z_C [(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21}]} \right) V_1 + \left( \frac{-2S_{12}}{Z_C [(1 + S_{22})(1 + S_{11}) - S_{12}S_{21}]} \right) V_2 \\ I_2 = \left( \frac{-2S_{21}}{Z_C [(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21}]} \right) V_1 + \left( \frac{S_{12}S_{21} + (1 - S_{22})(1 + S_{11})}{Z_C [(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21}]} \right) V_2 \end{cases} \quad (\text{III.7})$$

Par comparaison avec la relation ( III.2 ) nous pouvons déduire les relations des paramètres  $Y_{ij}$  du quadripôle hyperfréquence en fonction de ses paramètres  $S_{ij}$  :

$$\begin{cases} Y_{11} = \left( \frac{S_{12}S_{21} + (1 - S_{11})(1 + S_{22})}{Z_C [(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21}]} \right) \\ Y_{12} = \left( \frac{-2S_{12}}{Z_C [(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21}]} \right) \\ Y_{21} = \left( \frac{-2S_{21}}{Z_C [(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21}]} \right) \\ Y_{22} = \left( \frac{S_{12}S_{21} + (1 - S_{22})(1 + S_{11})}{Z_C [(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21}]} \right) \end{cases} \quad (\text{III.8})$$

## III-6 Simulation

### III-6.1 Structure de l'interface



**Fig. (III.2) :** Structure de l'interface.

### **III-6.2 Paramètres de la simulation**

#### **a. Paramètres de la simulation pour le circuit global**

$h_1$  : hauteur du boîtier

$h_2$  : épaisseur du substrat

$\epsilon_1$  : permittivité du milieu supérieur du boîtier ( $\epsilon_1=1$  cas du vide).

$\epsilon_2$  : permittivité du substrat

$a ; b$  : dimensions de la base du boîtier

$f_{init}$  : fréquence initiale.

$f_{final}$  : fréquence finale.

### **III-6.3 Les différentes étapes de la simulation**

1- choisir des nombres de couches de la structure

2- introduire le nombre de pixels des couches choisies

$m_1$  :nbre de pixels suivant (ox) pour la couche 1.

$n_1$  :nbre de pixels suivant (oy) pour la couche 1.

3- représenter les sources, et la partie métallique constituants le circuit à simuler.

4- choisir les paramètres à simuler.

5- introduire les paramètres de la simulation.

$dim = m_1 \times n_1$

a...(mm)...

b...(mm)...

$h_1$ ...(mm)...

$h_2$ ...(mm)...

epsr1

epsr2

la fréquence = (Ghz)

Nombre Itération=

entrer  $f_{init}$ (en Ghz) :

entrer  $f_{final}$ (en Ghz) :

entrer le pas de fréquence (en Ghz):

### Chapitre III : Caractérisation de la structure plane du metamateriau par la méthode WCIP

6-obtenir des résultats de la simulation sur des figures présentant des courbes des paramètres simulés.

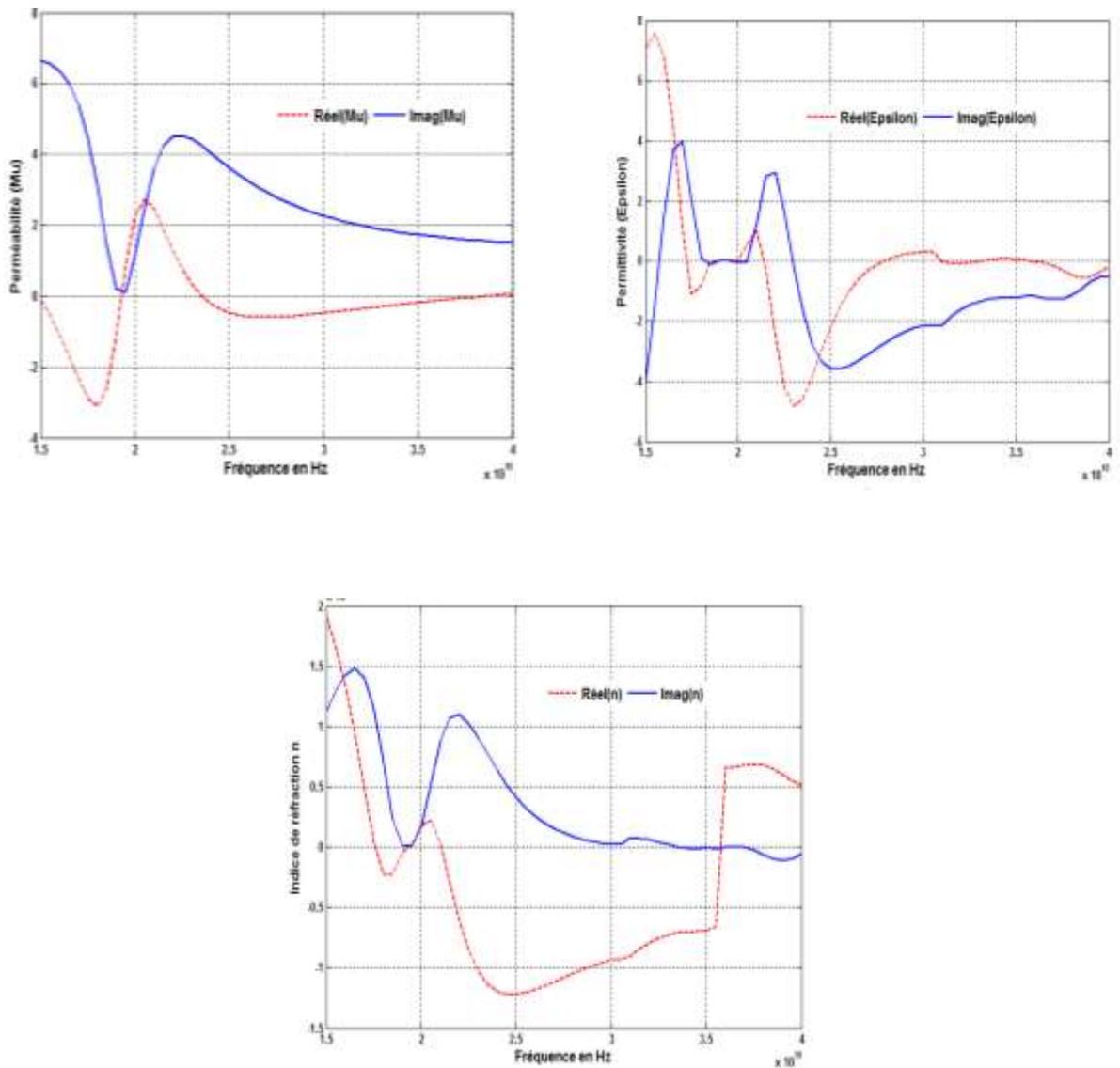
#### III-6.4 Résultats de la simulation

##### a. Résultat de la simulation du MM à base d'un réseau SSR

Dans cette partie nous avons lancé le programme de simulation pour une même structure avec les dimensions  $a=b=15\text{mm}$ .

Les paramètres de simulation retenus sont :

nombre de pixels  $m \times n=16 \times 16$  ;  $h_1(\text{mm})=2$  ;  $h_2(\text{mm})=4$  ;  $\epsilon_{sr_1}=1$  ;  $\epsilon_{sr_2}=3.78$  ; Nombre Itération=300; bande de fréquence [15-40GHz] ; le pas de fréquence (en GHz)=0.5.



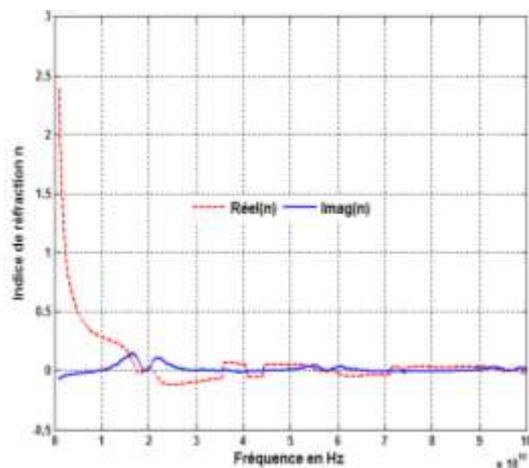
**Fig. III. 3** : Variation en fonction de la fréquence de : (a) L'indice de réfraction ;(b) La permittivité  $\epsilon$  et (c) La perméabilité  $\mu$ .

Dans les figures III.1, on découvre bien les différents caractères de metamatériau de notre motif sur la bande choisie, il présente un caractère ING sur la bande [22-36] GHz et un caractère DNG sur les bandes [17.5-18] GHz, [23.5-25.7] GHz et on observe bien que le caractère proche de zéro, que se soit ENZ ou MNZ, l'emporte pour les fréquences supérieures à 30 GHz.

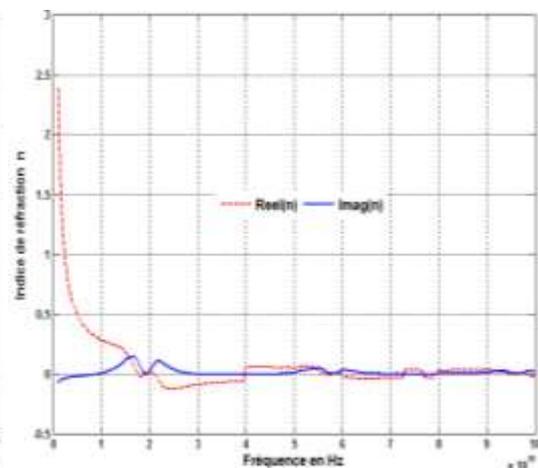
### **b. Influence de la miniaturisation sur les paramètres constitutifs du metamatériau**

Dans cette partie nous avons lancé le programme de simulation pour une même structure en variant les dimensions de la base du boîtier seulement c.à.d on a fait une miniaturisation des dimensions des cellules du réseaux des RSSs (**I- a=b= 15mm ;II- a=b= 10 mm ;III- a=b= 5 mm**).

Les paramètres de simulation retenus sont les mêmes que dans III-6.4 sauf que pour la bande de fréquence on a choisi la bande de [1-100] GHz pour voir les différents caractères du MM sur une large bande de fréquence.

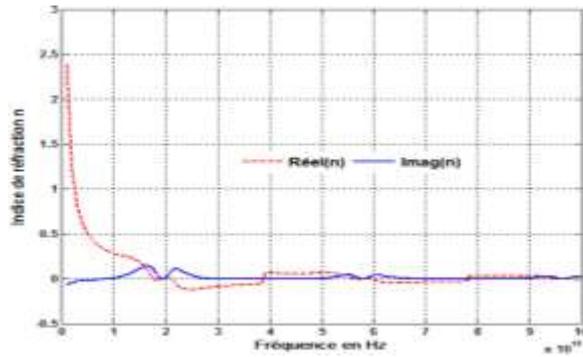


**-I-**



**-II-**

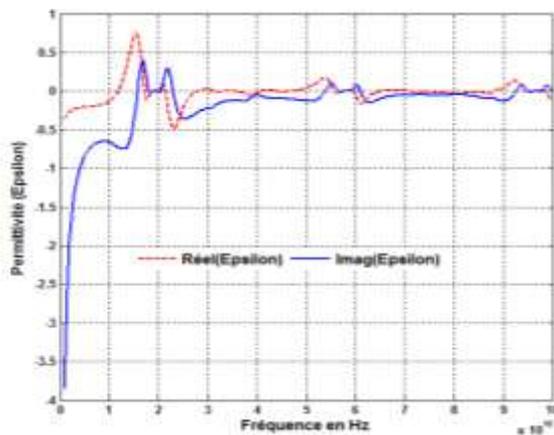
### Chapitre III : Caractérisation de la structure planaire du metmatériau par la méthode WCIP



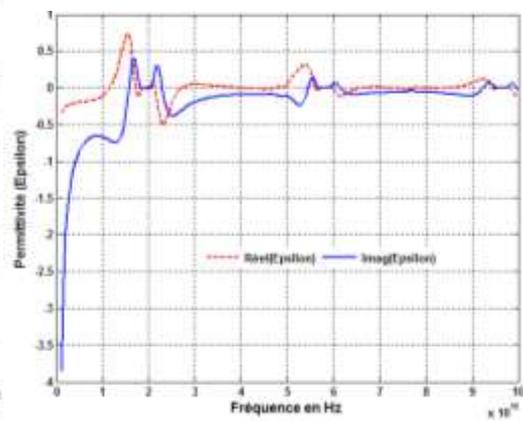
-III-

Fig. (III.4) : Variation de l'indice de réfraction  $n$  dans la bande de fréquence [1-100GHz] pour -I-  $a=b=4$ mm ;-II-  $a=b=8$  mm ;-III- $a=b=12$  .

Les figures III.4 montre la variation de l'indice de réfraction  $n$  dans une large bande de fréquence [1-100] GHz pour différentes dimensions. on remarque clairement la disparition du caractère ING dans la bande [40.5-44] GHz sous l'effet de la miniaturisation et on observe bien que le caractère proche de zéro ZIM , l'emporte pour les hautes fréquences supérieures pour différentes dimensions .



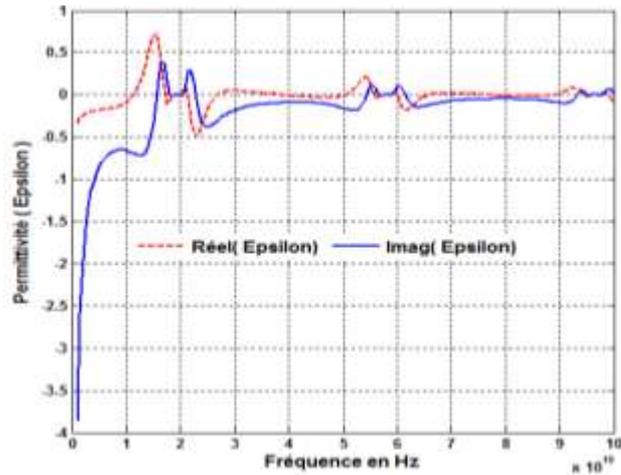
-I-



-II-

**Chapitre III : Caractérisation de la structure plane du metmatériau par la méthode WCIP**

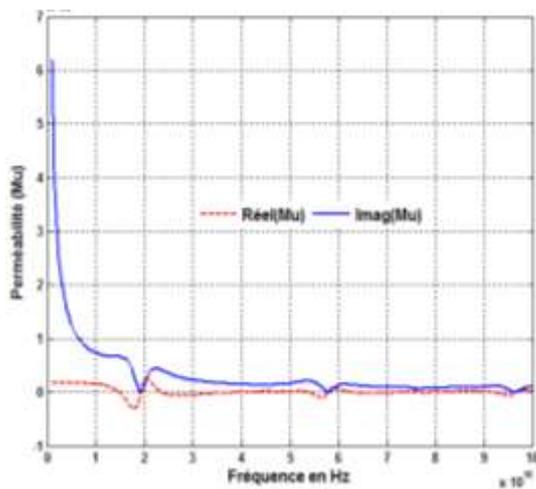
---



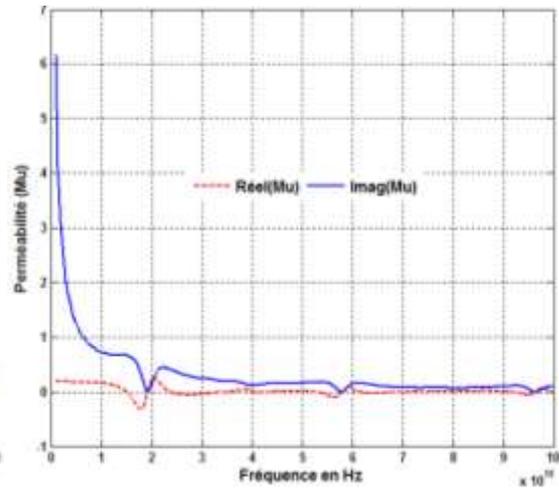
**-III-**

**Fig. (III.5) :** Variation de la permittivité  $\epsilon$  dans la bande de fréquence [1-100GHz] pour : -I-  $a=b=15\text{mm}$  ; -II-  $a=b=10\text{mm}$  ; -III-  $a=b=5\text{mm}$  .

Les figures III.5 montre la variation de la permittivité  $\epsilon$  dans une large bande de fréquence [1-100] GHz pour différentes dimensions. on remarque clairement presque aucune influence de la miniaturisation.

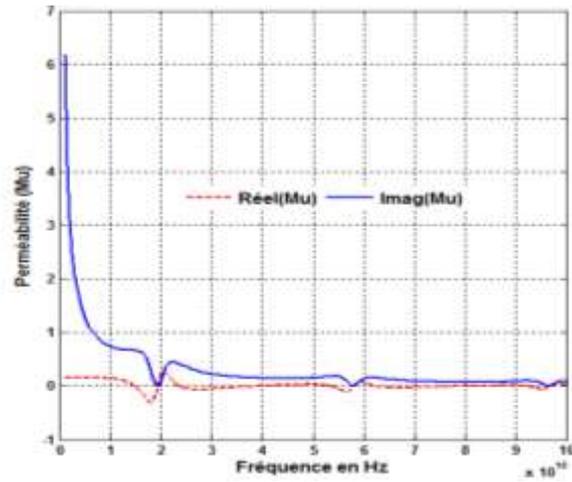


**-I-**



**-II-**

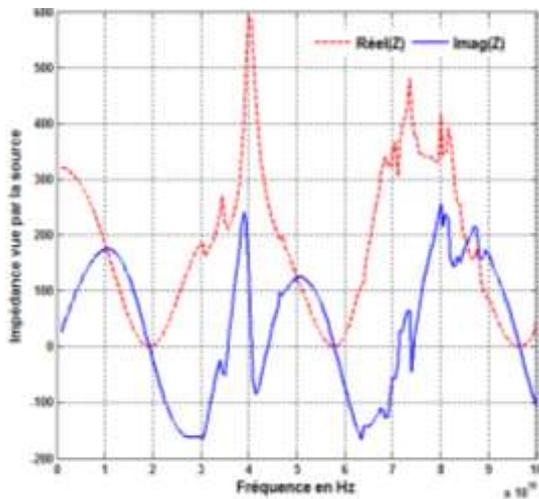
**Chapitre III : Caractérisation de la structure planaire du metmatériau par la méthode WCIP**



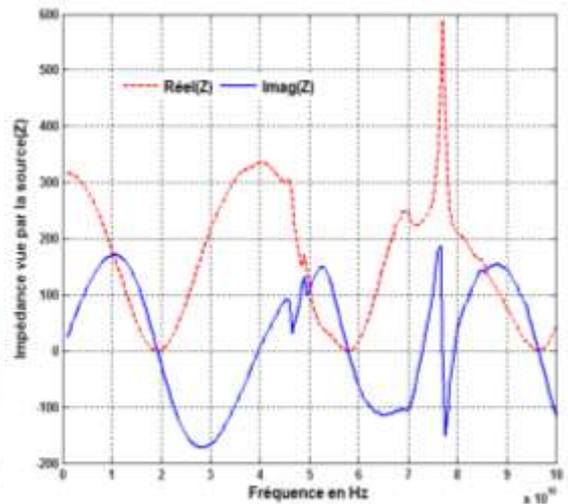
-III-

**Figur (III.6) :** Variation de la perméabilité  $\mu$  en fonction de la fréquence pour : -I-  $a=b= 15\text{mm}$  ; -II-  $a=b= 10 \text{ mm}$  ; -III- $a=b= 5 \text{ mm}$  .

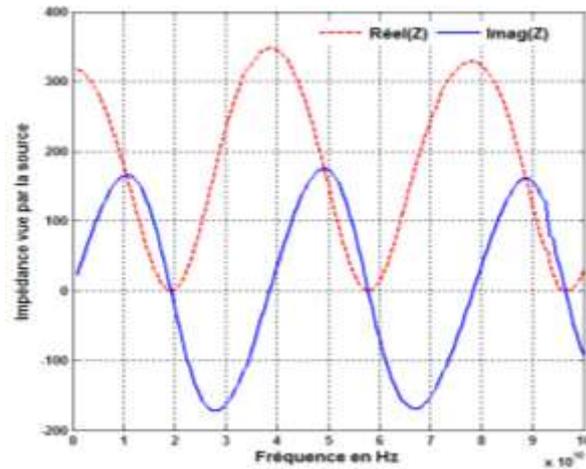
Les figures (III.6) montrent la variation de la perméabilité  $\mu$  dans une large bande de fréquence [1-100] GHz pour différentes dimensions. on remarque clairement presque aucune influence de la miniaturisation sur les variations de la perméabilité  $\mu$ .



-I-



-II-



**-III-**

**Fig. (III.7) :** Variation de l'impédance vue par la source  $Z$  en fonction de la fréquence pour  
-I-  $a=b= 4\text{mm}$ ; -II-  $a=b= 8 \text{ mm}$  ; -III-  $a=b= 12 \text{ mm}$ .

Les figures (III.7) montrent la variation de l'impédance vue par la source  $Z$  en fonction de la fréquence pour différentes dimensions que les pics de résonance de haute impédance disparaissent avec la miniaturisation.

## Conclusion

Ce troisième chapitre nous a permis d'explorer un motif planaire de MM à base de résonateurs RSS par le biais de la méthode itérative (WCIP). Par application d'un logiciel développé sous Matlab, on a lancé des simulations pour la structure planaire passive et nous avons tracé des courbes caractéristiques en fonction de la fréquence pour les différents paramètres qui sont : la permittivité, une perméabilité, l'indice de réfraction et l'impédance vue par la source pour voir les différents caractères de MMx à savoir : ING, DNG, ENG, MNG, ENZ, MNZ et ZIM et enfin on a étudié l'influence de la miniaturisation sur les différents paramètres.

## **Conclusion Générale**

Dans notre travail nous avons essayé de mettre en évidence l'intérêt que présente l'utilisation des simulateurs dans les étapes de modélisation et de conception des circuits passifs, ces simulateurs conçus à base de logiciel, utilisant des méthodes de caractérisation électromagnétiques, sont devenus nécessaires durant les étapes d'optimisation des caractéristiques. Dans notre étude le circuit passif est un motif de metamatériau constitué de cellules SRR implanté sur substrat et la méthode de caractérisations électromagnétiques est la méthode itérative basée sur le concept de l'onde (WCIP).

La méthode itérative nous a permis :

- a. De modéliser une structure planaire passive englobant un motif de metamatériau constitué de cellules SRR implanté sur substrat
- b. D'approcher le concept de la C.A.O ( conception assisté par ordinateur) car nous avons tracer des courbes caractéristiques du motif metamateriau et visualiser les paramètres constitutifs et meme voir l'effet de la miniaturisation sur les caractéristiques de la structure sans à voir à manipuler un circuit physique réel .
- c. D'etendre l'utilisation du logiciel sous MATALB ( conçu à base dela méthode itérative WCIP) pour des études futurs concernant les metamateriaux et leurs applications comme les antennes à base de metamateriaux

## bibliographie

- [1] V.G.Veslago , The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\mu$  and  $\epsilon$  .Soviet physics uspekhi volum 10, number4 January – February 1968
- [2] Pendry, J.B., 2000. Negative refraction makes a perfect lens. *Physical review letters*, 85(18), p.3966.
- [3] Pendry, J.B., Schurig, D. and Smith, D.R., 2006. Controlling electromagnetic fields. *science*, 312(5781), pp.1780-1782.
- [4] Smith, D.R., Padilla, W.J., Vier, D.C., Nemat-Nasser, S.C. and Schultz, S., 2000. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Physical review letters*, 84(18), p.4184.
- [5] Baena, J.D., Marqués, R., Medina, F. and Martel, J., 2004. Artificial magnetic metamaterial design by using spiral resonators. *Physical review B*, 69(1), p.014402.
- [6] Zhou, X. and Hu, G., 2006. Design for electromagnetic wave transparency with metamaterials. *Physical Review E*, 74(2), p.026607.
- [7] Shelby, R.A., Smith, D.R., Nemat-Nasser, S.C. and Schultz, S., 2001. Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial. *Applied Physics Letters*, 78(4), pp.489-491.
- [8] Dubrovina, N., 2014. *Metamaterials for photonic applications* (Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [9] Yan, S., 2015. Metamaterial design and its application for antennas.( Doctoral dissertation, KU Leuven Science, Engineering and Technology Group )
- [10] Dolling, G., Enkrich, C., Wegener, M., Zhou, J.F., Soukoulis, C.M. and Linden, S., 2005. Cut-wire pairs and plate pairs as magnetic atoms for optical metamaterials. *Optics letters*, 30(23), pp.3198-3200.
- [11] William B . Weir . “Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies” . proceeding of the IEEE .vol .62 N° 01 January 1974
- [12] Nader Engheta Richard w. Ziolkowski “Metamaterials Physics and Engineering Explorations” Copyright 2006 by the Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc. All rights reserved Published by John Wiley & Sons, Inc
- [13] Xudong Chen, Tomasz M. Grzegorzcyk, Bae-Ian Wu, Joe Pacheco, Jr., and Jin Au Kong“Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials”Physical review E 70, 016608 (2004)
- [14] Abdelaziz Qarchi , Hicham Belkebir , Abdellah Mir “Extraction of effective parameters of double omega shaped metamaterial . J. Mater. Environ. Sci. 2 (1) (2011) 7-12
- [15] B.-I. Wu, W. Wang, J. Pacheco, X. Chen, T. Grzegorzcyk and J. A. Kong “A study of using metamaterials as antenna substrate to enhance gain” Progress In Electromagnetics Research, PIER 51, 295–328, 200
- [16] R.W Ziolkowski, Design Fabrication and testing of double negative metamaterials IEEE Trans. Antennas and Prop., vol. 51, no. 7, JULY 2003

- [17] Baudrand, H.; Raveu, N.; Sboui, N.; Fontgalland, G. 2007. “Applications of multiscale waves concept iterative procedure”, IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference, IMOC 2007, 748 - 752
- [18] M. Ayari T. Aguil H. Baudrand “An EM Simulation Software Based on Transverse Wave Approach (TWA) for EM Field Modeling of Planar Structures “. IJCSS, Vol.1, No.1, 2009 ISSN: 1803-8336 © USAR Publications
- [19] Toufik Ziar, Mourad Zaabat and Henri Baudrand. “ The study of packaging miniaturization effect on the characteristics of an active planar circuit by using the iterative method” -International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields-Volume 26, Issue 6, November/December 2013, Pages: 521–532
- [20] Toufik Ziar, Saida Mellal, Farh Hichem, Mourad Zaabat and Chérifa Azizi. “ The study of the miniaturisation effect on the characteristics of patch antenna using the WCIP method” Journal of New Technology and Materials JNTM Vol. 04, N°01 (2014)53-57
- [21] Houssam Ayad “Antenna performance contrôle using metamaterials” These de doctorat de l’université de Grenoble 02 juin 2012 Tel-00- 767962 version1 -20 dec 2012.
- [22] Neil Patel “ Theory, simulation, fabrication and testing of double negative and epsilon near zero metamaterials for microwave applications” A Master thesis of Science in Electrical Engineering California Polytechnic State University . June2008
- [23] Ziar, T. and Zaabat, M., 2013. Modélisation et caractérisation des circuits passifs intégrés. (Doctoral dissertation, Université Larbi Ben M’hidi d’Oum El Bouaghi,Algérie).
- [24] Ziar, T. et al., 2014. The Study of the Miniaturisation Effect on the Characteristics of Patch Antenna Using the WCIP Method. Journal of New Technology and Materials, 4(1), pp.53–57.
- [25] Nuangpirom, P., Inchan, S. and Akatimagool, S., 2015. Wave Iterative Method for Patch Antenna Analysis. Applied Mathematics, 6(02), p.403.
- [26] Ziar, T., Zaabat, M. and Baudrand, H., 2013. The study of packaging miniaturization effect on the characteristics of an active planar circuit by using the iterative method. International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields, 26(6), pp.521-532.
- [27] Azizi, M.K., Latrach, L., Raveu, N., Gharsallah, A. and Baudrand, H., 2013. A new approach of almost periodic lumped elements circuits by an iterative method using auxiliary sources. American Journal of Applied Sciences, 10(11), p.1457.

- [28] Raveu, N., Vuong, T.P., Terrasse, I., Piau, G.P. and Baudrand, H., 2003. Near fields evaluated with the wave concept iterative procedure method for an E-polarisation plane wave scattered by cylindrical strips. *Microwave and optical technology letters*, 38(5), pp.403-406.
- [29] Alhzzoury, A.I., 2013. Contribution à la modélisation des structures SIW et SINRD pour application micro-ondes et télécommunications (Doctoral dissertation, Institut National Polytechnique de Toulouse-INPT).
- [30] Bouhous, A., 2012. Utilisation de la méthode de la phase stationnaire et des réseaux de neurones artificiels pour la modélisation d'un résonateur micro-ruban à structure ouverte (Doctoral dissertation, Université de Batna 2).
- [31] Nosal, S., 2009. Modélisation électromagnétique de structures périodiques et matériaux artificiels: application à la conception d'un radôme passe-bande (Doctoral dissertation, Ecole Centrale Paris).
- [32] Guelilia, Z., 2014. Modélisation électromagnétique rapide de problèmes multi-échelles incluant une partie variable-Application à la dosimétrie numérique et au couplage entre antennes (Doctoral dissertation, INSA de Rennes).
- [33] Choua, Y., 2009. Application de la méthode des éléments finis pour la modélisation de configurations de contrôle non destructif par courants de Foucault (Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [34] Daoudi, S., 2007. Modélisation d'une structure à guide d'ondes imprimée sur diélectrique bianisotropique (le chiral) selon la technique de la matrice exponentielle généralisée. Application au résonateur micro-ondes.
- [35] Tellache, M., Lamhene, Y., Haraoubia, B. and Baudrand, H., 2014. An numerical method based iterative process to characterize microwave planar circuits. *International Journal of Computing*, 7(3), pp.86-94.
- [36] Girard, C., 2014. Hybridation de méthodes numériques pour l'étude de la susceptibilité électromagnétique de circuits planaires (Doctoral dissertation, INP DE TOULOUSE)
- [37] Elbellili, T., Azizi, M.K., Latrach, L., Trabelsi, H. and Baudrand, H., 2018. Modeling and analysis of metamaterial lenses based on lumped circuits by using a wave concept iterative method. *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, pp.1-11.
- [38] Titaouine, M., Neto, A.G., Baudrand, H. and Djahli, F., 2007. Analysis of frequency selective surface on isotropic/anisotropic layers using WCIP method. *ETRI journal*, 29(1), pp.36-44.
- [39] Titaouine, M., Neto, A.G., Baudrand, H. and Djahli, F., 2008. Analysis of shorted ring slots frequency selective surfaces using WCIP method. *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications (JMoe)*, 7(2), pp.65-82.
- [40] Neto, V.S., D'Assunção, A., Vasconcelos, C. and de Albuquerque, M.L., 2013. Wave concept iterative procedure analysis of patch antennas on nanostructured ceramic substrates. *Advanced Electromagnetics*, 2(3), pp.1-4.

- [41] Lucanu, N., Pletea, I.V., Bogdan, I. and Baudrand, H., 2012. Wave concept iterative method validation for 2D metallic obstacles scattering. *Advances in Electrical and Computer Engineering*, 12(1), pp.9-14.
  - [42] Aroussi, S., Latrach, L., Sboui, N., Gharsallah, A., Gharbi, A. and Baudrand, H., 2011. Efficient analysis of complex FSS structure using the WCIP method. *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, 3(11), p.447.
  - [43] Harizi, H., Sboui, N., Gharsallah, A., Trabelsi, H., Baudr, H. and Gharbi, A., 2011. New combination SOC-WCIP method for the analyze of a low pass filter. *Journal of Mechanical Engineering Research*, 3(7), pp.239-247.
  - [44] Ramzi, G., Zairi, H., Trabelsi, H. and Baudrand, H., 2009. Tunable lowpass filters using folded slots etched in the ground plane. *Progress In Electromagnetics Research*, 7, pp.65-78.
  - [45] Alhzzoury, A.I., Raveu, N., Pigaglio, O., Baudrand, H. and Al-Abdullah, K., 2012. WCIP applied to substrate integrated waveguide. *Progress In Electromagnetics Research*, 33, pp.171-184.
  - [46] Selmi, J., Bedira, R., Gharsallah, A., Gharbi, A. and Baudrant, H., Study of the Electromagnetic scattering by a metallic object of arbitrary shape..
  - [47] Akatimagool, S. ,2003, *Electromagnetic Software Tools for Microwave Multi-layer Integrated Circuits and Components*. journal of KMITNB,Vol.13,No.2.
  - [48] Ramzi, G., Hassen, Z., Hichem, T. and Henri, B., 2012. Analysis of complex electromagnetic structures by hybrid FDTD/WCIP method. *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, 4(12), p.497.
  - [49] Zugari, A., Khalladi, M., Yaich, M.I., Raveu, N. and Baudrand, H., 2009, November. New approach: WCIP and FDTLM hybridization. In *Microwave Symposium (MMS), 2009 Mediterranean* (pp. 1-4). IEEE.
  - [50] Ayari, M., Aguil, T., Temimi, H. and Baudrand, H., 2008. An extended version of Transverse Wave Approach (TWA) for full-wave investigation of planar structures. *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications (JMoe)*, 7(2), pp.123-138.
  - [51] Lucanu, N., Bogdan, I. and Baudrand, H., 2013. WIP study of multiple metallic obstacle scattering. *Progress In Electromagnetics Research*, 135, pp.391-410.
  - [52] Wang, Y., Xie, Y.J. and Feng, H., 2008. Analysis of cylindrically conformal microstrip structures using an iterative method. *Progress In Electromagnetics Research*, 87, pp.215-231.
- Harouni, Z., 2011. Conception et caractérisation d'une Rectenna à double polarisation circulaire à 2.45 GHz (Doctoral dissertation, Université Paris-Est).

