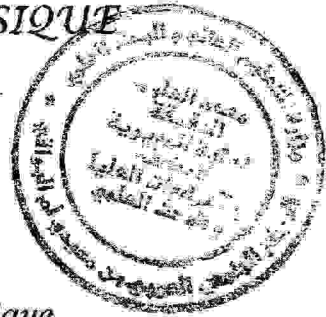


REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET
POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
CENTRE UNIVERSITAIRE LARBI BEN M'HIDI,
D'OUM EL-BOUAGHI
INSTITUT DES SCIENCES EXACTES
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :
Série :



1^{er} Copie H-107-AM
MEMOIRE



Pour obtenir

Le diplôme de Magister en physique

OPTION

Physique de la matière condensée

Thème

**MODELISATION
BIDIMENSIONNELLE DE CIRCUITS
ACTIFS EN HYPERFREQUENCE**

Par

AMRI Houda

Soutenu le : 2008 جويلية 01

Devant le jury :

Président	C. AZIZI	Prof.	C. U. Larbi Ben M'Hidi	Oum. El. Bouaghi
Rapporteur	M. ZAABAT	M.C.	C. U. Larbi Ben M'Hidi	Oum. El. Bouaghi
Examineurs	Y. SAIDI	M.C.	Université Mentouri	Constantine
	A. BOUDINE	M.C.	C. U. Larbi Ben M'Hidi	Oum. El. Bouaghi
	R. GUEMINI	M.C.	C. U. Larbi Ben M'Hidi	Oum. El. Bouaghi

05/A59

Remerciement

Tout d'abord, je remercie Dieu qui à donné force et volonté pour réaliser ce travail.

Je tiens à souligner l'excellent remerciement à M° ZAABAT Mourad, maître de conférence à l'université de Oum El-Bouaghi pour l'honneur qu'il m'a fait en proposant ce thème, m'encourageant et me dirigeant pour la bonne réalisation de ce domaine.

Je tiens aussi à exprimer mes profonds remerciements à M° AZIZI Chrifa, professeur à l'université de Oum El-Bouaghi pour son acceptation de présider le jury de soutenance.

A M° BOUDINE Azeddine, M° GUEMINI Rebaï, maîtres de conférence à l'université de Oum El-Bouaghi et SAIDI Yasmîna, maître de conférence à Université de Mentouri, Constantine qui ont bien voulu accepter de faire partie du jury et d'examiner ce travail.

A M° DIB Djalel maître de conférence à l'université de Tébessa et M° HADJRISE Lazher maître de conférences à l'université de Oum El-Bouaghi.

- A mon père, ma sœur et mon petit frère.
- A tous mes amis un par un.

Je dis merci
Houda

" Celui qui ne rêve pas sa vie ne peut pas
la construire"
Le Fakir Jodapur. Inde

" Se donner du mal pour les petites choses
c'est parvenir aux grandes, avec le temps"
Samuel Beckett

" Notre tête est ronde pour permettre à la
pensée de changer de direction"
Francis Picabia

TABLE DES SYMBOLES

Les symboles majuscules

A	Onde incidente
B	Induction magnétique
B	Onde réfléchie
C	Capacité
D	Déplacement électrique
E	Champ électrique
E_z	Composant longitudinales de E
H	Champ magnétique
H_z	Composant longitudinales de H
J	Densité volumique de courants
L	Inductance
M	Nombre de pixels suivant Ox
\vec{M}	Vecteur d'animation
N	Nombre de pixels suivant Oy
\vec{P}	Vecteur de polarisation
R_c	Impédance caractéristique
S_{11}	Coefficient de réflexion
S_{12}	Coefficient de transmission
W	Longueur du ruban
Z_{in}	Impédance de surface
Z_d	Impédance de diode
Z_0	Impédance intrinsèque

Les symboles minuscules

$a - b$	Dimensions du boîtier
$c - d$	Dimensions de la diode
c	Vitesse de la lumière
f	Fréquence
h	Epaisseur du boîtier
k	Nombre d'ondes
q	Charge d'électron
t	Epaisseur du ruban
t	Temps
v	Vitesse
y	Admittance

Les opérateurs

\hat{Y}	Opérateur d'admittance
\hat{S}_{int}	Opérateur de diffraction
$\hat{\Gamma}$	Opérateur de réflexion
∇	Opérateur différentiel (nabla)
Δ	Opérateur de Laplace

Les constantes

σ	Conductivité électrique
γ	Constante de propagation
ρ	Densité volumique des charges
λ	Longueur d'onde
μ	Mobilité des porteurs
μ	Perméabilité magnétique
μ_0	Perméabilité magnétique du vide
μ_r	Perméabilité magnétique relative
ε	Permittivité diélectrique
ε_0	Permittivité diélectrique du vide
ε_r	Permittivité diélectrique relative
ω	Pulsation
χ	Susceptibilité diélectrique
χ_M	Susceptibilité magnétique

TABLE DES MATIERES

Table des symboles	
Table des figures	
Liste des tableaux	
Introduction générale	-3-
1- Généralités	
Introduction	-6-
1.1- Les ondes électromagnétiques	-6-
1.1.1- Le concept d'onde	-6-
1.1.2- Propagation des ondes électromagnétiques	-7-
<i>a. Les équations de Maxwell.</i>	-7-
<i>b. Onde plane et les équations de propagation</i>	-9-
1.1.- Réflexion des ondes électromagnétiques sur une ligne	-9-
<i>a. Lignes T.E.M.</i>	-10-
<i>b. Lignes TE ou TM.</i>	-11-
<i>c. Le coefficient de réflexion.</i>	-12-
1.2- Les circuits planaires et les lignes de transmission	-13-
1.2.1- Les circuits planaires	-13-
1.2.2- Les divers types de lignes utilisées en micro électronique des hyperfréquences	-14-
<i>a. La ligne triplaquée ou ligne à ruban équilibré, ou stripline</i>	-14-
<i>b. La ligne à fente (slot line)</i>	-15-
<i>c. La ligne coplanaire</i>	-16-
<i>d. La ligne micro ruban ou microstrip</i>	-17-
Conclusion	-21-
2- La méthode itérative WCIP et la FMT	
Introduction	-23-
2.1- La méthode itérative WCIP	-23-
2.1.1- Définition.	-25-
2.1.2- L'opérateur de réflexion.	-27-
2.1.3- L'opérateur de diffraction et les conditions aux limites	-30-
<i>a. Le domaine métallique H_m</i>	-31-

<i>b. Le domaine diélectrique H_i</i>	-31-
<i>c. Le domaine source H_s</i>	-32-
<i>d. Généralisation des conditions aux limites</i>	-33-
2.1.4- Les sources ou les ports d'excitations et auxiliaires	-34-
<i>a. Cas d'une source d'excitation unilatérale</i>	-35-
<i>b. Cas d'une source d'excitation bilatérale</i>	-38-
<i>c. Les sources auxiliaires localisées</i>	-39-
2.1.5- Expression de \hat{S}_{int} sur la région de l'impédance vue par la source	-39-
2.2- F.M.T (Fast Modal Transform).	-43-
2.2.1- Les modes de propagation	-43-
<i>a. Mode TE et mode TM.</i>	-43-
<i>b. Résolution de l'équation de Helmholtz.</i>	-45-
<i>c. Détermination de l'expression de la constante de normalisation</i>	-46-
<i>d. Détermination des champs transverses de modes TE et TM dans le cas des murs périodiques.</i>	-47-
2.2.2- La F.M.T.	-48-
Conclusion	-49-
3- Modélisation des circuits passifs	
Introduction	-51-
3.1- Les différents types des iris	-51-
3.1.1- Iris unidirectionnel	-51-
3.1.2- Iris complexe	-52-
3.2- Modélisation des circuits passifs	-52-
3.2.1- Analyse du circuit passif	-52-
<i>a. Iris unidirectionnel inductif</i>	-52-
<i>b. Iris unidirectionnel capacitif</i>	-53-
<i>c. Iris unidirectionnel quelconque</i>	-53-
3.2.2- les résultats de la modélisation	-53-
<i>a. Les conditions aux limites et de continuité</i>	-53-
<i>b. La convergence de la méthode</i>	-56-
Conclusion	-58-
4- Modélisation du circuit actif intégrant une diode Gunn	
4.1- Les diodes Gunn	-60-
4.2- Modélisation du circuit actif contenant une diode Gunn	-62-

4.2.1- L'analyse du circuit étudié	-66-
<i>a. Calcule des paramètres y_{ij} de la matrice de couplage</i>	-66-
<i>b. Calcule de l'impédance vue par la source Z_m</i>	-67-
4.2.2-Résultats de la simulation effectuée	-68-
<i>a. La convergence du calcul numérique</i>	-68-
<i>b. Détermination de la fréquence de résonance</i>	-69-
<i>c. Effet du boîtier sur les résultats de la modélisation</i>	-71-
<i>d. Effet du substrat diélectrique</i>	-73-
<i>e. Effet du milieu de boîtier $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3}$</i>	-75-
Conclusion	-76-
Conclusion générale	-78-
Bibliographie	
Abstract	
الملخص	

TABLE DES FIGURES

Fig1.1	La propagation des vecteurs des champs électrique et magnétique	-6-
Fig1.2	Vecteurs \vec{H} et \vec{E} à l'intérieur -a- d'une ligne coaxial -b- d'un guide d'onde	-10-
Fig1.3	L'origine des abscisses vers la charge	-10-
Fig1.4	Schéma d'identification des éléments de composition d'un circuit planaire	-13-
Fig1.5	Schéma d'une ligne triplaque	-14-
Fig1.6	Schéma d'une ligne à fente	-15-
Fig1.7	Schéma d'une ligne coplanaire	-16-
Fig1.8	Schéma d'une ligne micro-ruban	-17-
Fig2.1	Schéma de visualisation des vecteurs champs	-23-
Fig2.2	Schématisation du processus itératif	-25-
Fig2.3	Schéma général d'un circuit planaire dans un boîtier	-28-
Fig2.4	Interface contenant un circuit planaire	-30-
Fig2.5	Les circuits équivalents des conditions aux limites -a- domaine métallique -b- domaine diélectrique -c- domaine source	-30-
Fig2.6	Schématisation générale de l'excitation dans un circuit planaire	-35-
Fig2.7	Source unilatérale d'excitation du milieu supérieur	-36-
Fig2.8	Circuit électrique équivalent à une source unilatérale émettant vers le milieu supérieur	-36-
Fig2.9	Source unilatérale d'excitation du milieu inférieur	-37-
Fig2.10	Circuit électrique équivalent à une source unilatérale émettant vers le milieu inférieur.	-37-
Fig2.11	Circuit électrique équivalent à une source bilatérale d'excitation	-38-
Fig2.12	Guides rectangulaires à parois -a- électriques -b- magnétiques	-48-
Fig3.1	Les iris unidirectionnels	-51-
Fig3.2	Inductance ou capacité équivalente.	-51-
Fig3.3	Exemples des iris complexes	-52-
Fig3.4	Plan de discontinuité de l'iris inductif	-52-
Fig3.5	Plan de discontinuité de l'iris capacitif	-53-
Fig3.6	Plan de discontinuité de l'iris étudié	-53-
Fig3.7	Tracés tridimensionnels des champs électriques suivant les axes Ox et Oy -a- iris unidirectionnel inductif -b- iris unidirectionnel capacitif -c- iris unidirectionnel quelconque	-54-
Fig3.8	Tracés tridimensionnels des densités électriques suivant les axes Ox et Oy -a- iris unidirectionnel inductif -b- iris unidirectionnel capacitif -c- iris unidirectionnel quelconque	-55-

Fig3.9	Convergence des impédances Z_x et Z_y par rapport au nombre d'itérations -a- iris unidirectionnel inductif -b- iris unidirectionnel capacitif -c- iris unidirectionnel quelconque	-56-
Fig3.10	La localisation de la macro pixels.	-58-
Fig4.1	Structure de base d'un élément Gunn	-60-
Fig4.2	Caractéristique vitesse - champ électrique des porteurs dans l'arséniure de galium.	-61-
Fig4.3	Bande de conduction pour GaAs.	-61-
Fig4.4	Schéma d'un circuit de modalisation.	-62-
Fig.4.5	Modèle électromagnétique de la structure d'étude.	-63-
Fig.4.6	Plan de discontinuité	-63-
Fig.4.7	Tracés tridimensionnels des champs électriques pour $f = 10GHz$ -a- $abs(E_x)$: module de champ électrique selon l'axe Ox -b- $abs(E_y)$: module de champ électrique selon l'axe Oy	-64-
Fig.4.8	Tracés tridimensionnels des courants électriques pour $f = 10GHz$ -a- $abs(J_x)$: module de courant électrique selon l'axe Ox -b- $abs(J_y)$: module de courant électrique selon l'axe Oy	-64-
Fig.1.9	Structure d'étude exciter par les sources $S_0(E_0, J_0)$ et $S_1(E_1, J_1)$.	-66-
Fig.4.10	Circuit équivalent de la diode Gunn avec ces symboles	-67-
Fig4.11	Convergence du coefficient de réflexion S_{11}	-68-
Fig4.12	Convergence de l'impédance vue par la source Z_m	-69-
Fig4.13	Variation de la matrice de diffraction \hat{S}_{im} en fonction de la fréquence	-70-
Fig4.14	Variation de l'impédance vue par la source Z_m en fonction de la fréquence.	-70-
Fig4.15	Résonance du boîtier. -a- le plan de discontinuité -b- variation de l'impédance Z_m en fonction de la fréquence f	-72-
Fig4.16	Effet des dimensions de boîtier. -a- les paramètres de la matrice de diffraction. -b- l'impédance vue par la source.	-73-
Fig4.17	Effet de l'épaisseur de substrat. -a- les paramètres de la matrice de diffraction. -b- l'impédance vue par la source	-74-
Fig4.18	Effet de permittivité diélectrique du substrat diélectrique. -a- les paramètres de la matrice de diffraction. -b- l'impédance vue par la source	-75-
Fig4.19	Effet de permittivité diélectrique des milieux de boîtier. -a- les paramètres de la matrice de diffraction. -b- l'impédance vue par la source	-75-

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1	Diélectriques utilisés dans la réalisation de substrat	-21-
Tableau 2.1	Détermination des coefficients $k_{ij}^{(x)}$ et $A_{0k}^{(x)}$ pour une source d'excitation bilatérale	-41-
Tableau 2.2	Détermination des coefficients $k_{ij}^{(x)}$ et $A_{0k}^{(x)}$ pour une source d'excitation unilatérale	-42-
Tableau 2.3	Expression des modes propres des guides	-49-

Introduction générale

Introduction générale

Les recherches en modélisation électromagnétique des circuits hyperfréquences se déroulent essentiellement dans le cadre du groupement de recherches en micro-ondes (GREMO, fédération des quatre laboratoires suivants : le LAAS (CNRS), le LEN7 (INPT-ENSEEIH) l'ADMM (UPS) et MOSE "Supaéro". Dans ce groupement, le laboratoire d'Electronique (LEN7) de l'INPT-ENSEEIH apporte sa compétence dans le domaine de la modélisation et la simulation électromagnétique.

Le LEN7 mène actuellement des recherches actives sur l'élaboration de simulateurs électromagnétiques globaux et sur la mise au point de modélisation électromagnétique multi échelles. Il participe aussi à la conception de dispositifs hyperfréquences originaux pour les communications. L'étude des effets de boîtier dans les circuits hyperfréquences et la modélisation des couplages électromagnétiques dans les circuits à haute densité d'intégration suscite une attention particulière dans ce groupe [1].

La diffraction des ondes électromagnétiques en espace libre a fait l'objet de nombreuses études, dont découlent plusieurs méthodes numériques, tel que la méthode des éléments finis, la méthode des moments a été introduite en 1998 par Sakar, nous citerons également les travaux de Pirinoli concernant les méthodes intégrales et les travaux de Herring, Christopoulos et Wlodareszyk pour la TLM [17], et une méthode basée sur une approche itérative WCIP et tout particulièrement de l'approche modale introduite par Nadarassin. Les travaux présentés sont basés sur le principe de cette dernière [2].

Dans ce présent travail, nous allons développer une méthode itérative fondée sur le concept d'onde, cette dernière permet la résolution des problèmes électromagnétiques divers.

Elle est proche des méthodes spectrales "SIT" (Spectral Itérative Technique) développées par Bojarski, Ko et Mittra [18] et appliquées à une large gamme de problèmes de diffractions et de radiations. Elle a de plus été explorée dans un premier temps par M.Azizi puis R.S.N'gongo. Elle découle directement des formulations intégrales. Le concept d'onde y est introduit pour traduire les conditions aux limites et les relations de continuité sur les différentes régions de l'interface. Puis nous nous intéresserons également à son domaine de validité [3].

Ce manuscrit est organisé en quatre chapitres plus une conclusion et une bibliographie, il est présenté comme suit :

- ***Le premier chapitre*** - présente une généralité introduite premièrement les notions fondamentales de l'électromagnétisme représentées dans les équations de Maxwell sous leurs formes générales et les équations de propagation d'une onde électromagnétique plane. Ensuite nous donne dans ce chapitre une vue générale sur les lignes de transmission précisé le type de la ligne micro ruban.
- ***Le deuxième chapitre***- expose dans un premier temps le processus itératif puis l'opérateur de réflexion et de diffraction nécessaires à ce mécanisme, dans un troisième temps les expressions des sources planaires créées pour les besoins de la simulation et qui permettent d'apporter l'énergie au système. Finalement la FMT qui permet la cohésion de l'ensemble de ces éléments et qui apporte la rapidité à la méthode.
- ***Le troisième chapitre*** - introduit l'étude des différents circuits passifs simples par la méthode itérative exposée dans le chapitre précédent pour confirmer les conditions aux limites et étudier la convergence rapide de cette méthode.
- ***Le quatrième chapitre*** - montre la modélisation d'un circuit contenant un élément actif dans ce cas en utilise la diode Gunn en hyperfréquence, le but de cette modélisation est de déterminer la fréquence de résonance de la structure étudiée.

Chapitre 1 :

Généralités

Introduction

L'étude des circuits planaires en hyperfréquence par une méthode itérative basée sur le concept d'onde est adoptée en premier lieu sur la détermination des équations d'ondes électromagnétiques à partir des équations de Maxwell, et en deuxième lieu sur la connaissance de différents types des circuits planaires.

1.1- Les ondes électromagnétiques

1.1.1- Le concept d'onde

Lorsque l'on jette une pierre dans l'eau, des petites vagues successives se forment à la surface de l'eau. Ces vaguelettes progressent dans toutes les directions (en cercles concentriques à partir de l'endroit où est tombée la pierre) et s'atténuent petit à petit : ce sont des ondes. Une onde est donc un phénomène physique qui résulte d'une perturbation (ici l'impact de la pierre dans l'eau), dont les effets se propagent dans un milieu (comme la surface de l'eau). De manière générale, on peut dire qu'une onde est une perturbation qui se déplace (dans l'eau, dans l'air, etc.) [4].

L'onde électromagnétique OEM est l'association d'un champ électrique périodique sinusoïdal E et d'un champ magnétique B sinusoïdal de même période, perpendiculaire en tout point, cette onde se propage dans le vide perpendiculairement au plan (vecteurs \vec{E} et \vec{B}) à une vitesse constante $c = 3 * 10^8 \text{ ms}^{-1}$.

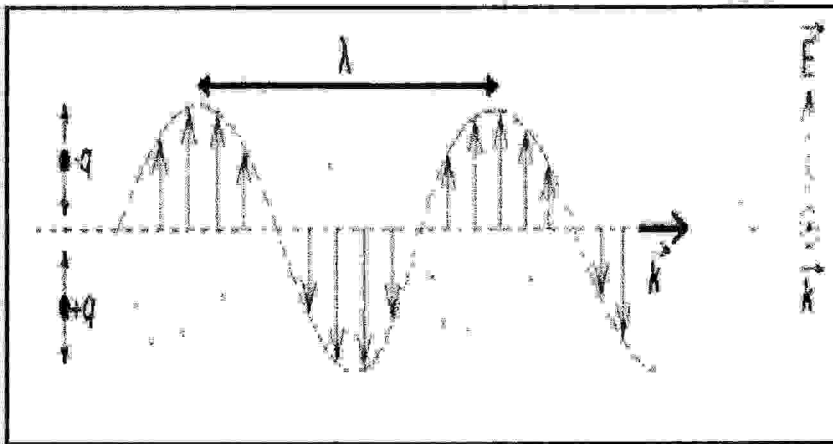


Fig1.1- La propagation des vecteurs des champs électrique et magnétique [5].

1.1.2- Propagation des ondes électromagnétiques

a. Les équations de Maxwell

En régime temporel, les équations de Maxwell dans un milieu quelconque, sont données sous la forme suivante :

$$\bullet \quad \text{div} \vec{B}(r,t) = 0 \quad \text{-eq1.1-}$$

$$\bullet \quad \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}(r,t) = - \frac{\partial \vec{B}(r,t)}{\partial t} \quad \text{-eq1.2-}$$

$$\bullet \quad \text{div} \vec{D}(r,t) = \rho(r,t) \quad \text{-eq1.3-}$$

$$\bullet \quad \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}(r,t) = \vec{J}(r,t) + \frac{\partial \vec{D}(r,t)}{\partial t} \quad \text{-eq1.4-}$$

Avec :

$\vec{E}(r,t)$: le champ électrique en (Volts/m)

$\vec{H}(r,t)$: l'excitation magnétique en (Ampère/m)

$\vec{B}(r,t)$: le champ magnétique en (Tesla)

$\vec{D}(r,t)$: le déplacement électrique en (Coulomb/m²)

$\rho(r,t)$: la densité de charge électrique en (Coulomb/m³)

$\vec{J}(r,t)$: la densité de courant électrique en (Ampère/m²)

- Les équations -eq1.1- et -eq1.2- sont dites équations homogènes, elles sont valables quelque soit le milieu. Sous la forme intégrale, l'équation $\text{div} \vec{B}(r,t) = 0$ traduit la conservation du flux du vecteur \vec{B} .
- L'équation $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}(r,t) = - \frac{\partial \vec{B}(r,t)}{\partial t}$ donne le champ électrique \vec{E} induit par les variations temporelles du champ magnétique \vec{B} .
- L'équation $\text{div} \vec{D}(r,t) = \rho(r,t)$ présente la loi de Gauss et atteste de l'existence des charges électriques.
- Enfin, la dernière équation $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}(r,t) = \vec{J}(r,t) + \frac{\partial \vec{D}(r,t)}{\partial t}$ sous forme intégrale donne la généralisation du théorème d'Ampère et donne le vecteur induit \vec{H} par le mouvement des charges ainsi que les variations temporelles du vecteur \vec{D} . Les densités de charge et de courant électriques ρ et J constituent les sources.

• La forme intégrale des équations de Maxwell

- Equation de Maxwell Gauss : $div\vec{D} = \rho \rightarrow \oint\oint\oint_S \vec{D}d\vec{s} = \oint\oint\oint_V \rho d\vec{r}$
- Equation de conservation du flux de \vec{B} : $div\vec{B} = 0 \rightarrow \oint\oint\oint_S \vec{B}d\vec{s} = 0$

A partir des équations –eq1.3- et –eq1.4-, nous obtenons l'équation de conservation de la charge, en effet l'application de l'opérateur de divergence sur l'équation –eq1.4- permet

d'obtenir : $div[\overline{rot\vec{H}(r,t)}] = div\left[\vec{J}(r,t) + \frac{\partial\vec{D}(r,t)}{\partial t}\right]$

Sachant que $\forall\vec{A}, div(\overline{rot\vec{A}}) = 0$ et en supposant que les deux opérateurs $\frac{\partial}{\partial t}$ et div

peuvent permuter, l'équation précédente transforme en $\frac{\partial}{\partial t}[div\vec{D}(r,t)] = -div\vec{J}(r,t)$. En

remplaçant $div\vec{D}$ par ρ , nous déduisons l'équation de conservation de la charge électrique

$$div\vec{J}(r,t) + \frac{\partial}{\partial t}\rho(r,t) = 0$$

Pour un milieu linéaire homogène isotrope non magnétique ($\mu_r = 1$) :

$$D(r,t) = \epsilon_0\epsilon_r E(r,t)$$

$$H(r,t) = \frac{1}{\mu_0} B(r,t)$$

μ_0 et ϵ_0 représentent respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique

du vide : $\mu_0 = \frac{10^{-3}}{36\pi} F/m$ $\epsilon_0 = 4\pi * 10^{-7} H/m$

b. Onde plane et les équations de propagation

Afin de déterminer les équations de Maxwell, en appliquant l'opérateur rotation et en utilisant la propriété suivante :

$$\text{rot}(\text{rot}V) = \text{grad}(\text{div}V) - \Delta V \quad \text{-eq1.5-}$$

Où Δ représente le Laplace vectoriel.

Les équations de propagation de E et H s'écrivent comme suit :

$$\Delta E + \varepsilon\mu_0\omega^2 E = \frac{1}{\varepsilon} \text{grad}\rho + j\omega\mu_0 J$$

$$\Delta H + \varepsilon\mu_0\omega^2 H = -\text{rot}J$$

Si le milieu de propagation ne contient ni courant ni charges électriques libres alors les équations de propagation se réduisent à :

$$\begin{cases} \Delta E + \varepsilon\mu_0\omega^2 E = 0 \\ \Delta H + \varepsilon\mu_0\omega^2 H = 0 \end{cases}$$

ces équations sont les équations

de Helmholtz elles admettent une solution particulière donnée sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} E(r,t) &= E_0 e^{j(\omega t - kr)} \\ H(r,t) &= H_0 e^{j(\omega t - kr)} \end{aligned} \quad \text{où } E_0 \text{ et } H_0 \text{ sont indépendantes de } r \text{ et } k \text{ est le vecteur d'onde dans le}$$

milieu de propagation $\left(k_0^2 = \varepsilon_0\mu_0\omega^2 \text{ et } k = \frac{2\pi}{\lambda} \right)$ [7].

1.1.3- Réflexion des ondes électromagnétiques sur une ligne

La réflexion sur une ligne consiste à canaliser un signal électromagnétique dans un espace délimité par des interfaces conductrices ou diélectriques, depuis la source jusqu'au détecteur. Son principal avantage est de transmettre l'énergie électromagnétique avec un faible taux d'atténuation et de véhiculer l'information correspondante à l'abri des phénomènes parasites.

Cette sorte de guidage est réalisée dans des guides d'ondes dont la constitution varie suivant le domaine de fréquence des ondes. Dans la plupart des cas, la structure de l'onde électromagnétique guidée n'est pas la même que dans le vide: en particulier, l'onde n'est jamais plane et pas toujours transversale pour les champs électriques ou magnétiques [8].

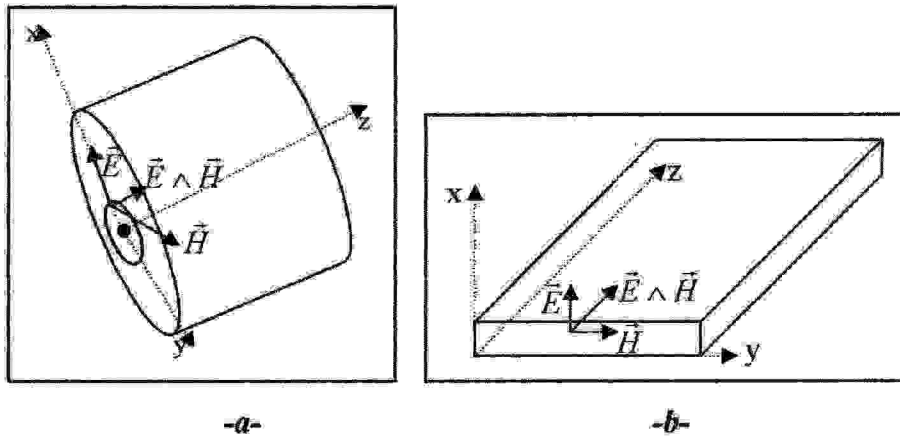


Fig.1.2- Vecteurs \vec{H} et \vec{E} à l'intérieur -a- d'une ligne coaxiale -b- d'un guide d'onde [7].

L'étude peut être transposée au cas d'une ligne bifilaire ainsi entre les deux conducteurs parallèles, d'axe oz qui assurent le transport du courant depuis le générateur, à l'origine des abscisses jusqu'à une charge à l'abscisse L , existe une tension $V(z,t)$ qui dépend du point considéré le long de la ligne et du temps; le courant qui circule dans les conducteurs dépend lui aussi de z et t [8].

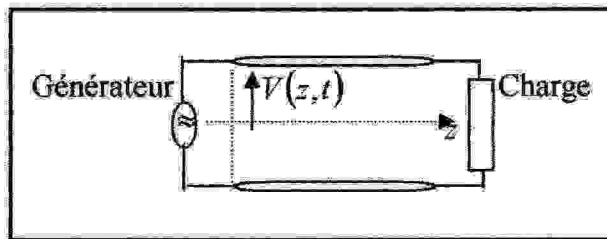


Fig.1.3- L'origine des abscisses vers la charge

a. Lignes T.E.M

▪ Régime d'ondes progressives

Si l'axe des abscisses orienté du générateur vers la charge:
$$\begin{aligned} V(z) &= V_0 e^{-\gamma z} \\ I(z) &= I_0 e^{-\gamma z} \end{aligned} \quad \text{-eq1.6-}$$

Il est possible de définir une onde unitaire:
$$\begin{aligned} V^u(z) &= V_0^u e^{-\gamma z} \\ I^u(z) &= I_0^u e^{-\gamma z} \end{aligned} \quad \text{tel que } \frac{1}{2} V_0^u (I_0^u)^* = \frac{1}{2}$$

▪ Régime quasi stationnaire

Un tel régime peut toujours être considéré comme la superposition d'une onde progressive incidente et d'une onde progressive réfléchie. Si l'axe des abscisses orienté du générateur vers la charge:

$$\begin{aligned} V(z) &= V_i e^{-z} + V_r e^z \\ I(z) &= I_i e^{-z} + I_r e^z \end{aligned} \quad \text{Avec } \frac{V_i}{I_i} = -\frac{V_r}{I_r} \quad \text{-eq1.7-}$$

Si l'axe des abscisses orienté du charge vers le générateur

$$\begin{aligned} V(z) &= V_i e^z + V_r e^{-z} \\ I(z) &= I_i e^z + I_r e^{-z} \end{aligned} \quad \text{-eq1.8-}$$

Exprimons dans ce dernier cas les ondes progressives incidente et réfléchie par référence à l'onde progressive unité:

- Pour l'onde incidente, il est possible d'introduire un facteur A tel que: $V_i e^z = AV_0^u e^z$
 $I_i e^z = AI_0^u e^z$
- Pour l'onde réfléchie, il est possible d'introduire un facteur B tel que:
 $V_r e^{-z} = BV_0^u e^{-z}$
 $I_r e^{-z} = BI_0^u e^{-z}$

Dans ces conditions, l'onde semi stationnaire s'écrit:
$$\begin{aligned} V(z) &= V_0^u (Ae^z + Be^{-z}) \\ I(z) &= I_0^u (Ae^z - Be^{-z}) \end{aligned} \quad \text{-eq1.9-}$$

b. Lignes TE ou TM

▪ Régime d'onde progressive

Les champs constituant l'onde électromagnétique (axe des abscisses orienté du générateur vers la charge) ont:

- Pour les modes TEM des composantes transversales de la forme:

$$\begin{aligned} E_t(x, y, z) &= E_t(x, y) e^{-z} \\ H_t(x, y, z) &= H_t(x, y) e^{-z} \end{aligned} \quad \text{-eq1.10-}$$

- Pour le mode TE une composante longitudinale du champ \vec{H} de la forme:

$$H_z(x, y, z) = H_z(x, y) e^{-z}$$

- Pour le mode TM une composante longitudinale du champ \vec{E} de la forme:

$$E_z(x, y, z) = E_z(x, y) e^{-z}$$

▪ Régime d'ondes semi stationnaires

Nous écrivons les ondes incidente et réfléchié composant ce régime par référence à l'onde unité:

- Pour l'onde incidente, nous introduirons un facteur A tel que: $E_i^i(x, y, z) = AE_i^u e^{z}$
 $H_i^i(x, y, z) = AH_i^u e^{z}$
- Pour l'onde réfléchié, nous introduirons un facteur B tel que: $E_i^r(x, y, z) = BE_i^u e^{-z}$
 $H_i^r(x, y, z) = BH_i^u e^{-z}$

Les champs de l'onde semi stationnaire s'écriront enfin:

$$\begin{aligned} E_i(x, y, z) &= E_i^u(x, y) [Ae^z + Be^{-z}] \\ H_i(x, y, z) &= H_i^u(x, y) [Ae^z - Be^{-z}] \end{aligned} \quad \text{-eq1.11-}$$

c. Le coefficient de réflexion

Pour faire l'étude de la réflexion, nous nous intéresserons donc, dans tous les cas, aux

facteurs: $Ae^z + Be^{-z} = U$
 $Ae^z - Be^{-z} = J$ -eq1.12-

- Pour les lignes T.E.M. $U = V(z)/V_0^u$ dans ce cas $\gamma = \alpha j + \beta$ avec $\beta = 2\pi/\lambda$. -eq1.13-
 $J = I(z)/I_0^u$

- Pour les lignes TE ou TM $U = E_r/E_i^u$ dans ce cas $\gamma = \alpha j + \beta$ avec $\beta = 2\pi/\lambda_g$ -eq1.14-
 $J = H_r/H_i^u$

Le rapport $\frac{Be^{-z}}{Ae^z} = \frac{B}{A} e^{-2z} = \Gamma(z)$. -eq1.15- [9].

1.2- Les circuits planaires et les lignes de transmission

1.2.1- Les circuits planaires

Le schéma de la figure 1.4 représente un circuit planaire actif plaqué sur une lame de diélectrique et enfermé dans un boîtier :

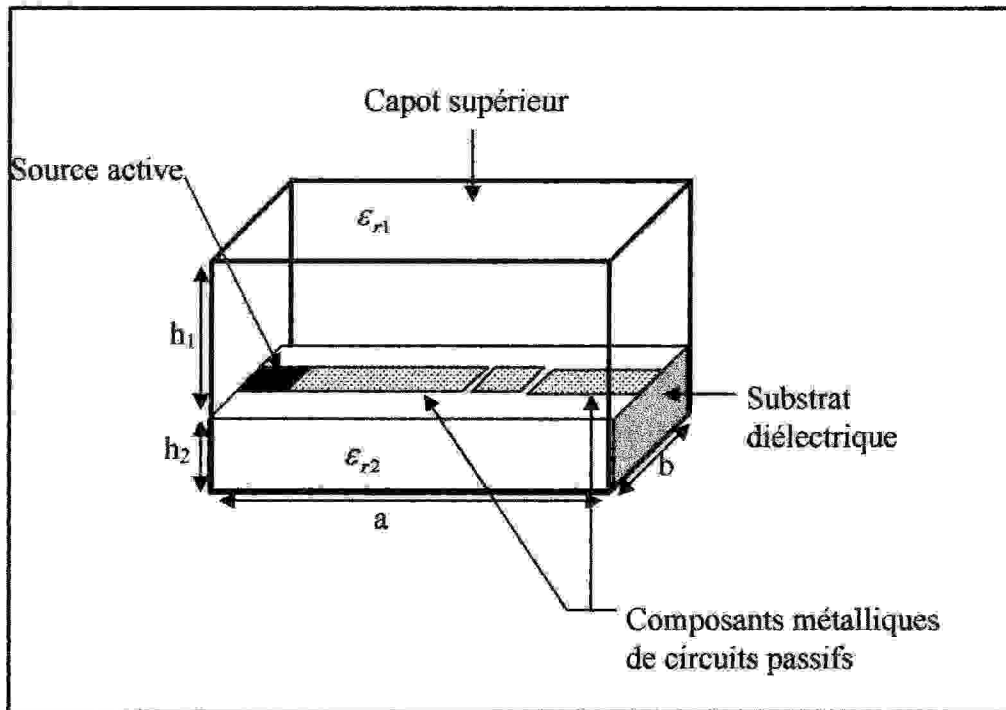


Fig.1.4- Schéma d'identification des éléments de composition d'un circuit planaire [19].

Le circuit planaire est généralement composé d'une source active également planaire reliée à une faible épaisseur de métallisation que l'on considérera infiniment mince et qui forme le circuit passif. Ces deux éléments sont déposés sur une couche de diélectrique, nommé substrat, de constante diélectrique relative ϵ_r , habituellement différente de celle du milieu ambiant.

Le circuit planaire se trouve donc "pris en sandwich" entre la couche du substrat et le milieu environnant correspondant en général au milieu supérieur qui est dans la plupart des cas de l'air. Notons que l'air a une constante diélectrique relative très voisine de celle du vide et de valeur unité. Le circuit planaire est enfermée dans un boîtier considéré comme infiniment épais pour l'isoler des perturbations électromagnétiques extérieures: Ce boîtier peut être soit métallique (murs électriques) soit plastique ou d'un milieu différent du substrat (murs magnétique) [3].

Les circuits planaires sont caractérisés par l'augmentation de leur capacité et de l'intégration de plus en plus importante des éléments électroniques [20].

1.2.2- Les divers types de lignes de transmission utilisées en micro électronique des hyperfréquences

Les lignes de transmission constituent l'élément de base des circuits utilisés en microélectronique des hyperfréquences. Ces circuits sont en fait une transposition des circuits imprimés qui utilisent des procédés photo lithographiques, ils servent soit de connexions transmettant de faibles puissances, soit en tant qu'éléments constitutifs de circuit plus ou moins complexes. Associés à des éléments actifs, on obtient les circuits intégrés pour micro-ondes de réalisation relativement aisée et très compacts

a. La ligne triplaque ou ligne à ruban équilibré, ou stripline

Le conducteur central est un ruban placé entre deux plans conducteurs connectés ensemble. C'est une sorte de coaxial dégénéré. Théoriquement, les deux plans métalliques devraient être infiniment larges ; pratiquement le champ décroît très rapidement latéralement et les plans de masse peuvent ne déborder, de part et d'autre du ruban, que de 1 à 1.5 fois sa largeur. Le diélectrique est homogène, souvent un verre téflon (Téflon fiber-glass TFG) de ϵ_r que de l'ordre de 2.5 à 5.

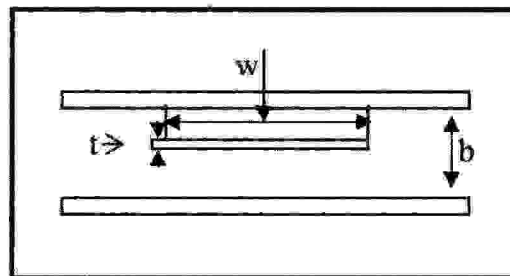


Fig.1.5- Schéma d'une ligne triplaque

La propagation se fait en mode TEM à vitesse indépendante de la fréquence. Des formules approchées ont été proposées pour le calcul de l'impédance caractéristique R_c avec une précision annoncée de 1.3%

Pour $\frac{w}{b} > 0.35$
$$R_c \sqrt{\epsilon_r} = \frac{94.15}{\frac{w}{b} / (1 - \frac{t}{b}) + \frac{C}{0.0885 \epsilon_r}} \text{ Ohms} \tag{eq1.16-}$$

Où
$$C = \frac{0.085 \epsilon_r}{\pi} [2K \text{Log}(K + 1) - (K - 1) \text{Log}(K^2 - 1)] \quad K = \frac{1}{1 - \frac{t}{b}}$$

Pour $w/b < 0.35$ $R_c \sqrt{\epsilon_r} = 60 \text{Log} \frac{4b}{\pi D}$ -eq1.17-

$D \approx \frac{w}{2} \left[1 + \frac{t}{\pi w} \left(1 + \text{Log} \left(\frac{4\pi w}{t} \right) + 0.51\pi \left(\frac{t}{w} \right)^2 \right) \right]$ valable pour $\frac{t}{w} < 0.11$

b. La ligne à fente (slot line)

La ligne à fente comporte deux conducteurs déposés sur la même face d'un substrat. La deuxième face n'est pas métallisée. La ligne fendue est surtout utilisée dans les circuits intégrés pour micro-ondes ou en combinaison avec le micro ruban, elle apporte une plus grande souplesse dans l'élaboration des circuits.

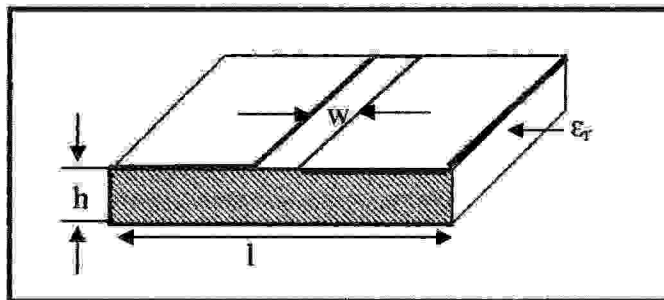


Fig.1.6- Schéma d'une ligne à fente

Elle se prête bien à la mise en court-circuit, à la mise en place d'éléments localisés en parallèles et des stubs série. La ligne étant inhomogène, les champs ont des composantes longitudinales qu'il n'est pas possible de négliger comme dans le cas du micro ruban. C'est un véritable guide d'ondes et comme tel, elle est dispersive et possède une fréquence de coupure par mode de propagation.

Les expressions suivantes donnent la longueur d'onde λ dans la ligne et l'impédance caractéristique R_c dans les conditions :

$9.7 \leq \epsilon_r \leq 20$ $0.02 \leq w/h \leq 1$

Pour $0.02 \leq w/h \leq 0.2$ -eq1.18-

$R_c = 72.62 - 35.19 \log \epsilon_r + 50 \frac{(w/h - 0.02)(w/h - 0.1)}{w/h} + \log(w/h * 10^2)(44.28 - 198.58 \log \epsilon_r)$
 $-(0.32 \log \epsilon_r - 0.11 + w/h(1.07 \log \epsilon_r + 1.44))(11.4 - 6.07 \log \epsilon_r - h/\lambda * 10^2)^2$

Pour $0.2 \leq w/h \leq 1$ -eq1.19-

$R_c = 113.19 - 53.55 \log \epsilon_r + 1.25w/h(114.59 - 51.88 \log \epsilon_r) + 20(w/h - 0.2)(1 - w/h)$
 $-(0.15 + 0.23 \log \epsilon_r + w/h(-0.79 + 2.07 \log \epsilon_r))(10.25 - 5 \log \epsilon_r + w/h(2.1 - 1.42 \log \epsilon_r) - h/\lambda_0 * 10^2)^2$

c. La ligne coplanaire

La ligne coplanaire est constituée par un ruban de largeur S , séparé du plan de masse par deux fentes de largeur w . Comme la ligne à fente elle n'occupe qu'un coté du substrat.

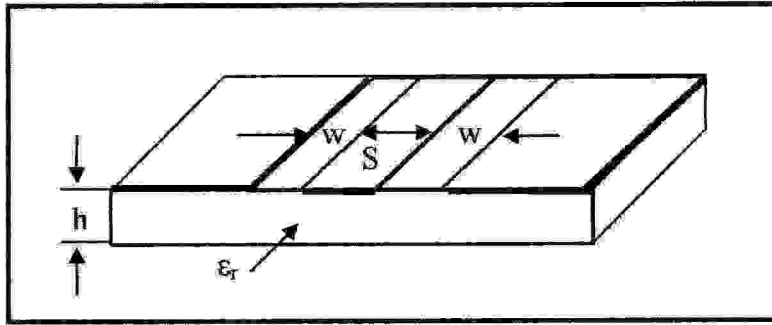


Fig.1.7- Schéma d'une ligne coplanaire

C'est une ligne inhomogène, elle se prête bien au branchement d'éléments localisés parallèles sans percement du substrat et à la réalisation de stubs série. L'impédance caractéristique R_c et la permittivité effective ϵ_e sont données par :

$$R_c = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_e}} \frac{K'(k)}{K(k)} \text{ avec } k = \frac{S}{S+2w} \quad \text{-eq1.20-}$$

$$\frac{K(k)}{K'(k)} = \frac{1}{\pi} \text{Log} \left(2 \frac{1+\sqrt{k}}{1-\sqrt{k}} \right) \text{ pour } 0.707 < k < 1$$

$$\frac{K(k)}{K'(k)} = \frac{\pi}{\text{Log} \left(2 \frac{1+\sqrt{k}}{1-\sqrt{k}} \right)} \text{ pour } 0 < k < 0.707 \text{ avec } k' = (1-k^2)^{0.5}$$

Un bon accord expérimental a été rapporté pour $\epsilon_r = 9.6$ et $f = 2\text{GHz}$

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} \left[th \left(1.785 \log \frac{h}{w} + 1.75 \right) + \frac{kw}{h} (0.04 - 0.7k) + 0.01(1 - 0.1\epsilon_r)(0.25 + k) \right] \text{-eq1.21- [10].}$$

d. La ligne micro ruban ou microstrip

La ligne micro ruban est constituée par un ruban métallique déposé sur une plaque diélectrique entièrement métallisée sur l'autre face (plan de masse).

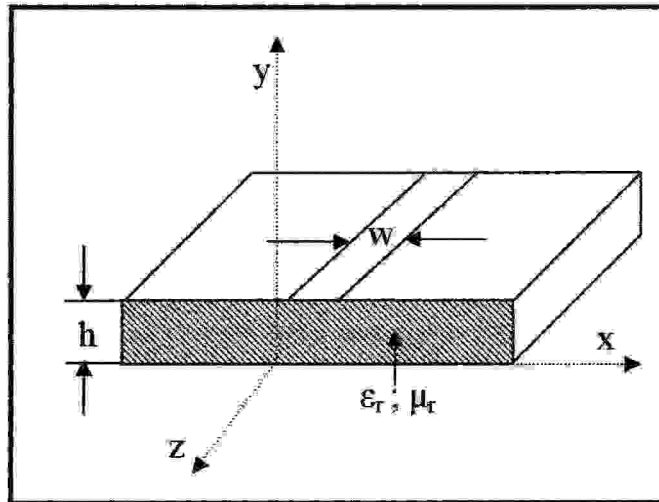


Fig.1.8- Schéma d'une ligne micro ruban

La ligne est caractérisée par la permittivité relative de son substrat ϵ_r , par l'épaisseur h de celui-ci, petite par rapport à la longueur d'onde à transmettre, par la longueur w du ruban qui détermine l'impédance caractéristique et enfin par l'épaisseur du ruban.

Le milieu de propagation n'est donc pas homogène, une partie des lignes de champ est située dans le substrat, l'autre partie dans l'air. En toute rigueur la propagation ne peut se faire suivant le mode TEM.

Il existe obligatoirement des composantes longitudinales E_z et H_z des champs. Mais à conditions de travailler à fréquence pas trop élevée, ces composantes sont faibles par rapport aux composantes transversales et peuvent être négligées. On utilise en général la ligne micro ruban dans le cadre de l'approximation quasi TEM.

Nous donnons ci-dessous l'expression de la permittivité effective ϵ_e et de l'impédance caractéristique.

$$\epsilon_e = (\epsilon_r + 1)/2 + [(\epsilon_r - 1)/2]f(w/h) \quad \text{-eq1.22-}$$

$$\text{Avec } f\left(\frac{w}{h}\right) = \left(1 + 12\frac{h}{w}\right)^{-0.5} + 0.04\left(1 - \frac{w}{h}\right)^2 \quad \text{si } \frac{w}{h} \leq 1$$

$$\text{Ou } f\left(\frac{w}{h}\right) = \left(1 + 12\frac{h}{w}\right)^{-0.5} \quad \text{si } \frac{w}{h} > 1$$

$$R_c = \frac{R_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_e}} \text{Log}\left(\frac{8h}{w} + 0.25\frac{w}{h}\right) \quad \text{si } \frac{w}{h} \leq 1 \quad \text{-eq1.23-}$$

$$R_c = \frac{R_0}{\sqrt{\epsilon_e}} \left(\frac{w}{h} + 1.393 + 0.667\text{Log}\left(\frac{w}{h} + 1.444\right)\right)^{-1} \quad \text{si } \frac{w}{h} > 1 \quad \text{-eq1.24-}$$

$R_0 = 120\pi = 377\Omega$ est l'impédance caractéristique du vide.

L'erreur relative avancée étant de 1% maximum.

Pour effectuer la synthèse de la ligne fournissant le rapport $\frac{w}{h}$ qui correspond à une impédance caractéristique R_c , on peut faire appel aux relations suivantes

$$\text{Pour } \frac{w}{h} < 2 \quad \frac{w}{h} = \frac{8e^A}{e^{2A} - 2}$$

$$\text{Pour } \frac{w}{h} \geq 2 \quad \frac{w}{h} = \frac{2}{\pi} [B - 1 - \text{Log}(2B - 1)] + \frac{\epsilon_r - 1}{2\epsilon_r} \left[\text{Log}(B - 1) + 0.39 - \frac{0.61}{\epsilon_r} \right]$$

$$\text{Dans lesquelles} \quad A = \frac{R_c}{60} \left(\frac{\epsilon_r + 1}{2}\right)^{0.5} + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \left(0.23 + \frac{0.11}{\epsilon_r}\right)$$

$$B = \frac{60\pi^2}{R_c\sqrt{\epsilon_r}}$$

▪ **Influences de l'épaisseur du ruban t**

L'épaisseur du ruban se traduit par un effet de bord modifiant légèrement la répartition des champs. Pour tenir compte de cet effet, on est conduit à remplacer la largeur géométrique w du ruban par une largeur équivalente w_e . On obtient les relations assez simples suivantes:

$$R_c = \frac{R_0}{2\pi\sqrt{\varepsilon_e}} \text{Log}\left(\frac{8h}{w} + 0.25\frac{w_e}{h}\right) \quad \text{si } \frac{w}{h} \leq 1 \quad \text{-eq1.25-}$$

$$R_c = \frac{R_0}{\sqrt{\varepsilon_e}} \left(\frac{w_e}{h} + 1.393 + 0.667 \text{Log}\left(\frac{w_e}{h} + 1.444\right) \right)^{-1} \quad \text{si } \frac{w}{h} > 1 \quad \text{-eq1.26-}$$

Dans lesquelles :

$$\frac{w_e}{h} = \frac{w}{h} + \frac{1.25}{\pi} \frac{t}{h} \left(1 + \text{Log} \frac{4\pi w}{t} \right) \quad \text{pour } \frac{w}{h} \leq \frac{1}{2\pi}$$

$$\frac{w_e}{h} = \frac{w}{h} + \frac{1.25}{\pi} \frac{t}{h} \left(1 + \text{Log} \frac{2h}{t} \right) \quad \text{pour } \frac{w}{h} > \frac{1}{2\pi}$$

$$\varepsilon_e = \left[\frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} f\left(\frac{w}{h}\right) \right] - C \quad C = \frac{\varepsilon_r - 1}{4.6} \frac{t/h}{\sqrt{w/h}}$$

▪ **Influences de l'existence d'un boîtier**

On est souvent amené à enfermer les circuits dans un boîtier pour diminuer le rayonnement, faciliter le montage des connecteurs, parfois isoler le dispositif. Cela peut modifier la répartition des champs, donc agir sur R_c et ε_e en les diminuant. Appelons h_b la distance du ruban au couvercle du boîtier avec $h_b/h > 1$. Le boîtier est rempli d'air. On a proposé les relations suivantes pour R_c et ε_e :

$$R_c = \frac{R_0}{2\pi\sqrt{\varepsilon_e}} \left(\frac{8h}{w} + 0.25\frac{w}{h} \right) - P \quad \text{si } \frac{w}{h} \leq 1 \quad \text{-eq1.27-}$$

$$R_c = \frac{R_0}{\sqrt{\varepsilon_e}} \left(\frac{w}{h} + 1.393 + 0.667 \text{Log}\left(\frac{w}{h} + 1.444\right) \right)^{-1} - \left[1 - th \left(1 + \frac{0.48\sqrt{w/h-1}}{(1+h_b/h)^2} \right) \right] * P \quad \text{si } \frac{w}{h} > 1$$

$$\varepsilon_e = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \left(\frac{\varepsilon_r - 1}{2} f\left(\frac{w}{h}\right) \right) th \left(0.18 + 0.235 \frac{h_b}{h} - \frac{0.415}{(h_b/h)^2} \right)$$

$$P = 270 \left[1 - th \left(0.28 + 1.2\sqrt{h_b/h} \right) \right]$$

▪ **Influences de fréquence**

En mode T.E.M l'impédance caractéristique R_c et la permittivité effective ε_e sont indépendantes de la fréquence, la ligne n'est pas dispersive.

On peut cependant tenir compte de la dispersion, par une relation approchée affectant la permittivité effective

$$\varepsilon_e(f) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_e}{1 + G(f/f_p)^2} \quad \text{-eq1.28-}$$

$$f_p = \frac{1}{2\mu_0} \frac{R_c}{h} \quad G = \left(\frac{R_c - 5}{60} \right)^{0.5} + 0.04R_c$$

R_c et ε_e sont les valeurs obtenues dans l'approximation du mode quasi T.E.M. La correction n'est pas nécessaire pour $f \ll f_p$

▪ **Rayonnement**

Une ligne à diélectrique uniforme ne rayonne pas en principe. Dans la réalité, il existe toujours des discontinuités source d'énergie rayonnée. Pour des lignes d'impédance R_c de l'ordre de 50Ω , l'énergie rayonnée est proportionnelle, en gros à $\frac{h^2 f^2}{\sqrt{\varepsilon_r}}$.

▪ **Choix de l'épaisseur du substrat**

Divers considérations sont à retenir pour guider dans le choix de l'épaisseur d'un substrat :

- Les pertes pour une impédance caractéristique donnée sont d'autant plus faibles que l'épaisseur h est plus grande.
- Toutefois augmenter h entraîne l'augmentation de la largeur w du ruban. La ligne risque de fonctionner en guide d'onde.
- Enfin, pour diminuer le rayonnement, on est amené à limiter l'épaisseur h . Cela conduit par exemple pour un substrat d'alumine Al_2O_3 ($\varepsilon_r = 9.6$) à choisir $h = 1mm$ quand $5GHz$, $h = 0.635mm$ quand $12GHz$, $h = 0.4mm$ quand $18GHz$. Dans ce dernier cas, on risque d'être gêné par les très petites dimensions des circuits et par l'augmentation des pertes. On peut utiliser le quartz $\varepsilon_r = 3.78$ à condition d'enfermer le circuit dans un boîtier

Substrat	Permittivité
Téflon	2.1
Silice	3.78
Alumine	9.6

Tableau.1.1- Diélectriques utilisés dans la réalisation de substrat [11].

Conclusion

Dans ce chapitre on rappelle en premier temps nous présentant les notions fondamentales sur les ondes électromagnétiques à partir des équations de Maxwell pour obtenir les équations d'onde, et nous avons mis en évidence que le coefficient de réflexion a un rôle très important dans l'étude de modélisation électromagnétique des circuits planaires.

En deuxième temps nous avons présenté les différents types de lignes planaires avec leurs caractérisations générales en précisant les lignes micro ruban pour leurs importances dans les circuits planaires.

Chapitre 2 :

**La méthode
itérative WCIP
et la FMT**

Introduction

Dans les années 1980, une méthode itérative notée S.I.T (Spectral Iterative Technique) a été proposée par Ko-Mittra et Van den berg pour les problèmes de diffraction électromagnétiques et appliquée avec succès à l'analyse des antennes à réflecteurs et à la diffraction par des objets quelconques.

Dans la plupart des cas publiés dans la littérature, les processus itératifs ont été utilisés pour renforcer des méthodes traditionnelles. Ainsi la méthode des moments est combinée à une méthode itérative utilisant les séries de Newman pour les problèmes de rayonnement électromagnétique[21], une méthode CGSIT (Conjugate Gradient Spectral Iterative Technique) est représentée pour analyser les antennes planaires actives simples ou multicouches ; la méthode itérative basée sur le concept d'onde WCIP (Wave Concept Iterative Process) a été développée pour les problèmes de diffraction électromagnétique et l'étude des circuits planaires[20]. Enfin la méthode itérative rapide basée sur le concept d'onde FWCIP (Fast Wave Concept Iterative Process) a été développée dans [22], [23] pour l'étude des structures planaires actives simples ou multicouches utilisée une transformation du Fourier rapide en modes.

Dans notre travail nous nous sommes intéressés à la méthode itérative avec des sources d'excitations pour analyser des composants passifs.

2.1- La méthode itérative WCIP:

Pour démontrer la méthode itérative utilisée dans cette étude nous considérons le domaine fermé Ω de forme quelconque, représenté sur la figure.2.1

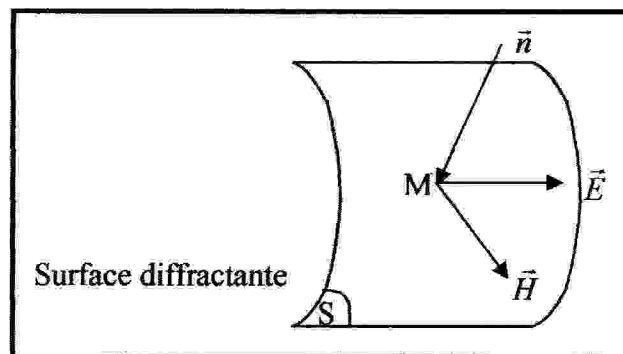


Fig.2.1- Schéma de visualisation des vecteurs champs

Sur laquelle s'appuie la surface S contenant les champs \vec{E} et \vec{H} , S a pour normale au point M le vecteur \vec{n} orienté arbitrairement vers l'intérieur du domaine.

On pose par définition

$$\begin{aligned}\vec{A} &= \frac{1}{2\sqrt{Z_0}}(\vec{E} + Z_0 * \vec{H} \wedge \vec{n}) \\ \vec{B} &= \frac{1}{2\sqrt{Z_0}}(\vec{E} - Z_0 * \vec{H} \wedge \vec{n})\end{aligned}\tag{-eq2.1-}$$

Z_0 : L'impédance d'onde dans l'espace libre.

\vec{n} : Le vecteur normal à une surface fermée.

\vec{E} : Le champ électrique tangent à S .

\vec{H} : Le champ magnétique tangentiel.

Pour simplifier l'écriture et dans un souci de clarification, la densité de courant superficielle du milieu est introduite. Ce vecteur, noté \vec{J} , est de même nature que le champ magnétique et est définie par la relation suivante $\vec{J} = \vec{H} \wedge \vec{n}$

-eq2.2-

On peut dire que \vec{J} est le champ magnétique tourné de $\pi/2$ [17].

Il sera souvent utilisé à la place du champ magnétique car il présente deux avantages :

- C'est un vrai vecteur, alors que le champ magnétique est un pseudo-vecteur.
- Dans un guide en mode TE ou TM, il est colinéaire au champ électrique [3].

L'équation de définition des ondes -eq2.1- devient alors :

$$\begin{aligned}\vec{A} &= \frac{1}{2\sqrt{Z_0}}(\vec{E} + Z_0\vec{J}) \\ \vec{B} &= \frac{1}{2\sqrt{Z_0}}(\vec{E} - Z_0\vec{J})\end{aligned}\tag{-eq2.3-}$$

Ainsi \vec{A} et \vec{B} sont deux vecteurs fonction de point M et tangents à S , \vec{A} (Respectivement \vec{B}) est dit l'onde incidente (respectivement réfléchie). En suite, il s'agit de formuler une relation de récurrence entre ces deux types d'ondes, tel que :

- au niveau d'une interface métallique avons la relation de continuité du champ électrique : $\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_r = 0$

-eq2.4-

\vec{E}_i, \vec{E}_r : Les champs incident et réfléchi.

Ainsi, nous pouvons écrire que $\vec{B} + \vec{A} = -(\vec{B}_0 + \vec{A}_0)$

-eq2.5-

\vec{A}_0 et \vec{B}_0 sont les ondes relatives à l'excitation

La définition du champ électrique et de la densité de courant en fonction des ondes incidentes et réfléchies \vec{A} et \vec{B} :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \sqrt{Z_0}(\vec{A} + \vec{B}) \\ \vec{J} &= \frac{1}{\sqrt{Z_0}}(\vec{A} - \vec{B}) \end{aligned} \quad \text{-eq2.6- [17].}$$

2.1.1- Définition:

C'est une méthode basée sur le concept d'ondes transverses dont la particularité est l'utilisation tour à tour des milieux spatial et spectral de façon récurrente [20].

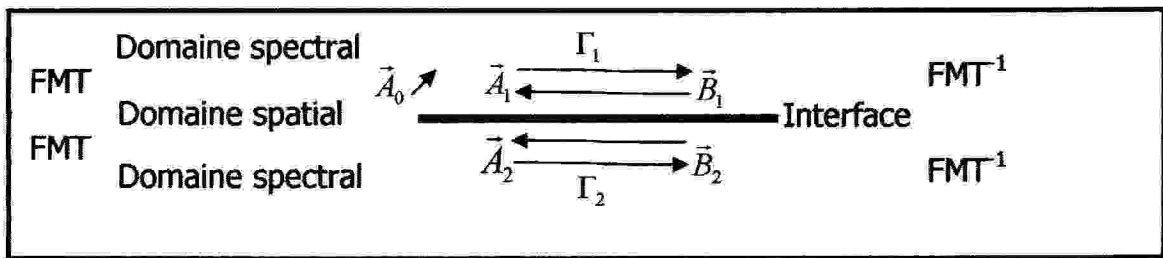


Fig.2.2- Schématisation du processus itératif [24].

Le principe d'un procédé itératif se trouve dans la répétition des équations qui le constituent jusqu'à l'obtention de la solution au problème posé, pour cela, il est obligatoire que toutes les équations soient reliées entre elles et que le résultat de la dernière équation soit une donnée d'entrée de la première [25].

Nous supposons au début du processus itératif que la cible est isolée dans l'espace libre et que pour la première itération, seules les ondes relatives à l'excitation existent. Les ondes incidentes donnent par réflexion les ondes réfléchies qui vont à leur tour se diffracter en espace libre et génèrent les ondes incidentes de la prochaine itération, ainsi le processus itératif se poursuit.

Dans une base modale complète, les modes propres sont indépendants, pour un mode m donné le processus itératif s'écrit comme suit :

- itération 0 : $\begin{cases} A_m^{(0)} = 0 \\ B_m^{(0)} = 0 \end{cases}$ -eq2.7-

- itération 1 : $\begin{cases} A_m^{(1)} = -B_m^{(0)} - (A_{m0} + B_{m0}) \\ B_m^{(1)} = \hat{\Gamma} A_m^{(1)} \end{cases}$ -eq2.8-

- itération 2 : $\begin{cases} A_m^{(2)} = -B_m^{(1)} - (A_{m0} + B_{m0}) \\ B_m^{(2)} = \hat{\Gamma} A_m^{(2)} \end{cases}$ -eq2.9-

- itération p : $\begin{cases} A_m^{(p)} = -B_m^{(p-1)} - (A_{m0} + B_{m0}) \\ B_m^{(p)} = \hat{\Gamma} A_m^{(p)} \end{cases}$ -eq2.10- [17].

Les principales équations sont : $\vec{A} = \hat{S}_{int} \vec{B} + \vec{A}_0$ pour le domaine spatial. -eq2.11-

$$\vec{B} = \hat{\Gamma} \vec{A} \quad \text{pour le domaine spectral.} \quad \text{-eq2.12-}$$

Où \hat{S}_{int} est un opérateur de diffraction au niveau de l'interface diélectrique liant les ondes incidentes aux ondes réfléchies dans le domaine spatial où $\hat{\Gamma}$ est l'opérateur de réflexion liant les ondes réfléchies aux ondes incidentes dans le domaine spectral.

Le circuit étant isolé de l'extérieur par l'intermédiaire du boîtier, seules les ondes incidentes dues à la source planaire existent. Ces ondes représentées par le vecteur \vec{A}_0 qui est

défini de la manière suivante $\vec{A}_0 = \frac{\vec{E}_0}{\sqrt{Z_0}}$

\vec{E}_0 : est le champ électrique total qui est produit par la source d'excitation.

Les ondes incidentes se réfléchissent dans un premier temps sur le capot du boîtier par l'intermédiaire de l'opérateur de réflexion puis vont se diffracter sur l'interface diélectrique pour redonner des ondes incidentes qui alimenteront à nouveau le processus itératif à l'itération suivante. Cette diffraction est modélisée mathématiquement grâce à l'opérateur \hat{S}_{int} qui traduit les phénomènes physiques à l'interface [3].

Le processus itératif fait donc successivement l'aller et le retour entre le domaine spatial et le domaine spectral. Pour passer d'un domaine à l'autre, nous utilisons la FMT (Fast Modal Transform) et son inverse. La FMT est une transformée de Fourier modifiée par sa pondération en modes et qui permet de passer du domaine spatial au domaine fréquentiel [26].

2.1.2- 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, $\hat{\Gamma}$ 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 [3].

L'espace libre présente une certaine admittance, qu'on peut écrire $\vec{J} = \hat{Y}\vec{E}$.

Ainsi, l'onde réfléchie \vec{B} se décompose en :

- une onde propagative $(1 - \hat{\Gamma})\vec{A}$.
- une onde évanescente revenant sur l'obstacle (interface métallique) à savoir

$$B = \hat{\Gamma}A \quad [17].$$

L'opérateur de réflexion s'exprime sous la forme: $\hat{\Gamma} = \frac{1 - Z_0 \hat{Y}}{1 + Z_0 \hat{Y}}$ -eq2.13-

Où Z_0 est l'impédance intrinsèque de milieu et \hat{Y} l'opérateur admittance ramené dans le plan de l'interface diélectrique [27].

Si $\{f_{nm} |_{nm \in N}\}$ est une base complète de modes propres n'est définie analytiquement que pour des surfaces à variables séparées (ex : plan, cylindre, sphéroïde) chacun des modes est caractérisé par une impédance propre $Z = \frac{1}{Y}$, en conséquence l'opérateur de réflexion s'écrit:

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma} &= \sum_{nm} \langle f_{nm} | \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} | f_{nm} \rangle = \sum_{nm} \langle f_{nm} | \hat{\Gamma}_{nm} | f_{nm} \rangle \\ \hat{\Gamma} &= \sum_{nm} \langle f_{nm}^{TE} | \hat{\Gamma}_{nm}^{TE} | f_{nm}^{TE} \rangle + \sum_{nm} \langle f_{nm}^{TM} | \hat{\Gamma}_{nm}^{TM} | f_{nm}^{TM} \rangle \end{aligned} \quad \text{-eq2.14- [17].}$$

Il est, au même titre que \hat{Y} un opérateur de projection sur les fonctions de la base des modes

$$\langle f_{nm}^\alpha | \text{ tel que : } \hat{Y} = \sum_{nm} \langle f_{nm}^\alpha | Y_{nm}^\alpha | f_{nm}^\alpha \rangle \quad \text{-eq2.15-}$$

Avec Y_{mn}^α l'admittance de terminaisons ramenée au plan interfacique. α 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 -eq2.13- devient :

- Pour les modes TE : $\Gamma_{mn}^{TE} = \frac{1 - Z_{0i} Y_{mn}^{TE}}{1 + Z_{0i} Y_{mn}^{TE}}$ -eq2.16-

- Pour les modes TM : $\Gamma_{mn}^{TM} = \frac{1 - Z_{0i} Y_{mn}^{TM}}{1 + Z_{0i} Y_{mn}^{TM}}$ -eq2.17-

L'admittance Y_{mn}^α dépend de la hauteur h_i avec $i = 1, 2$ en fonction du milieu considéré.

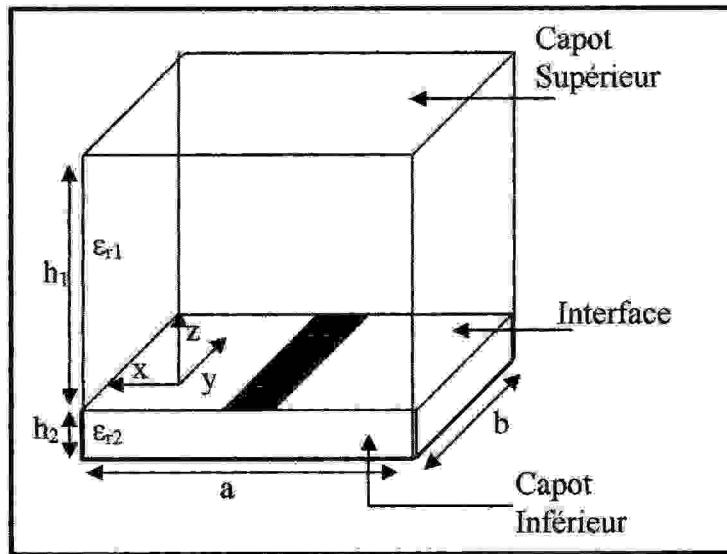


Fig.2.3- Schéma général d'un circuit planaires dans un boîtier.

- Si le capot supérieur ou inférieur existe : $Y_{mn}^\alpha = Y_{mn}^\alpha(\epsilon_r) \coth(\gamma_{mn} h_i)$
- Sans capot (espace libre/guide infini) : $Y_{mn}^\alpha = Y_{mn}^\alpha(\epsilon_r)$
- Si on se trouve en circuit ouvert : $Y_{mn}^\alpha = Y_{mn}^\alpha(\epsilon_r) \tanh(\gamma_{mn} h_i)$ [28].

$Y_{mn}^\alpha(\epsilon_r)$ est l'admittance du mode $\langle f_{mn} |$ et dépend de la constante diélectrique relative ϵ_r du milieu considéré. Elle s'exprime pour chaque mode (m, n) de la manière suivante :

- Pour les modes TE : $Y_{mn}^{TE}(\epsilon_r) = \frac{Y_{mn}}{j\omega\mu_0}$ -eq2.18-

- Pour les modes TM : $Y_{mn}^{TM}(\epsilon_r) = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_r}{Y_{mn}}$ -eq2.19-

Où ϵ_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide. ω est la pulsation, dépendante de la fréquence f par la relation $\omega = 2\pi f$ et γ_{mn} est la constante de propagation dans le milieu considéré [29].

$$\text{Elle est calculée grâce à la formule : } \gamma_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k_0^2(\epsilon_r) \quad \text{-eq2.20-}$$

Où a et b sont les dimensions du boîtier et k_0 est le nombre d'onde dans le vide :

$$k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \quad \text{-eq2.21-}$$

Nous remarquons que la constante de propagation d'une onde via le terme $e^{-\gamma z}$ qui intervient dans l'équation de Helmholtz (ou équation de propagation des ondes). Si $\gamma_{mn}^2 \geq 0$ alors γ_{mn} est réel et l'onde est évanescence ou à la coupure, c'est-à-dire que l'énergie qu'elle contient va rester localisée autour de la discontinuité qui lui a donné naissance. Dans le cas contraire, γ_{mn} est imaginaire pur et l'onde devient propagative, c'est-à-dire que l'énergie qu'elle transporte va se propager dans le guide d'onde jusqu'à la prochaine discontinuité qu'elle rencontrera [3].

Dans un système de coordonnées cylindriques l'impédance propre des modes à pour

$$\text{expression : } \begin{aligned} Z_m^{TM} &= \frac{k_\rho H_m^{(2)}(k_\rho \rho)}{j\omega \epsilon_0 H_m^{(2)'}(k_\rho \rho)} \\ Z_m^{TE} &= \frac{j\omega \mu_0 H_m^{(2)'}(k_\rho \rho)}{k_\rho H_m^{(2)}(k_\rho \rho)} \end{aligned} \quad \text{-eq2.22-}$$

$$k_\rho = \sqrt{k^2 - k_z^2}$$

k : est le vecteur d'onde, k_z sa composante suivant l'axe des z .

μ_0 : est la perméabilité du vide.

ϵ_0 : est la permittivité du vide.

$H_m^{(2)}$: est la fonction de Hankel de deuxième espèce et d'ordre m .

$H_m^{(2)'}$: est la dérivée première de la fonction de Hankel [30].

Dans la littérature, nous trouvons l'expression des modes propres et des fonctions propres de formes géométriques simples (cylindre à section circulaire, sphère, ...). Cependant pour des structures complexes cet opérateur n'est pas défini, ainsi nous menons des investigations afin de déterminer son expression analytiquement [31].

2.1.3- L'opérateur de diffraction et les conditions aux limites

L'opérateur de diffraction \hat{S}_{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.

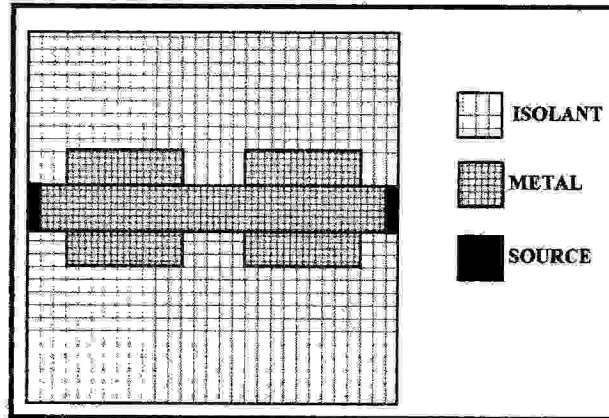


Fig.2.4- Interface contenant un circuit planaire

Un circuit planaire est généralement composé de trois domaines particuliers qui n'ont pas les mêmes conditions aux limites et de continuité. L'opérateur de diffraction \hat{S}_{int} est la somme résultante de la résolution des conditions aux limites et de continuité des différents domaines composants l'interface. Cet opérateur doit assurer la continuité physique des champs (ou des ondes) de part et d'autre de l'interface qui sépare les deux milieux diélectriques [3].

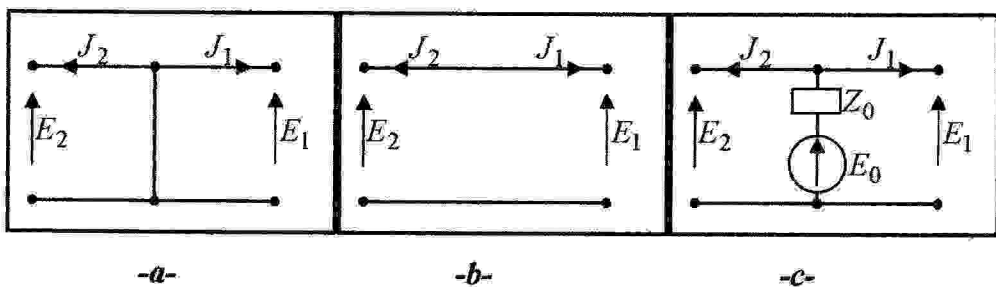


Fig.2.5- Les circuits équivalents des conditions aux limites de

-a- domaine métallique -b- domaine diélectrique -c- domaine source [32].

a. Le domaine métallique H_m

Il est formé par une fine couche de dépôt métallique ; c'est-à-dire infiniment mince et de conductivité σ infinie. Il représente les éléments passifs du circuit (self, résistance, capacité....)

H_m est la fonction indicatrice, représentative du milieu métallique, qui ne permet d'appliquer une équation que sur ce domaine précis, tout en excluant les autres domaines, et qui se définit comme un échelon de Heaviside :

$$H_m = \begin{cases} 1 & \text{sur le métal} \\ 0 & \text{partout ailleurs} \end{cases} \quad \text{-eq2.24-}$$

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 :

$$\text{Sur } H_m : E_1 = E_2 = 0$$

et donc en terme d'onde :

$$\text{sur } H_m \sqrt{Z_{01}}(A_1 + B_1) = \sqrt{Z_{02}}(A_2 + B_2) = 0 \quad \text{-eq2.25-}$$

soit $A_i = -B_i$

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -H_m & 0 \\ 0 & -H_m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad \text{-eq2.26-}$$

C'est-à-dire que les ondes sont totalement réfléchies par le métal et que rien n'est transmis à

$$\text{travers cette partie de l'interface. Donc sur } H_m : \hat{S}_{\text{int}} = -1 \quad \text{-eq2.27-}$$

b. Le domaine diélectrique H_i

C'est le domaine formé par la soustraction des autres domaines à l'ensemble de l'interface. Ce sont, en fait, les morceaux du substrat que peut voir l'onde réfléchie B . Ça peut être aussi, un milieu diélectrique tel que l'air ou le vide. En fait ce milieu est nommé H_i parce qu'il est entièrement formé par des éléments isolants. H_i est aussi la fonction indicatrice de ce milieu tel que :

$$H_i = \begin{cases} 1 & \text{sur l'isolant} \\ 0 & \text{partout ailleurs} \end{cases} \quad \text{-eq2.28-}$$

Sur ce domaine les conditions aux limites et de continuité des champs tangentiels imposent cette fois ci, l'annulation de la densité totale de courant et l'égalité des champs électriques tangentiels de chaque coté de l'interface

$$\text{Sur } H_i : J_1 + J_2 = 0; E_1 = E_2 \neq 0 \quad \text{-eq2.29-}$$

Et donc en terme d'onde

$$\text{Sur } H_i \quad \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{Z_{01}}}(A_1 - B_1) + \frac{1}{\sqrt{Z_{02}}}(A_2 - B_2) = 0 \\ \sqrt{Z_{01}}(A_1 + B_1) = \sqrt{Z_{02}}(A_2 + B_2) \neq 0 \end{cases} \quad \text{-eq2.30-}$$

Si les milieux de part et d'autre de l'interface ont la même constante diélectrique ϵ_r , les ondes sont entièrement transmises de part et d'autre du domaine diélectrique de l'interface. Mais dans la plupart des cas, cette condition n'est pas satisfaite. Il faut alors résoudre le système d'équation -eq2.30- pour pouvoir connaître la part des ondes transmises à travers ce domaine et la part des ondes réfléchies.

La résolution de ce système permet d'obtenir les relations directes -eq2.31- qui relient sur le domaine diélectrique les ondes incidentes et les ondes réfléchies.

Ces relations sont :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{01} + Z_{02}} H_i & \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} H_i \\ \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} H_i & \frac{Z_{01} - Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}} H_i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad \text{-eq2.31-}$$

Où A_1 et A_2 sont respectivement les ondes incidentes dans les milieux 1 et 2, B_1 et B_2 sont les ondes réfléchies.

L'opérateur de diffraction \hat{S}_{int} qui relie les ondes incidentes aux ondes réfléchies sur H_i est lu directement dans l'équation -eq2.31- tel que :

$$\text{Sur } H_i : \hat{S}_{int} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{01} + Z_{02}} & \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \\ \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} & \frac{Z_{01} - Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}} \end{bmatrix} \quad \text{-eq2.32-}$$

c. Le domaine source H_s

Ce domaine est formé par tous les éléments actifs pouvant être une source et / ou par tous les éléments qui viendront en finalité se brancher directement sur le circuit en y apportant de l'énergie. H_s est la fonction indicatrice, représentative du milieu source. Elle est définie de la même façon que les fonctions indicatrices des autres milieux

$$H_s = \begin{cases} 1 & \text{sur la source} \\ 0 & \text{partout ailleurs} \end{cases} \quad \text{-eq2.33-}$$

Nous noterons que les ondes incidentes et réfléchies sont reliées par des éléments inconnus $(k_{11}, k_{12}, k_{21}, k_{22})$ que nous déterminerons plus loin et 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}

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{11}H_s & k_{12}H_s \\ k_{21}H_s & k_{22}H_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_{01}H_s \\ A_{02}H_s \end{bmatrix} \quad \text{-eq2.34-}$$

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

$$\text{Sur } H_s \hat{S}_{\text{int}} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{bmatrix} \quad \text{-eq2.35-}$$

d. Généralisation des conditions aux limites

Dans ce paragraphe, nous établirons une relation globale des conditions aux limites et de continuité sur l'interface. Cette relation est, en fait, tout simplement, la somme des conditions à l'interface établies précédemment pour chacun des domaines (métallique, diélectrique et source). 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 :

$$H_m + H_i + H_s = 1 \text{ sur l'interface entière.}$$

On sait déjà que :

$$\begin{bmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{bmatrix} = \left[\hat{S}_{\text{int}} \begin{bmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{bmatrix} \right] + \begin{bmatrix} A_{01}H_s \\ A_{02}H_s \end{bmatrix} \quad \text{-eq2.36-}$$

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

Sur l'interface entière :

$$\left[\hat{S}_{\text{int}} \right] = \begin{bmatrix} \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{01} + Z_{02}} H_i - H_m + k_{11}H_s & \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} H_i + k_{12}H_s \\ \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} H_i + k_{21}H_s & \frac{Z_{01} - Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}} H_i - H_m + k_{22}H_s \end{bmatrix} \quad \text{-eq2.37-}$$

2.1.4- Les sources ou les ports d'excitations et les sources auxiliaires

Lors de la création de la méthode itérative, trois types de sources différents ont été prévus pour exciter les circuits passifs planaires qu'on aurait à simuler. Chaque sorte de source a également été prévue pour fonctionner avec l'une ou l'autre des deux polarisations possibles (x et y). Nous avons considéré que la source n'émettait de l'énergie qu'à travers la surface $S_s = a_s b_s$ qu'elle occupait (figure.2.6) et que cette énergie arrivait jusque là sans perte d'aucune sorte ; comme si elle était canalisée dans un guide d'onde à mur magnétique parfait. Cette source interne prend son énergie d'une source de puissance, externe et idéale de potentiel V_0 et d'impédance interne Z_g . L'expression de la puissance fournie par cette source n'est rien d'autre que le flux du vecteur de Poyting à travers la surface sur laquelle elle est définie. De la (figure.2.3) nous pouvons déduire facilement les éléments qui caractérisent notre source :

$$\text{Son champ électrique d'excitation : } E_0 = \frac{V_0}{a_s} \quad \text{-eq2.38-}$$

$$\text{Son impédance interne : } Z_0 = \frac{b_s}{a_s} Z_g \quad \text{-eq2.39-}$$

Où le rapport $\frac{b_s}{a_s}$ est appelé facteur de forme de la source d'excitation du circuit. Cette source, considérée comme planaire, est située à l'interface entre deux milieux diélectriques. Elle peut donc émettre dans les deux milieux : elle sera alors bilatérale, ou dans un seul milieu et sera unilatérale. Dans ce dernier cas, elle peut émettre soit dans le milieu supérieur (situé au dessus de l'interface) soit dans le milieu inférieur.

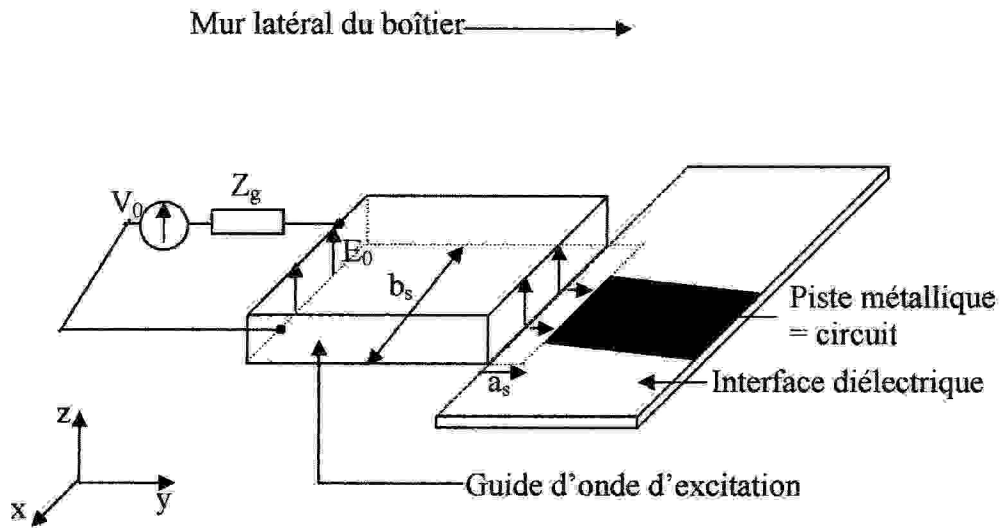


Fig.2.6- Schématisation générale de l'excitation dans un circuit planaire.

Le schéma de la figure.2.6 représente, en fait, le cas d'une source unilatérale inférieure polarisée suivant Oy et située au bord de l'interface. La source se situe souvent au bord, à côté du boîtier, car il est plus facile de l'alimenter ainsi lors de la réalisation du circuit, mais rien n'interdit de placer la source ailleurs sur l'interface, par exemple au centre pour une antenne.

a. Source d'excitation unilatérale

▪ Cas d'une source unilatérale d'excitation du milieu supérieur

Considérons une source unilatérale planaire orientée (figure.2.7) vers le milieu supérieur (ou milieu 1) et qui est localisée à l'interface diélectrique de la structure. Cette source excite les ondes incidentes A_1 du milieu supérieur mais se trouve en état de court-circuit en direction du milieu inférieur par la lame métallique considérée comme parfaite qui guide l'énergie vers le milieu 1.

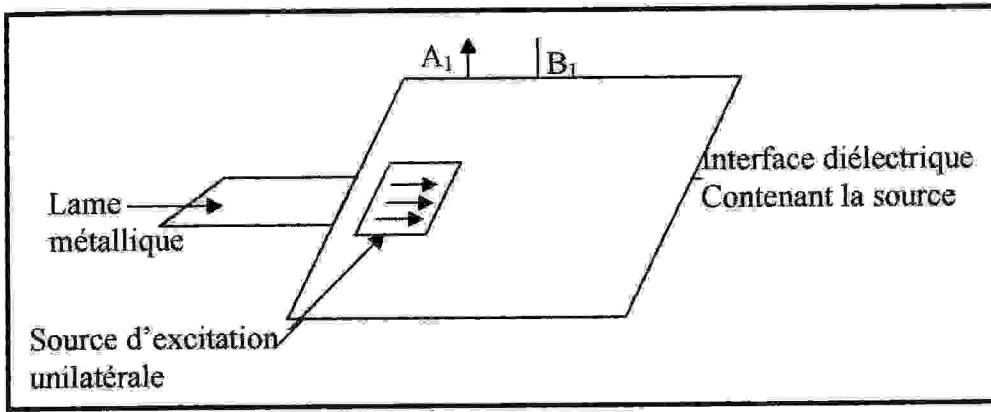


Fig.2.7- Source unilatérale d'excitation du milieu supérieur

Grâce à la figure 2.8 et aux conditions aux limites des sources, nous pouvons écrire les équations suivantes en considérant une excitation du milieu supérieur : [3]

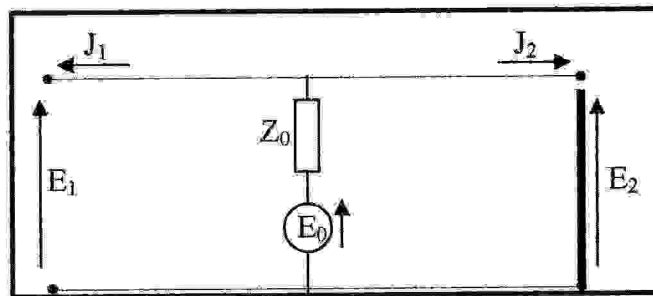


Fig.2.8- Circuit électrique équivalent à une source unilatérale d'excitation du milieu supérieur [12].

- Dans le milieu supérieur : $E_1 = E_0 - Z_0(J_1 + J_2)$ -eq2.40-
- Dans le milieu inférieur : $E_2 = 0 = \sqrt{Z_{02}}(A_2 + B_2)$ -eq2.41-

Où E_i est le champ électrique dans le milieu i , Z_{0i} l'impédance intrinsèque du milieu i et J_i la densité de courant dans le milieu i .

E_0 est le champ électrique produit par la source et Z_0 son impédance interne. En remplaçant E_1 , J_1 et J_2 par leurs expressions respectives en ondes, nous obtenons le système d'équation suivant :

- Dans le milieu supérieur : $\sqrt{Z_{01}}(A_1 + B_1) = E_0 - Z_0 \left[\frac{A_1 - B_1}{\sqrt{Z_{01}}} + \frac{A_2 - B_2}{\sqrt{Z_{02}}} \right]$ -eq2.42-

- Dans le milieu inférieur : $A_2 = -B_2$ -eq2.43-

Par combinaisons linéaires de ces expressions, nous obtenons une relation liant les ondes incidentes et réfléchies de chaque milieu en fonction des grandeurs électriques de la source tout en respectant les conditions aux limites et de continuité sur la source. Cette expression est :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_0 - Z_{01}}{Z_0 + Z_{01}} H_s & \frac{2Z_0}{(Z_0 + Z_{01})\sqrt{Z_{01}Z_{02}}} H_s \\ 0 & -H_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} + \frac{Z_{01}}{Z_0 + Z_{01}} \begin{bmatrix} \frac{E_0}{\sqrt{Z_{01}}} H_s \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{-eq2.44-}$$

▪ **Cas d'une source unilatérale d'excitation du milieu inférieur**

Une source unilatérale planaire orientée vers le milieu inférieur (ou milieu 2) fonctionne de façon équivalente que la source unilatérale d'excitation du milieu supérieur.

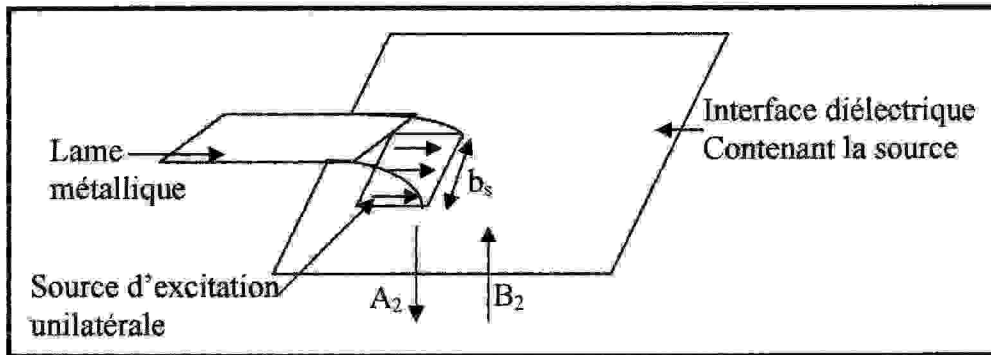


Fig.2.9- Source unilatérale d'excitation du milieu inférieur [3].

D'après le schéma de la figure 2.10 et les conditions aux limites des champs tangentiels, on obtient les relations suivantes :

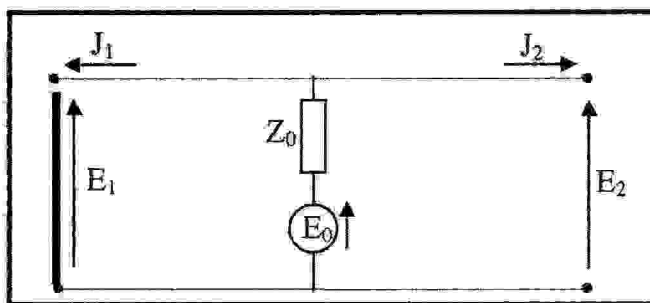


Fig.2.9- Circuit électrique équivalent à une source unilatérale d'excitation du milieu inférieur [12].

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -H_s & 0 \\ \frac{2Z_0Z_{02}}{(Z_0 + Z_{02})\sqrt{Z_{01}Z_{02}}} H_s & \frac{Z_0 - Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} H_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} + \frac{Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \begin{bmatrix} \frac{E_0}{\sqrt{Z_{02}}} H_s \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{-eq2.44-}$$

b. Cas d'une source d'excitation bilatérale

Considérons une source bilatérale planaire qui est localisée à l'interface diélectrique de la structure. Cette source excite les ondes incidentes A_i dans les deux milieux (c'est-à-dire que la source n'est court-circuitée dans aucune direction).

Ce type des sources représentées par la figure 2.11 émet les ondes dans les deux milieux diélectriques de telle sorte que les champs électriques transverses ainsi créés soient identiques.

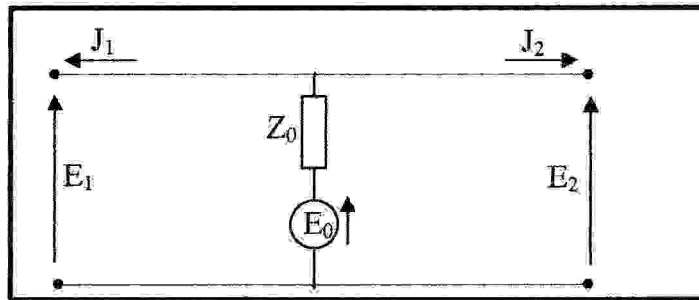


Fig.2.11- Circuit électrique équivalent à une source bilatérale d'excitation

- Dans le milieu supérieur : $E_1 = E_0 - Z_0(J_1 + J_2)$ -eq2.45-

- Dans le milieu inférieur : $E_2 = E_0 - Z_0(J_1 + J_2)$ -eq2.46-

Ce nouveau système d'équation est dicté par les conditions aux limites et de continuité de part et d'autre de la source.

En remplaçant les éléments E_i et J_i par leurs expressions respectives dans les deux milieux et en combinant ces deux équations, on obtient :

Pour une excitation bilatérale :

$$\begin{cases} A_1 + B_1 = \frac{E_0}{\sqrt{Z_{01}}} - Z_0 \left(\frac{A_1 - B_1}{Z_{01}} + \frac{A_2 - B_2}{\sqrt{Z_{01}Z_{02}}} \right) \\ A_2 + B_2 = \frac{E_0}{\sqrt{Z_{02}}} - Z_0 \left(\frac{A_1 - B_1}{\sqrt{Z_{01}Z_{02}}} + \frac{A_2 - B_2}{Z_{02}} \right) \end{cases} \quad \text{-eq2.47-}$$

Suite à différentes combinaisons linéaires successives entre les équations -eq2.47-, nous pouvons déduire l'expression suivante des ondes A_i par rapport aux ondes B_i et aux autres paramètres systémiques.

Pour une excitation bilatérale :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} - Z_{02})}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} H_s & \frac{2Z_0\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} H_s \\ \frac{2Z_0\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} H_s & -\frac{Z_{01}Z_{02} - Z_0(Z_{01} - Z_{02})}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} H_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} + \frac{2Z_{01}Z_{02}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \begin{bmatrix} \frac{E_0}{\sqrt{Z_{01}}} H_s \\ \frac{E_0}{\sqrt{Z_{02}}} H_s \end{bmatrix}$$

-eq2.48- [3].

c. Les sources auxiliaires localisées

L'intégration de la technique des sources auxiliaires dans la méthode itérative consiste à remplacer en premier lieu les composants localisés du circuit étudié par des sources auxiliaires ; les composants dipolaires : résistances, capacités, inductances et diodes sont modélisés par une seule source auxiliaire. Par la suite nous activons ces sources l'une après l'autre (sources d'excitations et sources auxiliaires) et nous déterminons le couplage électromagnétique entre ces différents éléments du circuit étudié. Une fois cette opération terminée, nous branchons les composants localisés à leur place dans le circuit et nous calculons les paramètres du circuit global en se basant sur les résultats trouvés dans la première étape et sur les schémas électriques intrinsèques de ces composants.

Dans toutes les opérations employées dans cette technique, nous remarquons que nous n'avons qu'une seule source qui est activée dans le circuit étudié (sources d'excitation ou source auxiliaire). L'opérateur de diffraction incluant des sources auxiliaires localisées donné par :

$$\left[\hat{S}_{im} \right] = \begin{bmatrix} \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{01} + Z_{02}} H_i - H_m + k_{11} H_{si} & \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} H_i + k_{12} H_{si} \\ \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} H_i + k_{21} H_{si} & \frac{Z_{01} - Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}} H_i - H_m + k_{22} H_{si} \end{bmatrix} \quad \text{-eq2.49-}$$

H_{si} est un échelon d'Heaviside définie sur la région source $S_i(E_i, J_i)$

$S_i(E_i, J_i)e^*$ est une des différentes sources de la structure (sources d'excitations et sources auxiliaires) qui est activée [12].

2.1.5- Expression de \hat{S}_{im} sur la région de l'impédance vue par la source

L'impédance du circuit vue par la source est une impédance surfacique nommée Z_m ou (respectivement une admittance Y_m). Cette impédance est généralement déterminée grâce à l'expression variationnelle suivante :

$$\frac{1}{Z_m} = Y_m = \frac{\langle E_0 | J \rangle}{\langle E_0 | E_0 \rangle} \quad \text{-eq2.50-}$$

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

$$\langle E | J \rangle = \int_s E^* J ds \quad \text{-eq2.51-}$$

Où le signe « * » signifie conjugué de la fonction complexe considérée. Dans notre cas l'impédance vue par la source peut s'exprimer facilement comme étant le rapport, des sommes de chaque élément sur le domaine total de la source, du champ électrique et de la somme des

$$\text{densités de courant tel que : } Z_{in} = \frac{\int_{H_s} E}{\int_{H_s} (J_1 + J_2)} \quad \text{-eq2.52- [3].}$$

Pour les cas particuliers, l'équation précédente nous donne sur le domaine métallique $Z_{in} = 0$ et pour le domaine diélectrique $Z_{in} = \infty$. Sur la région occupée par une impédance de surface les conditions aux limites et de continuité des champs tangentiels permettent d'écrire :

$$E_1 = E_2 = E = Z_m (J_1 + J_2) \quad \text{-eq2.53-}$$

$$\begin{cases} (A_1 + B_1) = Z_m \left(\frac{A_1 - B_1}{Z_{01}} + \frac{A_2 - B_2}{\sqrt{Z_{01}Z_{02}}} \right) \\ \sqrt{Z_{01}}(A_1 + B_1) = \sqrt{Z_{02}}(A_2 + B_2) \end{cases} \quad \text{-eq2.54-}$$

Ce qui donne :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{01}Z_{02} + Z_m(Z_{02} - Z_{01})}{-Z_{01}Z_{02} + Z_m(Z_{01} + Z_{02})} H_s & \frac{2Z_m \sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{-Z_{01}Z_{02} + Z_m(Z_{01} + Z_{02})} H_s \\ \frac{2Z_m \sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{-Z_{01}Z_{02} + Z_m(Z_{01} + Z_{02})} H_s & \frac{Z_{01}Z_{02} + Z_m(Z_{01} - Z_{02})}{-Z_{01}Z_{02} + Z_m(Z_{01} + Z_{02})} H_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad \text{-eq2.55-}$$

L'expression de l'opérateur de diffraction qui relie les ondes réfléchies aux ondes incidentes donnée par :

$$\left[\hat{S}_{int} \right] = \begin{bmatrix} \frac{Z_{01}Z_{02} + Z_m(Z_{02} - Z_{01})}{-Z_{01}Z_{02} + Z_m(Z_{01} + Z_{02})} H_s & \frac{2Z_m \sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{-Z_{01}Z_{02} + Z_m(Z_{01} + Z_{02})} H_s \\ \frac{2Z_m \sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{-Z_{01}Z_{02} + Z_m(Z_{01} + Z_{02})} H_s & \frac{Z_{01}Z_{02} + Z_m(Z_{01} - Z_{02})}{-Z_{01}Z_{02} + Z_m(Z_{01} + Z_{02})} H_s \end{bmatrix} \quad \text{-eq2.56-}$$

Sachant que tous les vecteurs \vec{E}_T , \vec{B}_T , \vec{J} , \vec{A} , \vec{B} sont des vecteurs formés de deux composantes : l'une selon l'axe des x et l'autre selon l'axe des y . De plus, ces vecteurs dépendent du milieu dans lequel ils sont calculés, ce qui nous ramène à écrire :

$$\begin{bmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{bmatrix}_{(x,y)} = \left[\hat{S}_{int} \right]_{(x,y)} \begin{bmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{bmatrix}_{(x,y)} + \begin{bmatrix} \vec{A}_{01} \\ \vec{A}_{02} \end{bmatrix}_{(x,y)} \quad \text{-eq2.57-}$$

Type et lieu d'excitation	Type de polarisation	$k_{ij}^{(x)}$	$A_{0k}^{(x)}$
bilatérale	Suivant Ox	$k_{11}^{(x)} = - \left[\frac{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} - Z_{02})}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$ $k_{12}^{(x)} = \left[\frac{2Z_0\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$ $k_{21}^{(x)} = \left[\frac{2Z_0\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$ $k_{22}^{(x)} = - \left[\frac{Z_{01}Z_{02} - Z_0(Z_{01} - Z_{02})}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$	$A_{01}^{(x)} = \frac{Z_{01}Z_{02}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \left[\begin{array}{c} E_{0x} H_s \\ \sqrt{Z_{01}} \\ 0 \end{array} \right]$ $A_{02}^{(x)} = \frac{Z_{01}Z_{02}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \left[\begin{array}{c} E_{0x} H_s \\ \sqrt{Z_{02}} \\ 0 \end{array} \right]$
	suivant Oy	$k_{11}^{(x)} = - \left[\frac{1}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} - Z_{02})} \right]$ $k_{12}^{(x)} = \left[\frac{0}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$ $k_{21}^{(x)} = \left[\frac{0}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$ $k_{22}^{(x)} = - \left[\frac{1}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} - Z_{02})} \right]$	$A_{01}^{(x)} = \frac{Z_{01}Z_{02}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \left[\begin{array}{c} 0 \\ E_{0y} H_s \\ \sqrt{Z_{01}} \end{array} \right]$ $A_{02}^{(x)} = \frac{Z_{01}Z_{02}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \left[\begin{array}{c} 0 \\ E_{0y} H_s \\ \sqrt{Z_{02}} \end{array} \right]$

Tableau.2.1- Détermination des coefficients $k_{ij}^{(x)}$ et $A_{0k}^{(x)}$ pour une source d'excitation

bilatérale

Type et lieu d'excitation	Type de polarisation		$k_{ij}^{(x)}$	$A_{ok}^{(x)}$
Unilatérale	Milieu supérieur 1	Suivant Ox	$k_{11}^{(x)} = \begin{bmatrix} \frac{Z_0 - Z_{01}}{Z_0 + Z_{01}} \\ -1 \end{bmatrix}$ $k_{12}^{(x)} = \begin{bmatrix} \frac{2Z_0 Z_{01}}{(Z_0 + Z_{01})\sqrt{Z_{01} Z_{02}}} \\ 0 \end{bmatrix}$ $k_{21}^{(x)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}, k_{22}^{(x)} = \begin{bmatrix} -1 \\ -1 \end{bmatrix}$	$A_{01}^{(x)} = \frac{Z_{01}}{Z_0 + Z_{01}} \begin{bmatrix} \frac{E_{0x}}{\sqrt{Z_{01}}} H_s \\ 0 \end{bmatrix}$ $A_{02}^{(x)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
		Suivant Oy	$k_{11}^{(x)} = \begin{bmatrix} -1 \\ \frac{Z_0 - Z_{01}}{Z_0 + Z_{01}} \end{bmatrix}$ $k_{12}^{(x)} = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{2Z_0 Z_{01}}{(Z_0 + Z_{01})\sqrt{Z_{01} Z_{02}}} \end{bmatrix}$ $k_{21}^{(x)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}, k_{22}^{(x)} = \begin{bmatrix} -1 \\ -1 \end{bmatrix}$	$A_{01}^{(x)} = \frac{Z_{01}}{Z_0 + Z_{01}} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{E_{0y}}{\sqrt{Z_{01}}} H_s \end{bmatrix}$ $A_{02}^{(x)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
	Milieu inférieur 2	Suivant Ox	$k_{11}^{(x)} = \begin{bmatrix} -1 \\ -1 \end{bmatrix}, k_{12}^{(x)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $k_{21}^{(x)} = \begin{bmatrix} \frac{2Z_0 Z_{02}}{(Z_0 + Z_{02})\sqrt{Z_{01} Z_{02}}} \\ 0 \end{bmatrix}$ $k_{22}^{(x)} = \begin{bmatrix} \frac{Z_0 - Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \\ -1 \end{bmatrix}$	$A_{01}^{(x)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $A_{02}^{(x)} = \frac{Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \begin{bmatrix} \frac{E_{0x}}{\sqrt{Z_{02}}} H_s \\ 0 \end{bmatrix}$
		Suivant Oy	$k_{11}^{(x)} = \begin{bmatrix} -1 \\ -1 \end{bmatrix}, k_{12}^{(x)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $k_{21}^{(x)} = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{2Z_0 Z_{02}}{(Z_0 + Z_{02})\sqrt{Z_{01} Z_{02}}} \end{bmatrix}$ $k_{22}^{(x)} = \begin{bmatrix} -1 \\ \frac{Z_0 - Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \end{bmatrix}$	$A_{01}^{(x)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $A_{02}^{(x)} = \frac{Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{E_{0y}}{\sqrt{Z_{02}}} H_s \end{bmatrix}$

Tableau.2.2- Détermination des coefficients $k_{ij}^{(x)}$ et $A_{ok}^{(x)}$ pour une source d'excitation

unilatérale [12].

2.2- F.M.T Fast Modal Transform

2.2.1- Les modes de propagation

Les plans transverses sont toujours perpendiculaires à la direction de propagation ; les dépendances transverses et longitudinales des champs électromagnétiques sont de ce fait indépendantes ce qui permet de séparer l'opérateur différentiel ∇ (nabla) en une partie transverse et en une partie longitudinale :

En coordonnée cartésienne :
$$\nabla = \nabla_t + e_z \frac{\partial}{\partial z}$$

Où
$$\nabla_t = e_x \frac{\partial}{\partial x} + e_y \frac{\partial}{\partial y}$$

Et tout vecteur phaseur X peut aussi être séparé par :

$$X = X_t + e_z X_z$$

Séparation des équations de Maxwell en composantes transversales et longitudinales :

$$\text{div} \vec{E} = 0 \Rightarrow \nabla_t \underline{E}_t + e_z \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad \text{-eq2.58-}$$

$$\text{div} \vec{H} = 0 \Rightarrow \nabla_t \underline{H}_t + e_z \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0 \quad \text{-eq2.59-}$$

$$\text{rot} \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \Rightarrow \nabla_t \times \underline{E}_t + e_z \times \left(\frac{\partial \underline{E}_t}{\partial z} - \nabla_t E_z \right) = -j\omega\mu \underline{H}_t - j\omega\mu H_z e_z \quad \text{-eq2.60-}$$

$$\text{rot} \vec{H} = (j\omega\varepsilon + \sigma)\vec{E} \Rightarrow \nabla_t \times \underline{H}_t + e_z \times \left(\frac{\partial \underline{H}_t}{\partial z} - \nabla_t H_z \right) = (j\omega\varepsilon + \sigma)\underline{E}_t + (j\omega\varepsilon + \sigma)E_z e_z \quad \text{-eq2.61-}$$

Regroupant, alors, les parties transverses et les parties longitudinales ; ce qui donne par identification, $\nabla_t \times \underline{E}_t = -j\omega\mu \underline{H}_t e_z$ -eq2.62-

$$\nabla_t \underline{H}_t - \frac{\partial \underline{H}_t}{\partial z} = (j\omega\varepsilon + \sigma) e_z \times \underline{E}_t \quad \text{-eq2.63-}$$

a. Mode TE ($E_z = 0; H_z \neq 0$), Mode TM ($H_z = 0; E_z \neq 0$):

Un mode TE : Transverse Electrique (respectivement TM : Transverse Magnétique) est un mode qui a un comportement selfique (resp. capacitif), définit par : $E_z = 0$ (resp. $H_z = 0$) ; Pour que le mode TE (resp. TM) puisse se propager, on trouvant une relation différentielle portant sur H_z (resp. E_z) Seulement dont les solutions sont satisfaites aux conditions aux limites aux bords du guide.

Pour le mode TE on a : -eq2.63- $\Rightarrow \nabla_t^2 \underline{H}_z - \frac{\partial \nabla_t \underline{H}_t}{\partial z} = (j\omega\epsilon + \sigma)\nabla_t(e_z \times \underline{E}_t)$ -eq2.64-

D'après -eq2.59-, la relation -eq2.64- devient :

$$\nabla_t^2 \underline{H}_z + \frac{\partial^2 \underline{H}_z}{\partial z^2} = -(j\omega\epsilon + \sigma)e_z \nabla_t \times \underline{E}_t = j\omega\mu(j\omega\epsilon + \sigma)\underline{H}_z$$
 -eq2.65-

Soit $\underline{k}^2 = -j\omega\mu(j\omega\epsilon + \sigma)$, k est le nombre d'onde

La relation différentielle en H_z s'écrit par: $\underbrace{\nabla_t^2 \underline{H}_z}_{transv.} + \underbrace{\frac{\partial^2 \underline{H}_z}{\partial z^2}}_{longit.} + \underline{k}^2 \underline{H}_z = 0$ -eq2.66-

et pour le mode TM, la relation différentielle en \underline{E}_z : $\underbrace{\nabla_t^2 \underline{E}_z}_{transv.} + \underbrace{\frac{\partial^2 \underline{E}_z}{\partial z^2}}_{longit.} + \underline{k}^2 \underline{E}_z = 0$ -eq2.67-

Pour qu'il existe une solution de ces équations il faut que le système soit vérifié :

$$\left\{ \begin{array}{l} (1) \nabla_t^2 \underline{X}_z + \underline{\rho}^2 \underline{X}_z = 0 \\ (2) \frac{\partial^2 \underline{X}_z}{\partial z^2} - \underline{\gamma}^2 \underline{X}_z = 0 \\ (3) \underline{\rho}^2 - \underline{\gamma}^2 = \underline{k}^2 \end{array} \right.$$

Où X désigne E ou H .

L'équation (1) du système représente l'équation de Helmholtz vectorielle, (2) l'équation d'onde longitudinale et (3) l'équation de dispersion qui définit le *nombre d'onde transverse* $\underline{\rho}$ et qui n'admet, en présence des conditions aux limites aux bords du guide, de solutions que pour certaines valeurs de $\underline{\rho}$ qui sont les valeurs propres du problème qui correspondent aux modes de propagation dans le guide.

- Pour le mode TE ($E_z = 0$): $\nabla_t \times \underline{H}_t = 0$ le champ magnétique transverse dérive d'un potentiel soit : $\underline{H}_t = -\nabla_t \underline{\psi}$ -eq2.68-

Ce potentiel $\underline{\psi}$ doit satisfaire à l'équation de Helmholtz : $\nabla_t^2 \underline{\psi} + \underline{\rho}^2 \underline{\psi} = 0$

- Pour le mode TM ($H_z=0$): $\nabla_t \times \underline{E}_t = 0$ donc il existe un potentiel $\underline{\phi}$ tel que :

$$\underline{E}_t = -\nabla_t \underline{\phi}$$
 -eq2.69-

Ce potentiel $\underline{\phi}$ doit satisfaire à l'équation de Helmholtz : $\nabla_t^2 \underline{\phi} + \underline{\rho}^2 \underline{\phi} = 0$ [13].

b. Résolution de l'équation de Helmholtz :

$$\nabla,^2 \underline{\theta} + \underline{\rho}^2 \underline{\theta} = 0 \quad (\theta = \phi \text{ ou } \psi) \tag{-eq2.70-}$$

En faisant usage à la méthode de séparation de variable nous pouvons écrire :

$$\underline{\theta}(x, y) = \underline{X}(x)\underline{Y}(y)$$

$$\text{D'où l'équation de Helmholtz devient : } \underbrace{\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2}}_{\text{en fonction de } x} + \underbrace{\frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2}}_{\text{en fonction de } y} + \rho^2 = 0 \tag{-eq2.71-}$$

Pour qu'il existe une solution non triviale, il faut avoir :

$$\begin{cases} \frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} = cte \\ \frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} = cte \end{cases} \tag{-eq2.72-}$$

Le système -eq2.72-peut être réécrit de la manière suivante :

$$\begin{cases} (1) \frac{d^2 X}{dx^2} + u^2 X = 0 \\ (2) \frac{d^2 Y}{dy^2} + v^2 Y = 0 \\ (3) u^2 + v^2 = \rho^2 \end{cases} \tag{-eq2.73-}$$

Où u, v sont deux constantes.

L'équation différentielle (1) du système a pour solution : $X = Ae^{-j|u|x}$ (A : constante),
 l'équation différentielle (2) du système a pour solution : $Y = Be^{-j|v|y}$ (B : constante) et par la suite la solution générale sera : $\underline{\theta} = A_{mn} e^{-j|u|x} e^{-j|v|y}$,

Afin de déterminer u et v , nous établissons les conditions aux limites dans le cas des murs périodiques de largeur a et d'hauteur b .

En effet, la solution est notamment périodique sur les murs :

- Pour $x = a$: $|u|a = 2m\pi$; m entier positif

$$\Rightarrow |u| = \frac{2m\pi}{a} = \beta_{xm}$$

- Pour $y = b$: $|v|b = 2n\pi$; n entier positif

$$\Rightarrow |v| = \frac{2n\pi}{b} = \beta_{yn}$$

L'équation (3) du système s'écrit : $\rho_{mn}^2 = u^2 + v^2 = \beta_{xm}^2 + \beta_{ym}^2$

$$\Rightarrow \rho_{mn} = \sqrt{\beta_{xm}^2 + \beta_{ym}^2}$$

La solution générale s'écrit $\underline{\theta}_{mn} = A_{mn} e^{-j\beta_{xm}x} e^{-j\beta_{ym}y}$ -eq2.74-

Où A_{mn} est une constante appelée constante de normalisation [14].

c. Détermination de l'expression de la constante de normalisation :

Soit \underline{A} un vecteur transverse défini par : $\underline{A} = \underline{\theta}^* \nabla_t \underline{\theta}$

En appliquant ∇_t à \underline{A} , on aura : $\nabla_t \underline{A} = \nabla_t \underline{\theta}^* \cdot \nabla_t \underline{\theta} + \underline{\theta}^* \cdot \nabla_t^2 \underline{\theta}$ -eq2.75-

De l'équation de Helmholtz, l'expression -eq2.75- devient :

$$\nabla_t \underline{A} = |\nabla_t \underline{\theta}|^2 - \rho^2 |\underline{\theta}|^2$$

D'après le théorème de la divergence on a :

$$\int_s \nabla \underline{A} \, dA = \oint_c \underline{A} \, ndl \quad (dA \text{ étant un élément de surface})$$

$$\Rightarrow \int_s |\nabla_t \underline{\theta}|^2 \, dA - \rho^2 \int_s |\underline{\theta}|^2 \, dA = \underbrace{\oint_c \underline{\theta}^* \cdot \nabla_t \underline{\theta} \, ndl}_{=0} \Rightarrow \rho^2 = \frac{\int_s |\nabla_t \underline{\theta}|^2 \, dA}{\int_s |\underline{\theta}|^2 \, dA} \quad \text{-eq2.76-}$$

Pour la normalisation des fonctions E_T et H_T , il faut que la puissance transmise sur la ligne soit équivalente à la puissance transportée dans le guide ; ce qui se traduit en équation par :

$$\int |E_T|^2 \, dA = \int |H_T|^2 \, dA = \int |\nabla_t \underline{\theta}|^2 \, dA = 1$$

D'autre part, en se basant sur -eq2.74- on aura : $\int_s |\underline{\theta}_{mn}|^2 \, dA = \int_0^b \int_0^a |A_{mn}|^2 \, dA = ab |A_{mn}|^2$ -eq2.77-

On tire l'expression de la constante de normalisation qui sera comme suit:

$$|A_{mn}| = \frac{1}{\sqrt{ab} \sqrt{\beta_{xm}^2 + \beta_{ym}^2}} \quad \text{-eq2.78-}$$

d. Détermination des champs transverses de modes TE et TM dans le cas des murs périodiques :

La constante de normalisation choisie dans notre cas et vérifie la relation -eq2.77- est :

$$A_{nm} = \frac{-j}{\sqrt{ab} \sqrt{\beta_{xm}^2 + \beta_{yn}^2}}$$

▪ **Mode TM :**

Nous pouvons déduire les champs électriques et magnétiques transverses pour le mode TM ; en effet : $\underline{E}_t = -\nabla_t \phi$ elle se traduit par :

$\underline{E}_t = -A_{nm} [e_x (-j\beta_{xm} e^{-j\beta_{xm}x} e^{-j\beta_{yn}y}) + e_y (-j\beta_{yn} e^{-j\beta_{xm}x} e^{-j\beta_{yn}y})]$; ce qui nous permet d'identifier les composantes du champ électrique transverse E_x et E_y comme suit :

$$\begin{cases} E_x^{TM} = \frac{\beta_{xm}}{\sqrt{ab} \sqrt{\beta_{xm}^2 + \beta_{yn}^2}} e^{-j\beta_{xm}x} e^{-j\beta_{yn}y} \\ E_y^{TM} = \frac{\beta_{yn}}{\sqrt{ab} \sqrt{\beta_{xm}^2 + \beta_{yn}^2}} e^{-j\beta_{xm}x} e^{-j\beta_{yn}y} \end{cases}$$

Et pour notifier les composantes du champ magnétique transverse, il suffit d'écrire

$H_T = e_z \times E_T$ et par la suite on aura :

$$\begin{cases} H_x^{TM} = \frac{-\beta_{yn}}{\sqrt{ab} \sqrt{\beta_{xm}^2 + \beta_{yn}^2}} e^{-j\beta_{xm}x} e^{-j\beta_{yn}y} \\ H_y^{TM} = \frac{\beta_{xm}}{\sqrt{ab} \sqrt{\beta_{xm}^2 + \beta_{yn}^2}} e^{-j\beta_{xm}x} e^{-j\beta_{yn}y} \end{cases}$$

▪ **Mode TE :**

Nous pouvons, de même, déduire les composantes des champs électriques et magnétiques transverses pour le mode TE; ce qui nous donne enfin les relations suivantes:

$$\begin{cases} H_x^{TE} = E_x^{TM} \\ H_y^{TE} = E_y^{TM} \\ E_x^{TE} = -H_x^{TM} \\ E_y^{TE} = -H_y^{TM} \end{cases} \quad [13].$$

2.2.2- La F.M.T

La FMT est la Fast Modal Transform (ou transformée rapide en modes). Ce sigle a été inventé pour simplifier l'écriture dans les publications en langue anglaise. Il s'agit en fait de l'utilisation de la bien connue" FFT (Fast Fourier Transform) mais modifiée pour l'application aux modes de boîtier. Cette transformée est basée sur la formule de Fourier qui utilise des exponentielles mais tient compte de la géométrie de la structure et particulièrement de la nature des parois latérales du boîtier. L'exponentielle est alors remplacée, par un sinus ou un cosinus, en fonction de la nature des parois et de celle du mode mn . L'exponentielle est également précédée d'un coefficient tenant compte du mode et de la position des parois par rapport à une origine fixée.

Dans le cas d'un circuit enfermé dans un boîtier, nous considérons que le boîtier fait office de guide d'onde. Ce boîtier peut être une réalité physique (boite en laiton, en cuivre ou en toutes sortes de matières plastiques plus ou moins perméables aux ondes) ou une simple vue de l'esprit (air ambiante, vide, gaz de toutes sortes, bois Etc.) Pour la mise en équation mathématique du problème. On distinguera les métaux, considérés comme des conducteurs parfaits, qui forment des murs électriques et les autres éléments dits isolants qui forment les murs magnétiques.

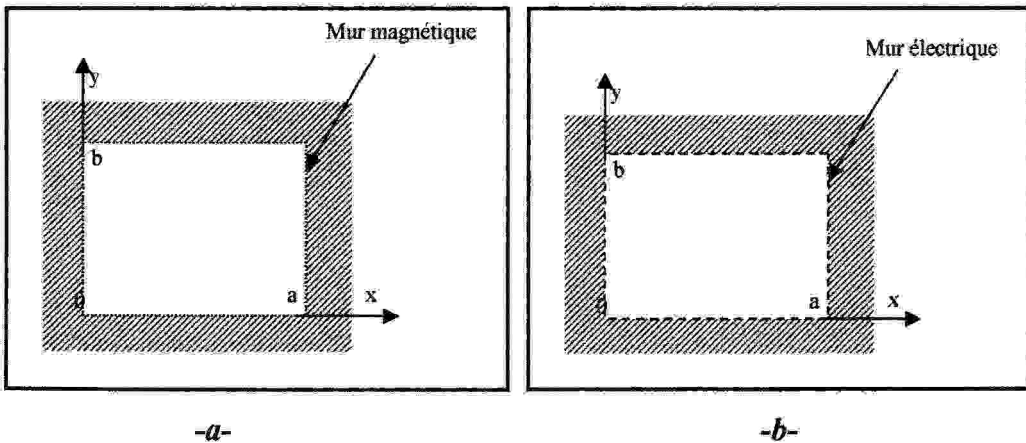


Fig.2.12- Guides rectangulaires à parois -a- magnétiques, -b- électriques [3].

Nous pouvons distinguer quatre cas pour la définition de la FMT. (tableau 2.3). Cette FMT permet de passer d'une écriture dans le domaine spatial en (x, y) à une écriture dans le domaine modal en (m, n) et vice-versa: $\vec{\Phi}(m, n) \xleftarrow{FMT} \vec{\Phi}(x, y)$ -eq2.79-

Avec $\vec{\Phi}(x, y)$ un vecteur défini dans le domaine spatial et $\vec{\Phi}(m, n)$ sa transformée dans le domaine spectral. Cette transformation est donnée par :

$$\bar{\Phi}(x, y) = \sum_m \sum_n a_{nm}^{TE}(x, y) \bar{f}_{nm}^{TE}(x, y) + \sum_m \sum_n a_{nm}^{TM}(x, y) \bar{f}_{nm}^{TM}(x, y) \quad \text{-eq2.80-}$$

Où les a_{nm}^α sont les coefficients de développement dans la base $\langle \bar{f}_{nm}^\alpha \rangle$. Nous pouvons déduire ces coefficients grâce à l'expression suivante où ils s'expriment en terme de combinaisons de transformées de Fourier: $a_{nm}^\alpha = \langle \bar{f}_{nm}^\alpha(x, y) | \bar{\Phi}(x, y) \rangle$

Où α signifie TE ou TM en fonction de la nature du mode.

Dans le tableau 2.3 suivant, On présente les quatre cas différents induits et déduits de ces formules:

	Modes TE	Modes TM
Guides à murs électriques	$\bar{f}_{nm\ x}^{TE}(x, y) = -\frac{n}{b} C_{nm} \cos i_{nm}(x, y)$ $\bar{f}_{nm\ y}^{TE}(x, y) = \frac{m}{a} C_{nm} \text{sico}_{nm}(x, y)$	$\bar{f}_{nm\ x}^{TM}(x, y) = \frac{m}{a} C_{nm} \cos i_{nm}(x, y)$ $\bar{f}_{nm\ y}^{TM}(x, y) = \frac{n}{b} C_{nm} \text{sico}_{nm}(x, y)$
Guides à murs magnétiques	$\bar{f}_{nm\ x}^{TE}(x, y) = -\frac{n}{b} C_{nm} \text{sico}_{nm}(x, y)$ $\bar{f}_{nm\ y}^{TE}(x, y) = \frac{m}{a} C_{nm} \cos i_{nm}(x, y)$	$\bar{f}_{nm\ x}^{TM}(x, y) = \frac{m}{a} C_{nm} \text{sico}_{nm}(x, y)$ $\bar{f}_{nm\ y}^{TM}(x, y) = \frac{n}{b} C_{nm} \cos i_{nm}(x, y)$

Tableau.2.3- Expression des modes propres des guides

$$\text{sico}_{nm}(x, y) = \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$$

$$\cos i_{nm}(x, y) = \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$$

$$C_{nm} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{2\tau_{nm}}{ab}}$$

-eq2.81- [33].

$$\tau_{nm} = \begin{cases} 2 & \text{si } m \text{ et } n \neq 0 \\ 1 & \text{si } m \text{ ou } n = 0 \end{cases}$$

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une formulation de la méthode itérative avec sources d'excitations et sources auxiliaires localisées ainsi que son principe. Cette méthode du fait de sa formulation assez simple pourrait être appliquée pour l'étude des structures planaires.

Chapitre 3 :

**Modélisation des
circuits passifs**

Introduction

Après avoir apporté une étude théorique bien détaillés concernant la formulation mathématique de la méthode itérative nous allons à présent discuter les résultats de la modélisation des circuits passifs (iris) par cette méthode.

3.1- Les différents types des iris

Nous avons déterminé deux types différents de macro pixel : un iris unidirectionnel et complexe.

3.1.1-Iris unidirectionnel

L'iris unidirectionnel est un iris horizontal ou vertical. En conséquence, il n'y a aucun accouplement entre les diverses polarisations des champs, des exemples de l'iris unidirectionnels sont dépeints dans la figure 3.1.

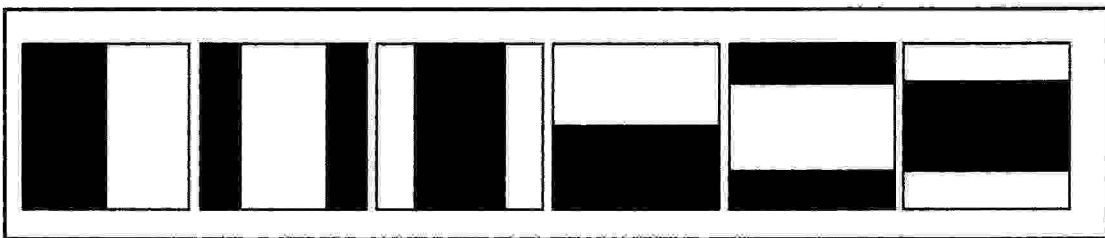


Fig.3.1- Les iris unidirectionnels.

Dans ce type d'iris l'orientation en métal, vue à travers de la polarisation de source mène à une inductance ou à une capacité équivalente, les valeurs de l'inductance L et de la capacité C sont indépendantes de la fréquence et de la dimension de l'iris a .

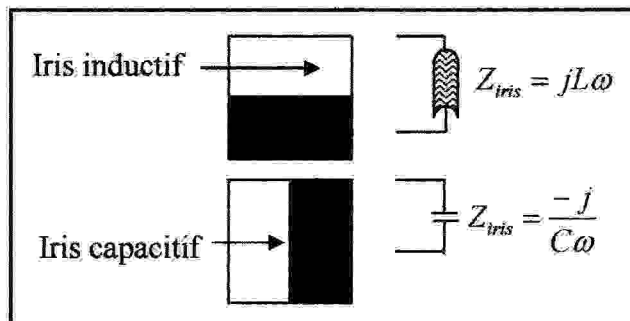


Fig.3.2- Inductance ou capacité équivalente.

3.1.2- Iris complexe :

Le métal dans l'iris complexe à une orientation arbitraire, le schéma de la figure 3.3 montre quelques exemples des iris complexes. Dans l'iris complexe, il y a un accouplement inductif et capacitif; nous ne pouvant plus considérer les valeurs caractéristiques indépendamment de la fréquence et des dimensions de boîte, il devient alors très difficile d'employer la technique appliquée sur l'iris unidirectionnel avec un iris complexe.

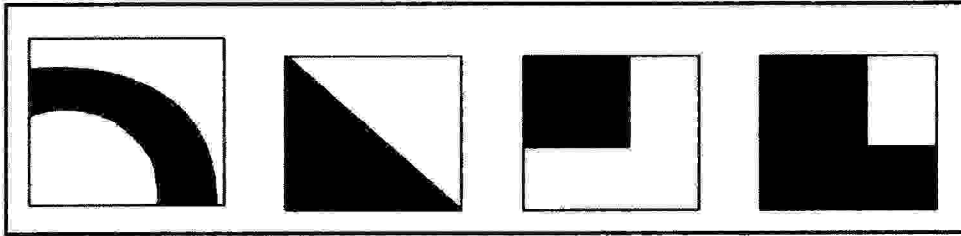


Fig.3.3- Exemples des iris complexes [34].

3.2- Modélisation des circuits passifs

3.2.1- Analyse du circuit passif

Pour valider la méthode d'analyse nous modélisons en premier temps des circuits passifs simples. Cette modélisation à été réalisée sur trois types particuliers des circuits, tous ces types sont des iris unidirectionnels

- Iris unidirectionnel inductif.
- Iris unidirectionnel capacitif.
- Iris unidirectionnel quelconque.

Le plan de discontinuité de ces iris comporte un métal et un diélectrique de permittivité $\epsilon_r = 9.8$, ce plan est enfermé dans un boîtier métallique avec des angles d'incidence différents.

a. Iris unidirectionnel inductif

L'iris inductif est un iris unidirectionnel horizontal $\alpha = 0$, ce plan de discontinuité est représenté sur la figure 3.4

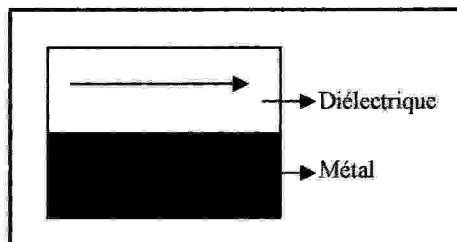


Fig.3.4- Plan de discontinuité de l'iris inductif.

b. Iris unidirectionnel capacitif

Le deuxième type de l'iris étudié est un iris vertical $\alpha = \frac{\pi}{2}$ à un plan comporte deux domaines métallique et diélectrique de la position suivante :

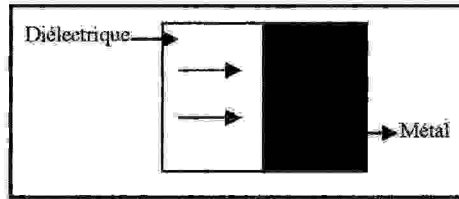


Fig.3.5- Plan de discontinuité de l'iris capacitif.

c. Iris unidirectionnel quelconque

Un type d'iris unidirectionnel à un angle d'incidence quelconque, nous considérons que $\alpha = \frac{\pi}{4}$ et à une forme représentée sur la figure 3.6

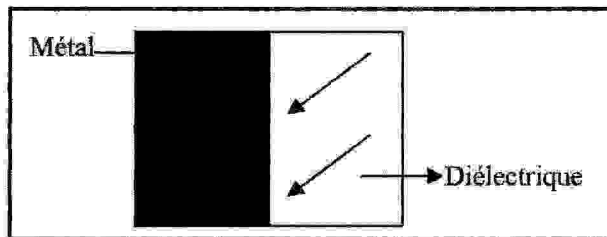


Fig.3.6- Plan de discontinuité de l'iris étudié.

3.2.2- Les résultats de la modélisation

a. Les conditions aux limites et de continuité.

Les figures suivantes confirment les conditions aux limites et de continuités dans chaque domaine pour les iris étudiés précédemment :

- Pour le domaine métallique $\vec{E} = 0$ et $\vec{J} \neq 0$
- Pour le domaine diélectrique $\vec{E} \neq 0$ et $\vec{J} = 0$

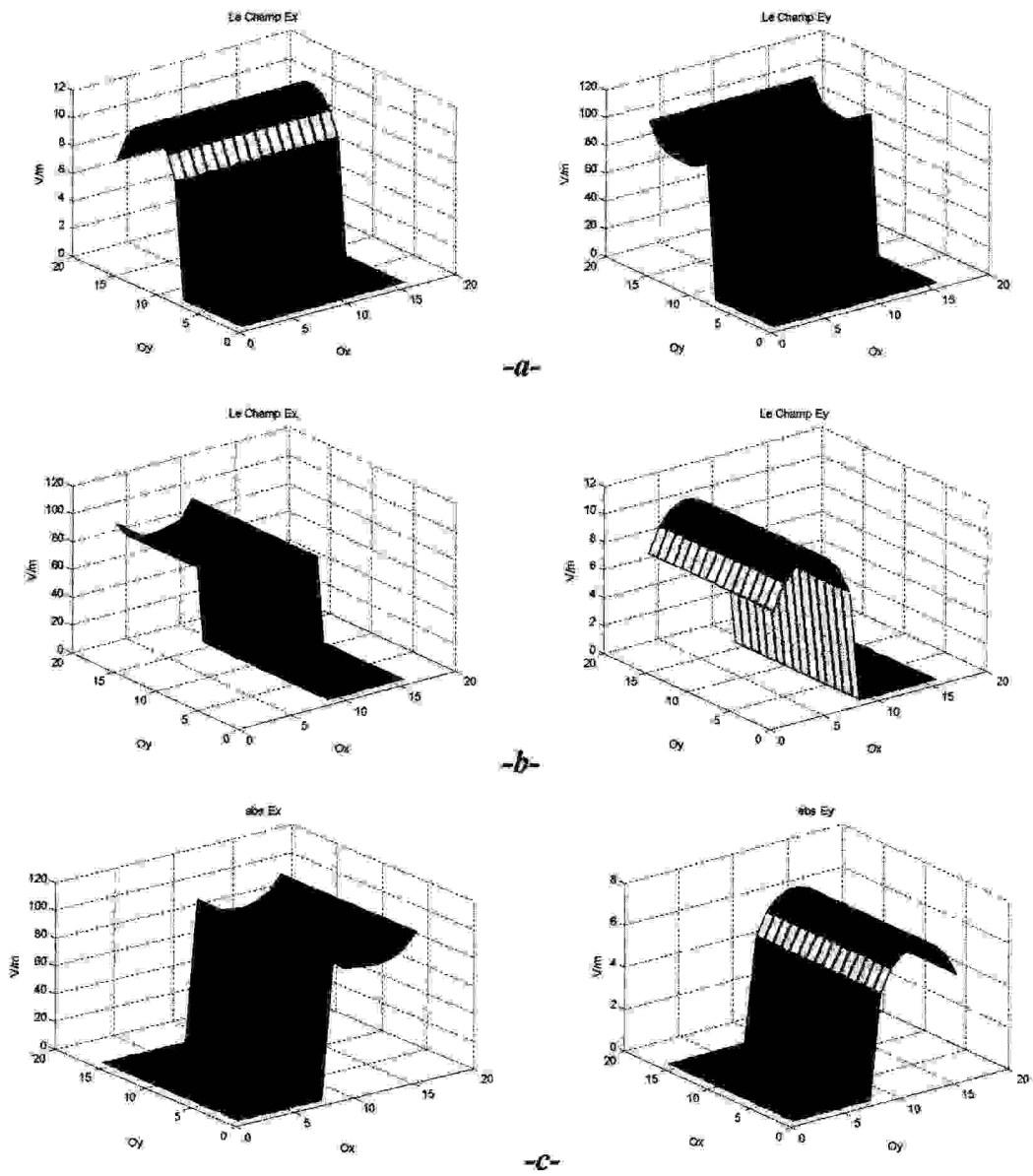


Fig.3.7- Tracés tridimensionnels des champs électriques suivants les axes Ox et Oy

-a- iris unidirectionnel inductif -b- iris unidirectionnel capacitif

-c- iris unidirectionnel quelconque.

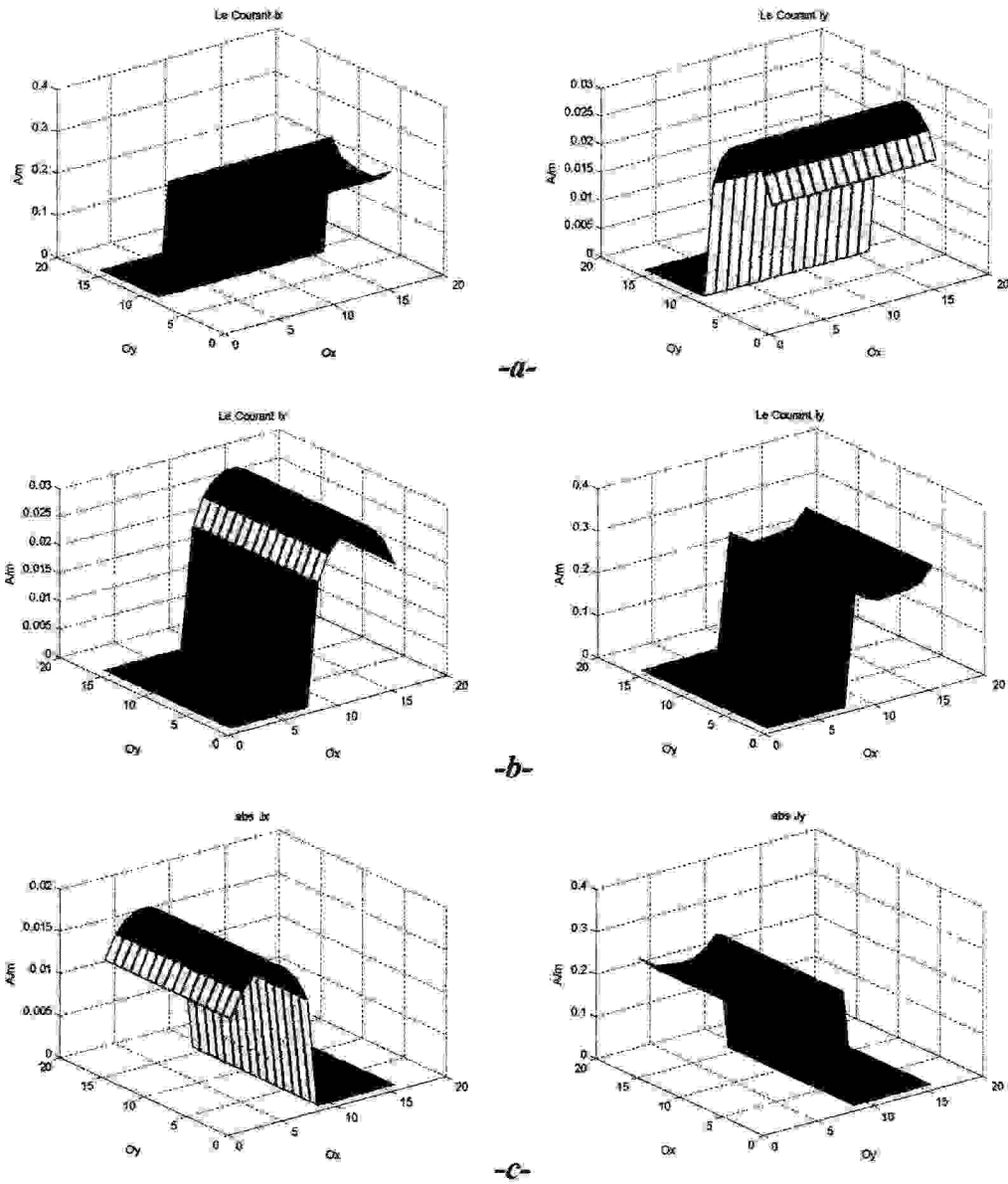


Fig.3.8- Tracés tridimensionnels des densités électriques suivants les axes Ox et Oy

-a- iris unidirectionnel inductif -b- iris unidirectionnel capacitif

-c- iris unidirectionnel quelconque.

b. La convergence de la méthode.

La convergence de la méthode d'analyse est réalisée par la convergence des impédances Z_x et Z_y , cette dernière est déterminée à partir de la variation des impédances équivalentes des iris étudiés suivants les axes Ox et Oy en fonction du nombre d'itérations.

Les résultats obtenus sont représentés sur les diagrammes de la figure 3.9.

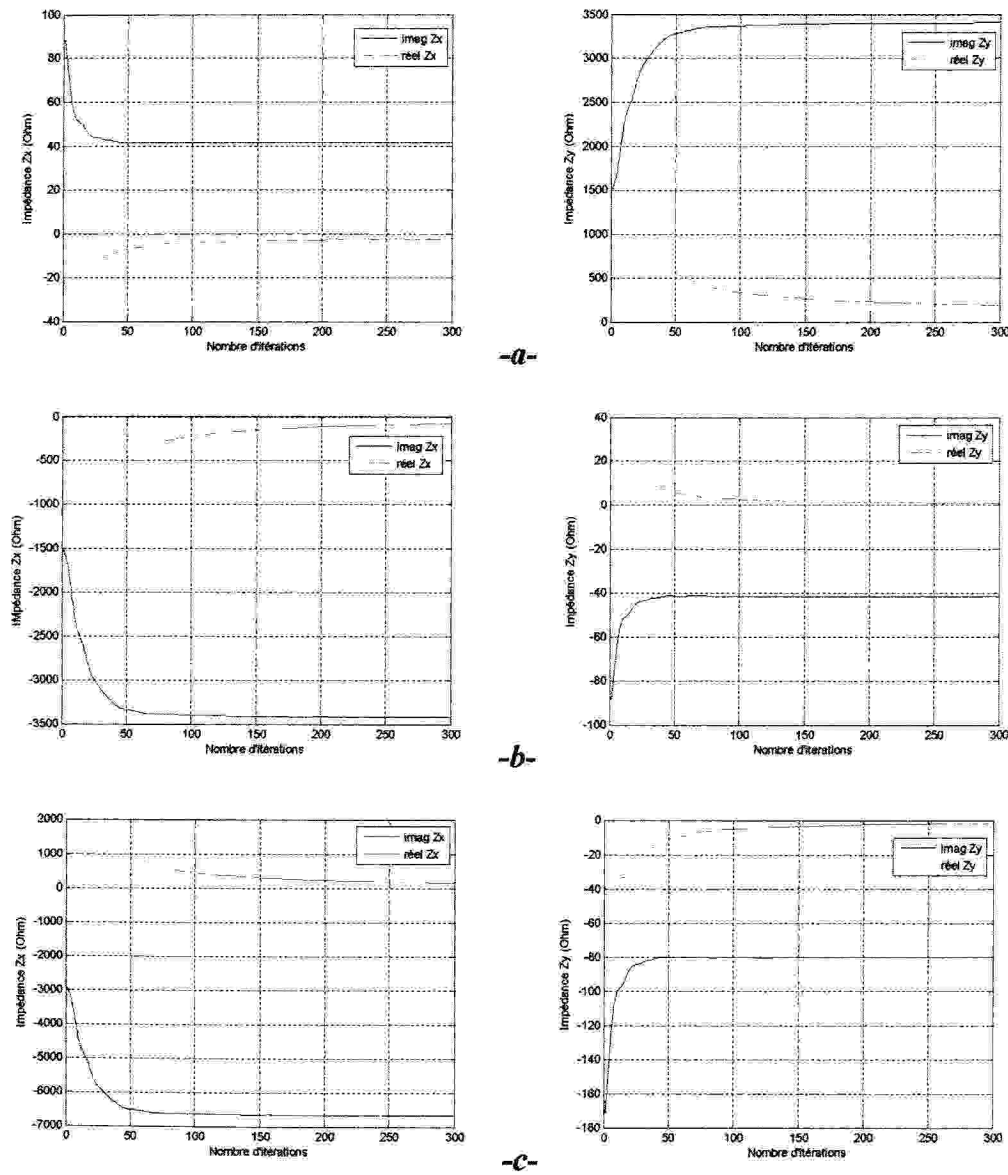


Fig.3.9 – Convergence des impédances Z_x et Z_y par rapport au nombre d'itérations

-a- iris unidirectionnel inductif **-b-** iris unidirectionnel capacitif

-c- iris unidirectionnel quelconque.

Les parties réelles des impédances Z_x et Z_y correspondent les valeurs de la résistivité de l'iris. Ces valeurs sont diminuées jusqu'à l'annulation pour tous les iris étudiés.

D'après les courbes de la figure 3.9 nous montrons que les parties imaginaires sont trois cas différents par rapport les axes Ox et Oy de la manière suivante :

- **Pour l'iris unidirectionnel inductif**

L'iris inductif est caractérisé par l'impédance équivalente $Z_{iris} = jL\omega$ où L est l'inductance de l'iris, dont des valeurs positives comme montrons la figure 3.9.a.

Ces valeurs sont convergées à partir de 50 itérations suivant l'axe Ox et 100 itérations suivant l'axe Oy .

- **Pour l'iris unidirectionnel capacitif**

Dans ce cas on a besoins de 100 itérations pour l'impédance Z_x et 50 itérations pour l'impédance Z_y ; à partir de la figure 3.9.b nous observons que les valeurs de la partie imaginaires de ces impédances équivalentes sont négatives ce qui définit que l'impédance équivalente de l'iris étudié est $Z_{iris} = \frac{-j}{C\omega}$ où C est la capacité équivalente de l'iris.

- **Pour l'iris unidirectionnel quelconque**

Ce dernier iris est caractérisé par un accouplement d'inductance et capacité reliées en série, les valeurs des impédances équivalentes sont convergées après 50 itérations. A partir de ces résultats nous montrons que la méthode est convergée après 50 itérations.

Le nombre faible d'itérations pour la convergence des impédances équivalentes des différents iris soit inductif, capacitif ou quelconque montre que la méthode itérative utilisée la FMT dans cette analyse est converge rapidement.

Pour appliquer cette méthode itérative sur les structures planaire en hyperfréquence contenant des éléments actifs et pour étudier la convergence de la méthode de modélisation, nous présentons la localisation des circuits passifs (les iris) comme le montre la figure3.10.

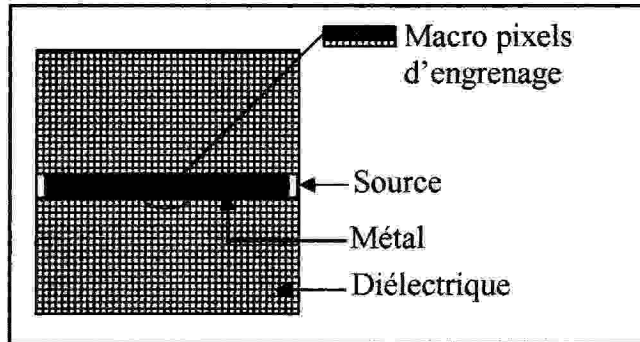


Fig.3.10- La localisation de la macro pixels.

Conclusion

Dans ce chapitre, des résultats concernant les conditions aux limites et de continuité, en plus l'impédance équivalente pour chaque iris modélisé ; nous avons montré la rapidité de la modélisation effectuée par la méthode d'analyse

Chapitre 4 :

**Modélisation du
circuit actif en
hyperfréquence**

Introduction

L'étude des structures micro-ondes planaires intégrant des éléments localisés conduit inévitablement à l'analyse de structures composées essentiellement de circuits passifs et composants passifs ou actifs localisés.

Dans ce chapitre, nous proposons une modélisation électromagnétique de circuit contenant un élément actif. Ce circuit peut être décomposé en deux parties :

- Circuit passif.
- Élément actif localisé.

Nous modélisons la diode Gunn comme un élément actif localiser pour cela il est important de présente quelques notions sur cette diode.

4.1- Les diodes Gunn

La diode Gunn est une catégorie réellement différente des autres diodes puisque leur fonctionnement repose sur les propriétés mêmes du semi conducteur employé (GaAs – InP – CdTe) et non sur les effets de jonction et de contacte. Ce composant appartient à la famille de dispositifs à transfert d'électrons.

D'ailleurs, ces éléments qui n'ont pas des jonctions PN et ne peuvent pas redresser, ne devraient pas s'appeler diodes, comme on peut le voir sur la figure 4.1 les différentes couches composant la diode sont de type N quoi que de dopages variés.

C'est en 1963 que Gunn remarque un effet d'instabilité à haute fréquence dans l'arséniure de galium GaAs, les oscillations prennent naissance dans le cristal GaAs lorsque l'on dépasse un certain gradient de potentiel (3.5 kV/cm environ). Par d'ailleurs la période des oscillations semble correspondre parfaitement au temps mis par les éléments pour traverser la tranche de semi conducteur actif.

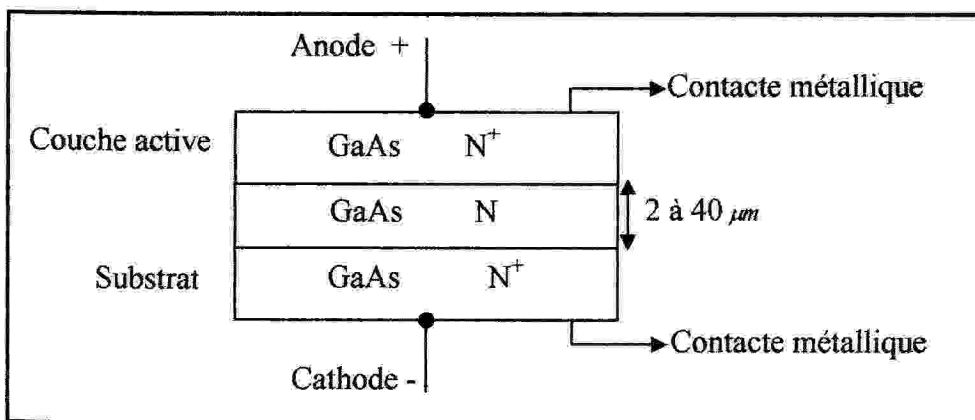


Fig4.1- Structure de base d'un élément Gunn.

L'effet repose sur la diminution de la vitesse des électrons lorsque le champ électrique augmente où delà de 3.5 kV/cm . Pour de telles valeurs du champ on constate la fréquence d'hétérogénéités qu'on appelle domaine qui circule à travers le cristal, autrement dit les porteurs se déplacent de cathode à anode par paquets au lieu de diffuser comme ils foraient dans d'autres matériaux semi conducteurs.

La vitesse de dérive des domaines dans le cristal étant de l'ordre de 10^5 m/s , il sera facile de calculer la fréquence d'oscillation naturel du cristal, connaissant son épaisseur w par

$$f_{o(Hz)} = \frac{10^5}{w(m)} \quad [15].$$

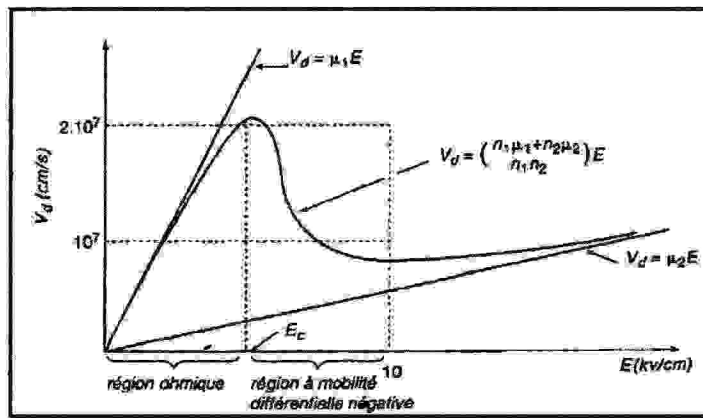


Fig4.2- Caractéristique vitesse – champ électrique des porteurs dans l'Arsénure de galium.

A partir de la figure 4.3 qui présente la bande de conduction pour GaAs, on peut démontrer que :

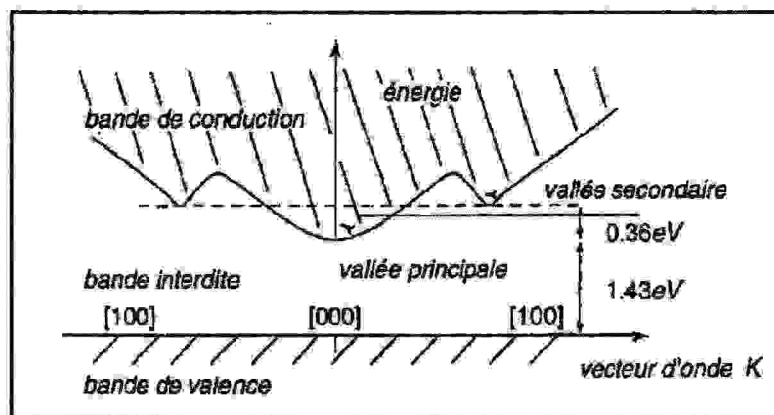


Fig4.3- Bande de conduction pour GaAs [35].

- Lorsque le champ électrique appliqué à une tranche de semi conducteur est faible alors la totalité des électrons sont dans le minimum principale est satisfait aux équations de vitesse et de densité de courant :

$$\vec{v}_1 = \mu_1 \vec{E} \text{ et } \vec{J} = \vec{J}_1 = qn\vec{v}_1 = qn\mu_1 \vec{E} .$$

- Lorsque le champ électrique augmente (région II), l'énergie apportée peut être suffisante pour qu'un certain nombre d'électrons passe dans le premier minimum secondaire, c'est le phénomène de transfert d'électrons. Or, dans ces vallées, la mobilité électronique μ_2 étant beaucoup plus faible que celle du minimum principal, la nouvelle densité de courant va être plus faible $\vec{v}_2 = \mu_2 \vec{E}$

On définit une mobilité moyenne : $\bar{\mu} = \frac{n_1\mu_1 + n_2\mu_2}{n_1 + n_2} < \mu_1$ donc $\vec{J} = (n_1 + n_2)q\bar{\mu}\vec{E}$ qui

sera inférieur à \vec{J}_1 .

La région II présente donc bien une zone à résistance différentielle négative. Cela va se traduire par la formation d'un paquet de porteurs (pulses de courant) qui va se propager sous l'action du champ électrique (effet Gunn). La fréquence des pulses dépend de la longueur du cristal et de la vitesse de propagation.

- Le champ critique étant de l'ordre de $4kV/cm$ pour un barreau de GaAs de longueur $10\mu m$, cela équivaut à une tension appliquée de $4V$ environ. Il est assez aisé d'accorder la fréquence d'oscillation avec un circuit d'accord extérieur (environ une octave) [16].

4.2- Modélisation du circuit actif contenant une diode Gunn

Dans cette modélisation nous nous intéressons à l'étude d'un circuit dont le schéma est représenté à la figure 4.4

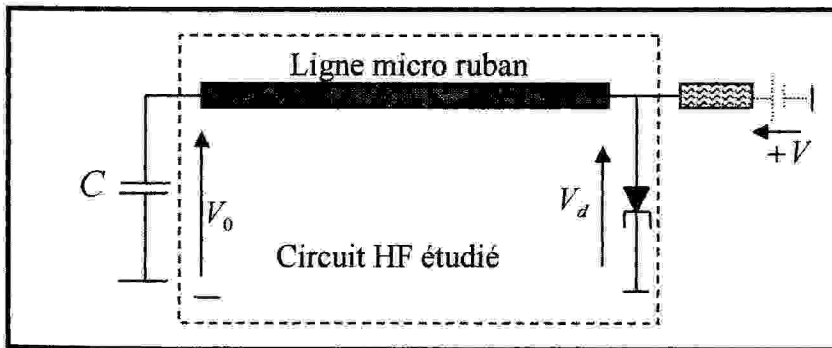


Fig.4.4- Schéma d'un circuit de modalisation.

Pour les raisons de modélisation, le circuit étudié sera placé dans une cavité à parois métallique comme le montre la figure 4.5

Dans cette étude on s'intéresse au modèle électromagnétique de la figure 4.5, c'est une structure planaire formée par une ligne micro ruban d'épaisseur négligeable, d'une source de champ E_0 représentant le signal à l'entrée du circuit et d'une diode Gunn. Le tout est déposé sur un diélectrique. Les extrémités de la source et de la diode sont court-circuitées par les murs électriques du boîtier qui entoure toute la structure.

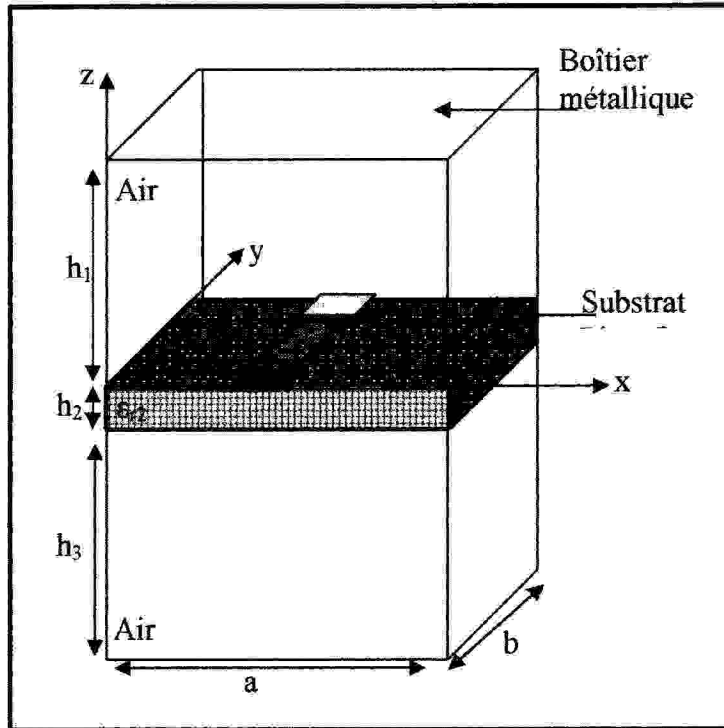


Fig.4.5-Modèle électromagnétique de la structure d'étude.

Le plan de discontinuité représenté à la figure 4.6 est composées de quatre domaines : métallique, isolant, source et diode Gunn.

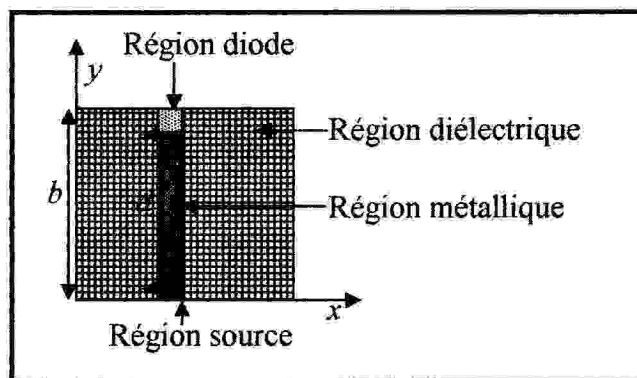


Fig.4.6-Plan de discontinuité.

Sur chaque domaine, le champ électromagnétique vérifie les conditions aux limites suivantes :

$E'_1 = E'_2 = 0$: sur le domaine métallique

$E'_1 = E'_2$ et $J_1 = J_2 = 0$: sur le domaine diélectrique

$E'_1 = E'_2 = E_0$: sur le domaine source d'excitation

$E'_1 = E'_2 = \underline{E}_1$: sur le domaine diode si elle est modélisée par une impédance auxiliaire et

$E'_1 = E'_2 = Z_{in}(J_1 + J_2)$: sur même domaine si la diode est modélisée par une impédance vue par la source.

Ces informations sont vérifiées et confirmées par la forme du champ et du courant obtenue à la convergence pour la fréquence $f = 10GHz$.

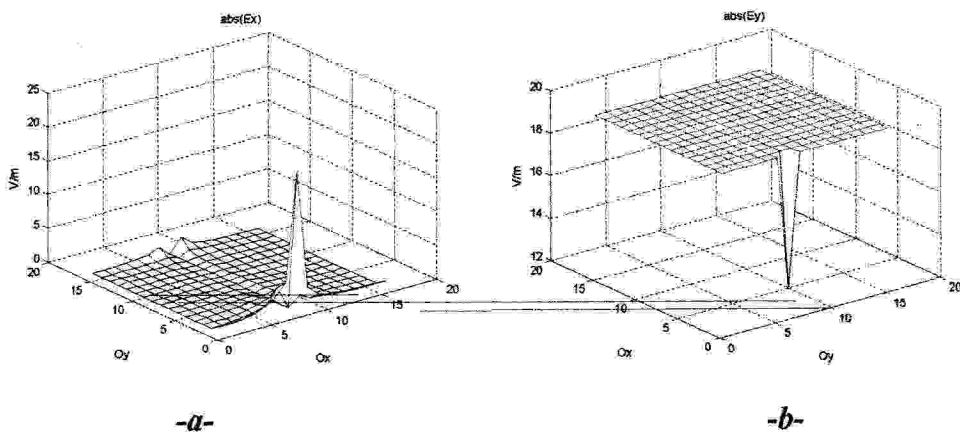


Fig.4.7-Tracés tridimensionnels des champs électriques pour $f = 10GHz$

-a- $abs(E_x)$: module de champ électrique selon l'axe Ox

-b- $abs(E_y)$: module de champ électrique selon l'axe Oy

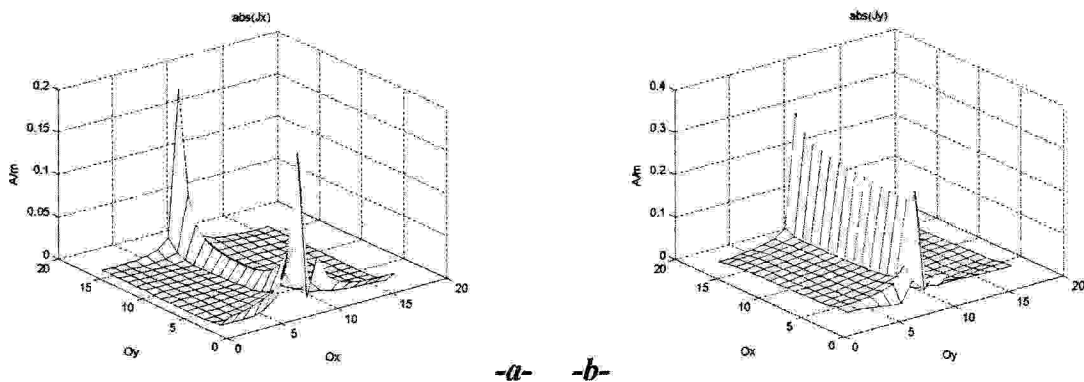


Fig.4.8- Tracés tridimensionnels des courants électriques pour $f = 10GHz$

-a- $abs(J_x)$: module de courant électrique selon l'axe Ox

-b- $abs(J_y)$: module de courant électrique selon l'axe Oy

Les conditions précédentes permettent d'exprimer l'opérateur de diffraction \hat{S}_{int} ce qui donne :

- Si la diode est modélisée par une source d'excitation, \hat{S}_{int} est exprimé par la relation suivante :

$$\left[\hat{S}_{int} \right]_{(x)}^{(y)} = \begin{bmatrix} -\hat{H}_m - \left(\frac{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} - Z_{02})}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right) \hat{H}_{st} + \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{02} + Z_{01}} \hat{H}_i & \left(\frac{0}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right) \hat{H}_{st} + \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i \\ \left(\frac{2Z_0\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right) \hat{H}_{st} + \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i & -\hat{H}_m - \left(\frac{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{02} - Z_{01})}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right) \hat{H}_{st} - \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{02} + Z_{01}} \hat{H}_i \end{bmatrix} \quad \text{-eq4.1-}$$

\hat{H}_{st} est un échelon de Heaviside défini de telle sorte que : $\hat{H}_s = 1$ sur les différents sources
 0 partout ailleurs

$S_i(E_i, J_i)$: C'est une des différentes sources de la structure.

- Si la diode est modélisée par une impédance vue par la source, \hat{S}_{int} est exprimé par la relation suivante : eq.4.2-

$$\left[\hat{S}_{int} \right]_{(x)}^{(y)} = \begin{bmatrix} -\hat{H}_m - \left(\frac{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} - Z_{02})}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right) \hat{H}_{st} + \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{02} + Z_{01}} \hat{H}_i + \frac{(Z_{02} - Z_{01})Z_{01} - Z_{01}Z_{02}}{Z_{01}Z_{02} + (Z_{02} + Z_{01})Z_{01}} \hat{H}_d & \left(\frac{0}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right) \hat{H}_{st} + \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i + \frac{2Z_{02}\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + (Z_{02} + Z_{01})Z_{01}} \hat{H}_d \\ \left(\frac{2Z_0\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right) \hat{H}_{st} + \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i + \frac{2Z_{01}\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + (Z_{02} + Z_{01})Z_{01}} \hat{H}_d & -\hat{H}_m - \left(\frac{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{02} - Z_{01})}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right) \hat{H}_{st} - \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{02} + Z_{01}} \hat{H}_i + \frac{(Z_{01} - Z_{02})Z_{01} - Z_{01}Z_{02}}{Z_{01}Z_{02} + (Z_{02} + Z_{01})Z_{01}} \hat{H}_d \end{bmatrix}$$

Sur le domaine de la diode nous pouvons écrire

$$\begin{aligned} V_d &= E_d * d \\ I_d &= J_d * c \end{aligned} \Rightarrow Z_m = \frac{E_d}{J_d} = \frac{c}{d} * \frac{V_d}{I_d} = \frac{c}{d} * Z_d \Rightarrow E_1 = E_2 = \frac{c}{d} (J_1 + J_2) Z_d \quad \text{-eq4.3-}$$

Z_m est l'impédance vue par la source modélisant la diode et Z_d : l'impédance de la diode déterminée à partir de son schéma électrique intrinsèque.

d et c sont respectivement la longueur est la largeur du domaine occupé par la diode.

4.2.1 L'analyse du circuit étudié

On suppose en premier temps que la structure d'étude est excitée par deux sources : $S_0(E_0, J_0)$ qui est la source d'excitation et $S_1(E_1, J_1)$ qui modélise la diode micro-onde. Ceci permet de définir la matrice de couplage entre les deux sources.

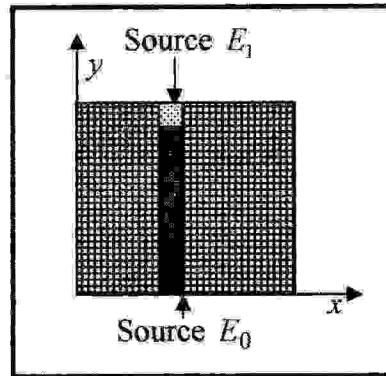


Fig.4.9- Structure d'étude excitée par les sources $S_0(E_0, J_0)$ et $S_1(E_1, J_1)$.

$$\begin{bmatrix} J_0 \\ J_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \\ E_1 \end{bmatrix} : \text{Matrice de couplage entre } S_0(E_0, J_0) \text{ et } S_1(E_1, J_1). \quad \text{-eq4.4-}$$

a. Calcul des paramètres y_{ij} de la matrice de couplage.

-Dans le cas où la source $S_0(E_0, J_0)$ est activée, la source $S_1(E_1, J_1)$ est court-circuitée ($E_1 = 0$). Les équations déduites de la relation matricielle -eq4.4- donnent :

$$\begin{cases} J_0 = y_{11}E_0 + y_{12}E_1 \\ J_1 = y_{21}E_0 + y_{22}E_1 \end{cases} E_1 = 0 \Rightarrow \begin{cases} J_0 = y_{11}E_0 \Rightarrow y_{11} = \frac{J_0}{E_0} \\ J_1 = y_{21}E_0 = y_{21} = \frac{J_1}{E_0} \end{cases} \quad \text{-eq4.5-}$$

-Dans le cas où la source $S_1(E_1, J_1)$ est activée la source $S_0(E_0, J_0)$ est court-circuitée $E_0 = 0$, les équations déduites de la relation matricielle -eq4.4- donnent :

$$\begin{cases} J_0 = y_{11}E_0 + y_{12}E_1 \\ J_1 = y_{21}E_0 + y_{22}E_1 \end{cases} E_0 = 0 \Rightarrow \begin{cases} J_0 = y_{12}E_1 \Rightarrow y_{12} = \frac{J_0}{E_1} \\ J_1 = y_{22}E_1 = y_{22} = \frac{J_1}{E_1} \end{cases} \quad \text{-eq4.6-}$$

J_0 et J_1 sont les densités de courant créés par les sources $S_0(E_0, J_0)$ et $S_1(E_1, J_1)$.

b. Calcul de l'impédance vue par la source Z_{in}

Dans cette étape nous branchons la diode à sa place dans le circuit :

$$\begin{cases} J_0 = y_{11}E_0 + y_{12}E_1 \\ J_1 = y_{21}E_0 + y_{22}E_1 = -y_d\left(\frac{d}{c}\right)E_1 \end{cases} \Rightarrow Z_{in} = \frac{E_0}{J_0} = \frac{y_d\left(\frac{d}{c}\right) + y_{22}}{y_{11}\left(\frac{d}{c}\right)(y_d + y_{22}) - y_{12}y_{21}} \quad \text{-eq4.7-}$$

$$E_1\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \left[\frac{-y_{21}}{y_d\left(\frac{c}{d}\right) + y_{22}} \right] E_0\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad \text{-eq4.8-}$$

Le facteur de forme $\frac{d}{c} = 1$ car les sources sont carrées donc l'impédance Z_{in} et le champ

E_1 s'expriment sous la forme :

$$Z_{in} = \frac{y_d + y_{22}}{y_{11}(y_d + y_{22}) - y_{12}y_{21}} \quad \text{et} \quad E_1\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \left[\frac{-y_{21}}{y_d + y_{22}} \right] E_0\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$$

La diode utilisée est une diode Gunn dont le schéma électrique équivalent est représenté à la figure 4.10 :

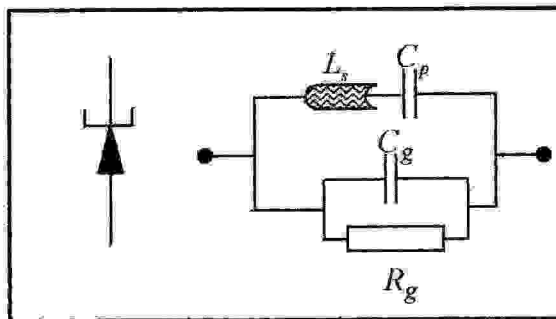


Fig.4.10- Circuit équivalent de la diode Gunn avec ces symboles.

Son impédance équivalente est exprimée par : $Z_d = \frac{Z_{Cp} * Z}{Z_{Cp} + Z}$ -eq4.9- [36].

Où

$$\begin{aligned} Z &= Z_{Ls} + Z_g \\ Z_g &= \frac{R_g * Z_{Cg}}{R_g + Z_{Cg}} \\ Z_L &= jL\omega \\ Z_C &= \frac{1}{jC\omega} \end{aligned}$$

4.2.2 Résultats de la simulation effectuée

Les résultats obtenus sont calculés par la méthode itérative ou nous modélisons la diode par une impédance vue par la source simulant le comportement électronique de cette dernière.

L'étude en fréquence de la structure peut donc être lancée. Les courbes suivantes représentent les résultats obtenus entre 1 et 15GHz pour la structure dont les dimensions suivantes :

- Les dimensions du boîtier métallique sont $a = b = 24mm$. La hauteur totale entre les deux capots est de $10.63mm$ décomposée en trois milieux d'épaisseur $h_1 = h_3 = 5mm$ et $h_2 = 0.63mm$.
- Les deux interfaces du circuit sont cernées par l'air composant le milieu 1 et le milieu 3, le substrat de permittivité diélectrique relative $\epsilon_r = 9.8$ du milieu 2.
- Nombre de pixels est $M * N = 16 * 16$ pour $f = 10GHz$ et 300 itérations.
- Caractéristiques de la diode utilisée : $R_g = -5\Omega - 20\Omega$, $L_s = 0.25nH$, $C_g = 0.5\text{ à }5 pF$ et $C_p = 0.1\text{ à }0.2 pF$.

a. La convergence du calcul numérique.

La convergence de la méthode est traduite par la convergence du paramètre S_{11} et de l'impédance Z_{in} en fonction du nombre d'itérations pour le modèle électromagnétique précédente, cette convergence est présentée sur les figures 4.11 et 4.12. Nous voyons ainsi qu'il faut compter 220 itérations à S_{11} et 120 itérations à Z_{in} pour atteindre la convergence.

La méthode WCIP utilisée FMT est une méthode rapide dans l'étude de la modélisation des circuits hyperfréquences grâce elle est converge dans un nombre minimal d'itérations.

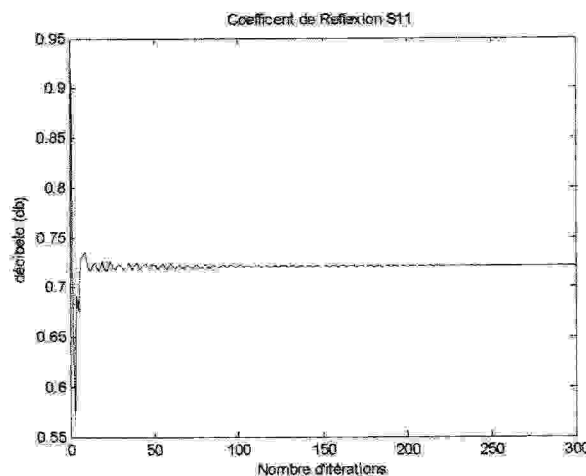


Fig.4.11- Convergence du coefficient de réflexion S_{11} .

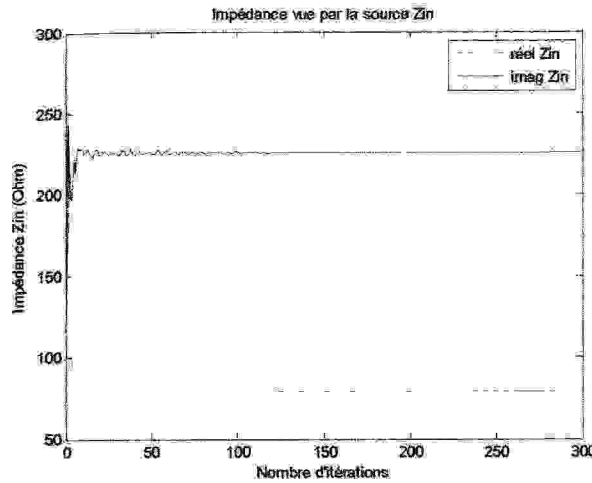


Fig.4.12- Convergence de l'impédance vue par la source Z_{in} .

b. Détermination de la fréquence de résonance

La figure 4.13 montre les résultats obtenus pour les paramètres de la matrice de diffraction \hat{S}_{int} d'un circuit actif est représenté précédemment. On voit d'abord une augmentation du coefficient de transmission S_{12} pour atteindre le maximum $0.1db$ avec une fréquence $f = 12.5GHz$, au même temps le coefficient de réflexion S_{11} diminue jusqu'à le minimum $-18db$ où $f = 12.5GHz$; cette valeur de la fréquence est appelée fréquence de résonance qui détermine la fréquence où le circuit transmet toute l'énergie électromagnétique due par la source d'excitation.

En suite, on assiste à une diminution dans le coefficient de transmission et une augmentation dans le coefficient de réflexion et à mesure que la fréquence augmente. Finalement on note qu'il existe une valeur de fréquence $f = 3GHz$ où $S_{11} = S_{12}$.

D'après les valeurs absolues de ces coefficients la relation $|S_{11}| + |S_{12}| = 1$ est réussie.

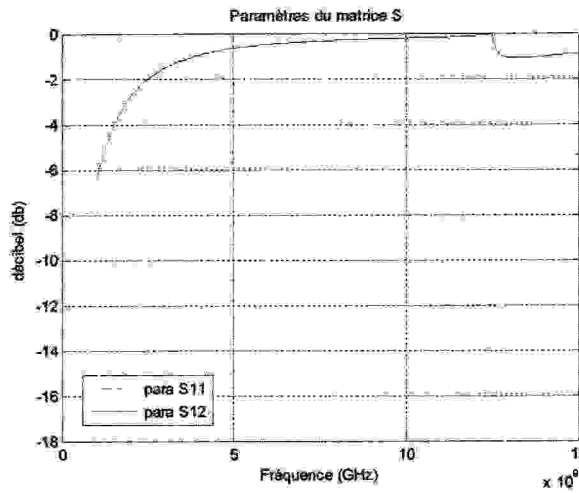


Fig.4.13- Variation de la matrice de diffraction \hat{S}_{int} en fonction de la fréquence.

Le diagramme de la figure suivante confirme que la fréquence de résonance égale à $f = 12.5GHz$ et montre la variation de l'impédance Z_{in} en fonction de la fréquence. On observe une augmentation de l'impédance Z_{in} pour atteindre une valeur

maximale où : $imag(Z_{in}) = 1500$ après enregistre une diminution de Z_{in} en fonction de

l'augmentation de la fréquence.

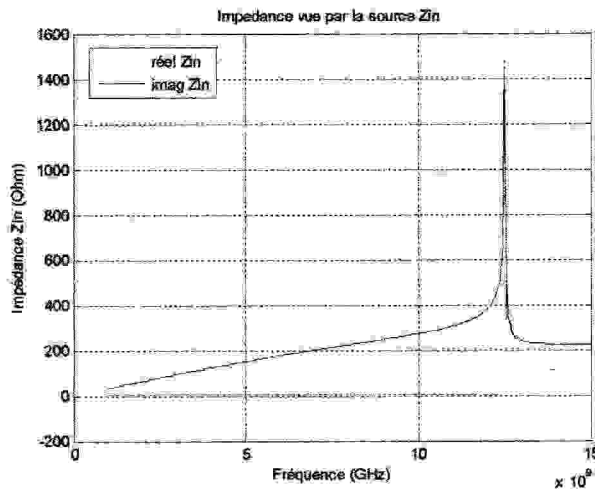


Fig.4.14- Variation de l'impédance vue par la source Z_{in} en fonction de la fréquence.

A partir de ces deux figures on a la fréquence de résonance $f = 12.5GHz$ ce qui donne à partir de la relation -eq4.10- $\lambda = 24mm = a$

a : dimension du boîtier

$$\mathcal{E} = \frac{hc}{\lambda} = h\nu \Rightarrow \nu = \frac{c}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{c}{f}$$

$$\lambda_{res} = \frac{c}{f_{res}} = \frac{3 * 10^8}{12.5 * 10^9} = 24mm$$

λ_{res} : la longueur d'onde de résonance de cette structure.

c. *Effet du boîtier sur les résultats de la modélisation*

▪ La résonance du boîtier

Pour étudier cet effet nous l'avons placé dans un boîtier à parois métalliques pour éliminer les interférences avec l'extérieur, la fréquence de résonance de ce dernier est obtenus en relevant pour la même structure étudiée mais sans la ligne micro ruban et sans l'élément actif (diode Gunn) ce qui donne un plan comporte deux régions différentes (diélectrique et source d'excitation carrée) par la variation de l'impédance vue par la source d'excitation en fonction de la fréquence.

La figure 4.15-b- présente cette variation, sur la courbe de la figure nous voyant une diminution des valeurs de l'impédance Z_{in} quand la fréquence augmente mais quand $f = 0.5GHz$, la partie imaginaire de Z_{in} atteinte le maximum 8000Ω avant de diminuer rapidement. La valeur de la fréquence correspondre la fréquence de la résonance du boîtier.

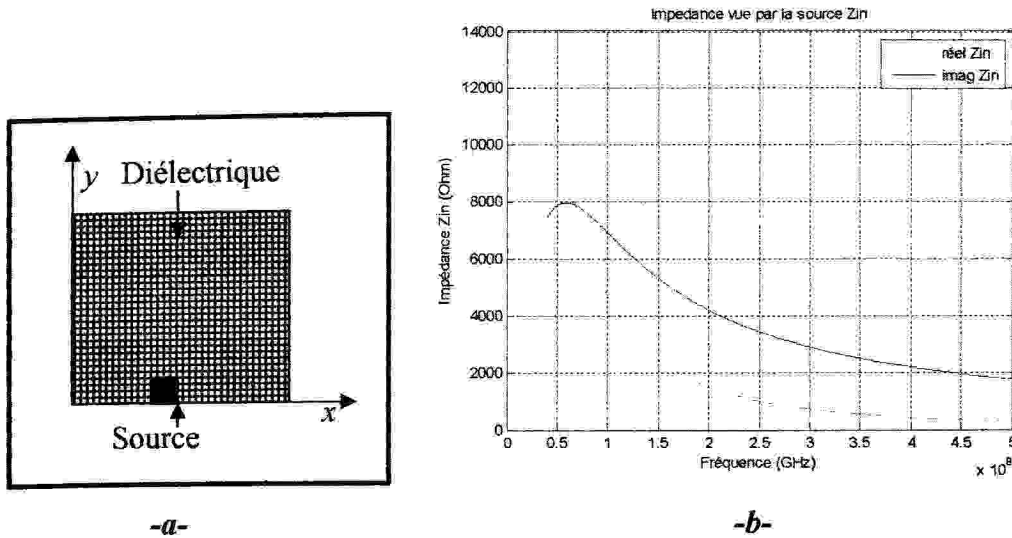


Fig.4.15- Résonance du boîtier

-a- le plan de discontinuité -b- variation de l'impédance Z_{in} en fonction de la fréquence f

Pour éliminer l'effet du boîtier sur les résultats de l'étude et sur la fréquence de résonance nous devons choisir une plage de la fréquence de travail loin de la résonance du boîtier ou bien nous devons modifier les dimensions du boîtier de façon à éloigner sa fréquence de résonance de la zone de travail.

▪ Les dimensions du boîtier métallique a et b

La figure 4.16 illustre les résultats numériques pour l'étude de l'effet des dimensions du boîtier où nous varions a et b et utilisons les dimensions suivantes $a = b = 10mm$, à partir de la comparaison avec nos résultats pour la structure principale nous remarquons que cet effet modifie la fréquence de résonance de $f = 12.5GHz$ à $f = 30GHz$.

La première remarque qu'on peut faire est que les valeurs du coefficient de réflexion S_{11} pour ces dimensions sont très grandes que celle de la structure où $a = b = 24mm$ par exemple :

- La valeur minimale de S_{11} égale $-25db$ et $-18db$ pour $a = b = 24mm$.
- Même remarque pour les valeurs de l'impédance Z_m où $imag(Z_{in}) = 3250$ et $réel(Z_{in}) = 1000$ pour

$a = b = 10mm$ et $imag(Z_{in}) = 1500$ et $réel(Z_{in}) = 500$ pour $a = b = 24mm$.

La deuxième remarque est que la partie imaginaire de Z_{in} à des valeurs très petites (presque nulles).

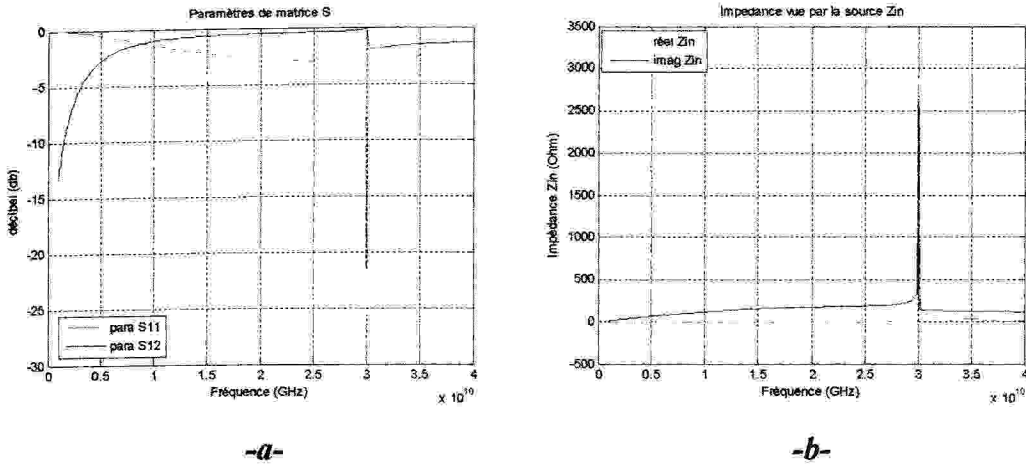


Fig.4.16- Effet des dimensions de boîtier.-a- les paramètres de la matrice de diffraction. -b- l'impédance vue par la source.

d. Effet du substrat diélectrique

▪ **L'épaisseur du substrat h_2**

Dans les figures 4.17-a- et 4.17-b-, l'influence de l'épaisseur du substrat diélectrique h_2 sur la fréquence de résonance est étudiée.

La figure 4.17 montre les résultats obtenus pour l'opérateur de diffraction \hat{S}_{int} et pour l'impédance vue par la source Z_{in} , ces résultats indiquent que la présence du substrat par un épaisseur important présente des résultats complètement différents.

En effet, on voit d'abord que la fréquence de résonance a une valeur inférieure à $f = 12.5GHz$ en suite on assiste à l'annulation du coefficient de transmission S_{12} et des valeurs minimales du coefficient de réflexion S_{11} dans la bande de fréquence $f \in [1-15]GHz$. Finalement on note que Z_{in} a une variation non linéaire.

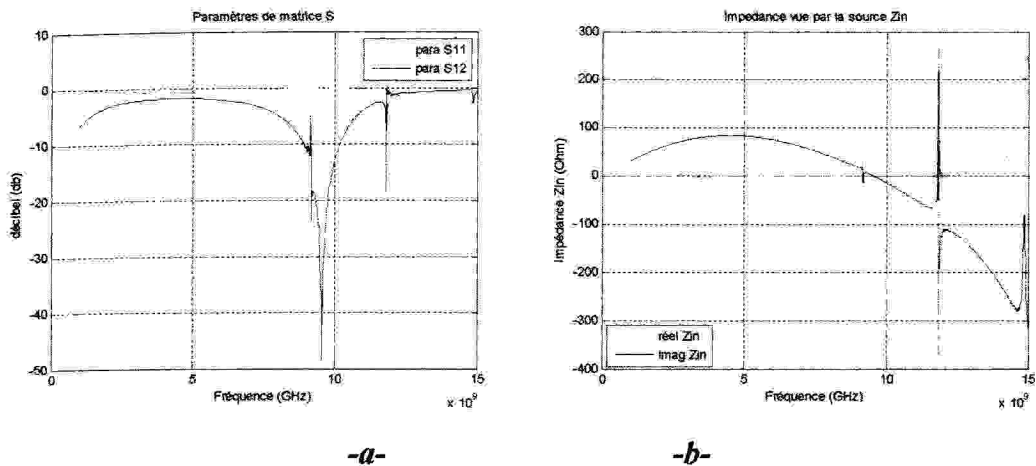


Fig.4.17- Effet de l'épaisseur de substrat. **-a-** les paramètres de la matrice de diffraction. **-b-** l'impédance vue par la source

▪ La permittivité diélectrique du substrat ϵ_{r2}

Dans les figures 4.18-a- et 4.18-b- nous présentons des résultats obtenus pour la fréquence de résonance du circuit hyperfréquence contenant une diode Gunn, les résultats sont pris pour un substrat diélectrique de Silice à une constante diélectrique de permittivité ($\epsilon_r = 3.78$).

Les résultats remarquables pour la figure 4.18-a- montrent que la matière diélectrique utilisée ne donne aucune influence sur la valeur de la fréquence de résonance du circuit mais leur effet change les valeurs de l'opérateur de diffraction \hat{S}_{int} de la manière suivante :

- Quand $f = 12.5GHz$ le coefficient S_{11} à une valeur minimale $S_{11} = -42.5db$ et le maximum du coefficient de transmission S_{12} est supérieur à zéro $S_{12} > 0$.
- Une diminution rapide pour S_{11} jusqu'à $-20db$ avec l'augmentation de la fréquence.

La figure 4.18-b- présente l'annulation de l'impédance Z_{in} (pour les deux parties l'imaginaire et réelle), aussi on enregistre une minimale valeur de $Z_{in} = -2.5 * 10^4 \Omega$ où $f = 12.5GHz$.

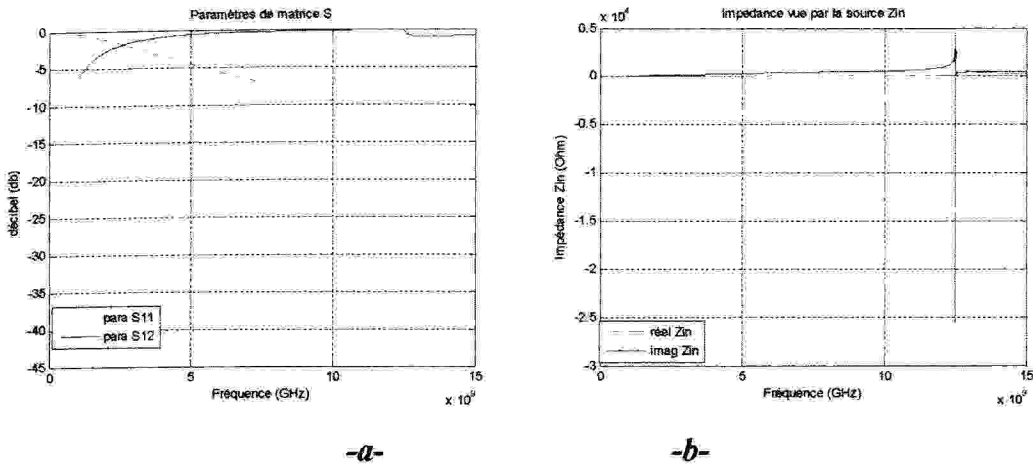


Fig.4.18- Effet de permittivité diélectrique du substrat diélectrique.

-a- les paramètres de la matrice de diffraction. -b- l'impédance vue par la source

e. Effet du milieu de boîtier $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3}$

La figure 4.19 présente les résultats obtenue pour des interfaces de Téflon (avec une constante diélectrique $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = 2.1$ ces deux interfaces composant les milieux 1 et 3 du boîtier considérable dans notre étude.

La présence de ces deux interfaces faire un changement important sur la fréquence de résonance, dans ces conditions la structure résonne où la fréquence de résonance $f = 9GHz$.

On remarque aussi que les valeurs maximales du coefficient de réflexion S_{11} et l'impédance Z_{in} très élevées.

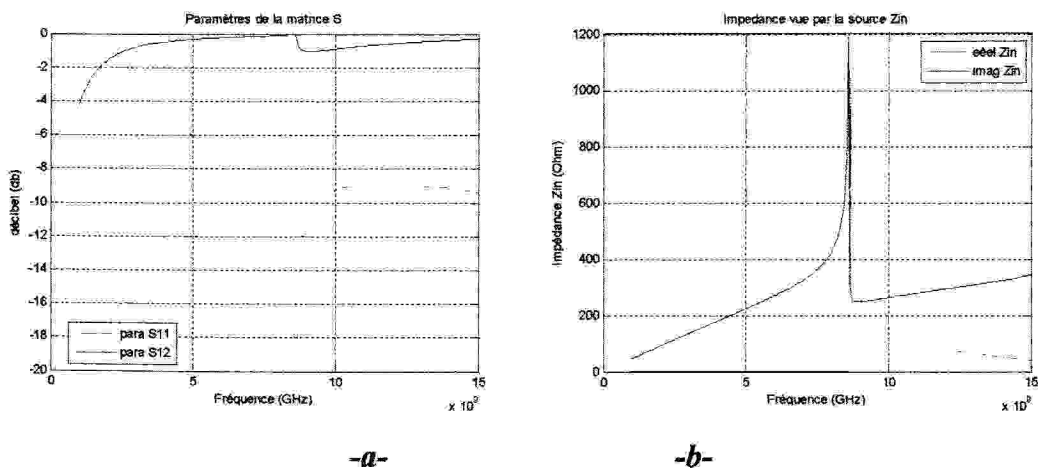


Fig.4.19- Effet de permittivité diélectrique des milieux de boîtier.

-a- les paramètres de la matrice de diffraction. -b- l'impédance vue par la source.

Dans l'étude des effets soit du boîtier, du substrat ou les milieux du boîtier nous remarquons sur les courbes précédents que le coefficient de transmission est située au dessus du coefficient de réflexion ce qui montre que la structure de notre étude transmet tous l'énergie électromagnétique créée par la source d'excitation.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons mis en évidence les intérêts d'une nouvelle méthode de calcul des circuits planaires intégrant des éléments passifs (diode). Cette technique est basée sur une approche itérative basée on ondes transverses, utilisant des sources d'excitations pour modéliser les diodes Gunn.

Conclusion générale

Conclusion générale

L'objet de ce travail était de modéliser des structures micro-ondes planaires intégrant des composants passifs ou actifs (résistance – capacité inductance et la diode), la structure d'étude est placée dans un boîtier métallique. Pour cela une méthode itérative basée sur le concept d'onde est utilisée pour déterminer les opérateurs de réflexion et de diffraction, ce dernier liée à ce qui se passe au niveau de l'interface diélectrique et de déterminer l'expression de l'impédance vue par la source Z_m .

Les éléments actifs sont modélisés par l'impédance vue par la source Z_m , cette technique consiste à remplacer l'élément actif par une source en premier temps pour calculer les paramètres du circuit étudié. Par la suite nous branchons le composant à leur place dans le circuit et nous modélisons ce dernier on se basant sur le schéma intrinsèque de ce composant.

L'étude de la convergence des résultats numériques que nous avons mené à montrer qu'une bonne et rapide convergence est obtenue en utilisant un nombre faible d'itérations.

Les résultats numériques que nous avons développés ont montrés que la fréquence de résonance du circuit est plus grande que celle obtenue pour le boîtier, les résultats montrent également que l'effet des permittivités diélectriques soit du substrat ou du milieu du boîtier n'est considérable. L'influence des dimensions de boîtier sur la fréquence de résonance est élevée. La présence d'une épaisseur important du substrat fait diminuer la fréquence de résonance.

Pour tous les conditions et les effets, les résultats obtenus montrent que le coefficient de transmission située au dessus du coefficient de réflexion qui peut être imposé que le circuit transmet l'énergie électromagnétique totale.

En perspective, à partir du travail présenté dans ce manuscrit, nous pouvons dire que nous disposons d'un outil de simulation électromagnétique puissant basée sur la méthode itérative permettant la caractérisation des structures contenant des éléments actifs ou passifs.

Bibliographie

BIBLIOGRAPHIE

Les ouvrages

- [1]. Aerospace Science et Engineering ASE. Version du 13/10/2006.
- [2]. Etienne Perret. "*Applications de l'approche par changement d'échelle aux circuits planaires hyperfréquences*". Soutenue le 27 octobre 2005. thèse préparée au Laboratoire d'Electronique de l'ENSEEIH. N° d'ordre 2271. pages 74, 75,76.
- [3]. Résmond Garcia. "*Contribution à l'étude des circuits planaires par une méthode itérative basée sur le concept d'onde (F.W.C.I.P)*". Thèse de doctorat I.N.P de Toulouse. Nov2001.
- [4]. Horst Stocker – Francis Jundt – Georges Guillaume. "*Toute la physique*". Dunod Paris. 1999. pages 293-294.
- [5]. Albert Vandervorst. "*Introduction à la physique*". Premier cycle. 2^{ème} édition. De Boeck & Larcier.s.a. 1997.
- [6]. Louis Marchildon. "*Electricité et Magnétisme PHQ 1036*". copyright (c) 2001. pages
- [7]. Paul Lorraine – Dale R. Corson. "*Champs et ondes électromagnétiques*". Traduit de l'anglais par: Claude Guthmann et Danielle Ledrer. Librairie Armand Colin. Paris 1979 copyrights (c) 1962 – 1970. page 479.
- [8]. José Philippe Pérez – Robert Carles – Robert Fleckinger. "*Electromagnétisme fondements et applications*". 4^{ème} édition. Dunod. Décembre2001. pages587
- [9]. Paul. F. Combès. "*Ondes métriques et centimétriques: Guides, Circuits passifs, Antennes*". Dunod Université. 3^{ème} édition. (c) BORDAS. Paris 1982. pages 75-80.
- [10]. R. Badoual – Ch. Martin – S. jacket. "*Les micro-ondes: circuits – micro rubans – fibres*". 2^{ème} édition. Masson 1993. pages 71-87.
- [11]. Lotfi Djouane. "*Analyse rigoureuse d'une plaque micro bande rectangulaire sur plan de masse avec ouverture rectangulaire par la méthode des moments et les dyades hybrides de Green*". Diplôme de Magister en Electronique. Université de Batna. Pages 81 – 83.

- [12]. Méjri Fathi. *“Modélisation électromagnétique des structures actives planaires par une méthode itérative avec une source auxiliaire localisée”*. Thèse de doctorat ENIT2006. soutenue le 4 Février 2006.
- [13]. Simon. Felix. *“Propagation acoustique dans les guides d’ondes courbes et problème avec source dans un écoulement cisailé”*. Thèse de doctorat. Soutenue le 26 Novembre 2002.
- [14]. G. Fournet. *“Electromagnétisme à partir des équations locales”*. Préface de A-BLANC-LAPIERRE. MASSON. Paris - New York - Barcelone - Milan. 1979. pages 426-428.
- [15]. V. Ramirez. *“Les diodes modernes de la théorie à l’utilisation”*. Dunod © Teccart. Montréal 1980 © Bordas. Paris 1981. Pages 146-148
- [16]. C. Ripoll. *“les oscillateurs hyperfréquences”*. ST4 – CHF. Groupe ESIEE Département Signaux et Télécommunication. 2003 – 2004.

Les articles

- [17]. R. Bedira – A. Gharsallah – A. Gharbi and H. Baudrand. *“An iterative process based on the concept of waves for electromagnetic scattering problems”*. Electromagnetic2002. 22. Pages129-140.
- [18]. Ko and Mittra. *“A new approach based on a combination solving electromagnetic scattering problems”*. IEEE. Trans Antennas Prop 1997.
- [19]. T. Aguilí – K. Grayaa – A. Bouallegue – H. Baudrand. *“Application of a source method for modeling step discontinuities in micro strip circuit”*. IEE. Proc. Microwav. Antennas. Propag. Vol 143 N°2. April 1996.
- [20]. L. Cohen – R.S. N’gongó – R. Garcia and H. Baudrand. *“Equivalent impedance boundary conditions for refined meshes applied to planar circuits”*. IEE. Proc. Microw. Antennas. Propag2003. Pages 237–243.
- [21]. E.H. Newman and P. Tylyathan. *“Analysis of microstrip antennas using moment’s methods”*. IEEE. Propag. Vol AP 29 N°1. Pages 47-53. January 1981.
- [22]. H. Baudrand and R.S. N’gongó. *“Application of wave concept iterative procedure in planar circuit”*. Recent Research Developments in Microwave Theory and Techniques. Trans world Research Network. Kerala. India1999. Voll. Pages187–197.

- [23]. R. Kastner – E. Heyman and A. Sabbar. “Spectral domain iterative analysis of signal and double layered micro strip antennas using the conjugate gradient algorithm”. IEEE. Trans Antennas Prop. September 1988. Pages 1204-1212.
- [24]. A. Gharsallah – A. Gharbi – L. Desclos and H. Baudrand. “Analysis of inter digital capacitor and quasi-lumped miniaturized filters using iterative method”. Int J Numer. Model 2002. Vol15. Pages 169–179.
- [25]. M. Azizi – H. Baudrand and H. Aubert. “A new iterative method for scattering problems”. Proc European. Microwave conf 1995. Vol 1. Pages 256-258.
- [26]. H. Baudrand – S. Wane – L. Cohen - and D. Bajon. “Full wave investigation on the coupling between odd and even modes in CPW two poles resonators”. Presented at the European Microwave Conference, Milan, Italy. September 2002.
- [27]. Tarek Bdour - Noemen Ammar - Taoufik Aguilí and Henri Baudrand. “Modeling of Wave Penetration through Cylindrical Aperture using an Iterative Method Based on Transverse Wave Concept”. IEEE 2007 Korea-Japan. Microwave Conference. Pages 45-48.
- [28]. H. Zairi - A. Gharsallah - A. Gharbi and H. Baudrand. “Analysis of planar circuits using a multigrid iterative method”. IEE. Proc. Microw. Antennas. Propag. Vol153. No3. June 2006. Pages 231-236.
- [29]. N. Raveu - T.P. Vuong - I. Terrasse - G.-P. Piau - G. Fontgalland and H. Baudrand. “Wave concept iterative procedure applied to cylinders”. IEE Proc. Microw. Antennas. Propag. Vol151. No5. October 2004.
- [30]. R.F. Harrington. “Time-harmonic electromagnetic fields”. McGraw-Hill. New York. 1961.
- [31]. J.A. Stration. “Electromagnetic theory”. McGraw-Hill. New York. 1960.
- [32]. S. Wane – D. Bajon and H. Baudrand. “Full wave analysis of stacked structures including inhomogeneous layers. Hybrid Integral-Differential Approach in Terms of Waves”. Proc. New Trends and Concepts in Microwave Theory and Techniques Conf. February 2003. Pages 131–166.
- [33]. N. Lucanu – F. Sure – T.P. Vuong and H. Baudrand. “New iterative process applied to diffraction by cylinders”. Proc. Progress in Electromagnetic Research Symp (pices) Cambridge. MA 2000. Page 1046.
- [34]. R.S.N’gongo and H. Baudrand. “A new approach microstrip active antennas using modal FFT algorithm”. IEEE, Antennas. Propag. Soc. Int. Symp. Dig. Orlando. FL 1999. Page 1700.

- [35]. John Voelcker. "*The Gunn effect*". IEEE Spectrum, July 1989. Page 24.
- [36]. N. Sboui - A. Gharsallah - A. Gharbi and H. Baudrand. "*Global modeling of microwave active circuits by an efficient iterative procedure*". IEE Proc. Microw. Antennas. Propag. Vol148. No3. June 2001. Pages 209-212.

Abstract

The manufacture of the circuit's microwaves can be of a relatively high cost. These achievements are indeed all the more expensive since the circuit is miniaturized.

The strong compactness of the circuits ultra high frequencies requires a high degree of accuracy. Moreover, to develop circuits, it is often necessary to make produce several models on which tests will have to be carried out software making it possible to simulate the elementary behaviors of each one; it is possible to simulate the total attitude of the circuit before its realization. But this traditional method which is based on the pure and simple addition characteristics of the elements comprises uncertainties.

In this study, the modeling of planar circuits at summer under consideration by using iterative method FMT.

The formulation of the iterative method based on the concept of wave and developed within the laboratory of electronics of the ENSEEIHT. It is founded on the determination of relation of recurrences between the incidental waves and the considered waves and which observe the conditions of limits and continuities in the space field.

Key words: wave concept - iterative method – the diffraction operators – transmission line-FMT.

المخلص

الدوائر ذات الأمواج القصيرة هي دوائر تملك ترددات عالية و تتطلب دقة كبيرة لإنجازها و بالتالي فمن الضروري إنجاز عدة نماذج لإجراء التجارب عليها و تحديد التصرفات الأولية لكل نموذج و منه إنشاء برنامج الحماية الإجمالية. يمكن إجراء دراسة الحالة الطلية للدائرة قبل إنجازها لكن هذه الطريقة تقليدية و تركز على الزيادة البسيطة في خصوصيات العناصر المشكوك فيها.

عملنا هنا يتمثل في دراسة الدوائر المستوية عند الترددات العالية جدا باستخدام الطريقة الرقمية FMT. هذه الأخيرة تعتمد على تعريف الموجة و هي طريقة مطورة في المختبر الإلكتروني ENSEEIHT و تعتمد على تحديد العلاقة بين الأمواج الواردة و المنعكسة و اختراق الشروط الحدودية و علاقات الاستمرارية في المجال الفضائي.

الكلمات المفتاحية : تعريف الموجة - الطريقة الرقمية- مؤثرات الانعراج و الانعكاس- خط النقل- FMT

Résumé

La fabrication des circuits micro-ondes peut être d'un coût relativement élevé. Ces réalisations sont en effet d'autant plus onéreuses que le circuit est miniaturisé.

La forte compacité des circuits hyperfréquences exige une grande précision. De plus, pour mettre au point des circuits, il est souvent nécessaire de faire réaliser plusieurs maquettes sur lesquelles des essais devront être effectués. Des logiciels permettant de simuler les comportements élémentaires de chacun, il est possible de simuler l'attitude globale du circuit avant sa réalisation. Mais cette méthode traditionnelle qui s'appuie sur l'ajout pur et simple des caractéristiques des éléments comporte des incertitudes.

Dans cette étude, la modélisation de circuits planaires a été envisagée en utilisant la méthode itérative FMT.

La formulation de la méthode itérative basée sur le concept d'onde et développée au sein du laboratoire d'électronique de l'ENSEEIH. Elle est fondée sur la détermination de relations de récurrences entre les ondes incidentes et les ondes réfléchies et qui respectent les conditions aux limites et de continuités dans le domaine spatial.

Mots clefs: concept d'onde – méthode itérative – opérateurs de réflexion et de diffraction – ligne de transmission – FMT.