

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

CENTRE UNIVERSITAIRE LARBI BEN M'HIDI - OUM EL BOUAGHI

INSTITUT DES SCIENCES EXACTES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :

Série :

MEMOIRE

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister en Physique

Filière : Physique du solide

Option : Physique de la matière condensée

THEME

***Modélisation bidimensionnelle du transistor MESFET par une
méthode itérative***

Par

ZIAR Toufik

Soutenu le : 30 / 06 /2008

Devant le jury :

Président	C. AZIZI	Prof.	C. U. Larbi Ben M'Hidi.	O.E.Bouaghi
Rapporteur	M.ZAABAT	M.C.	C. U. Larbi Ben M'Hidi.	O.E.Bouaghi
Examineur	A. BOUDINE	M.C.	C. U. Larbi Ben M'Hidi.	O.E.Bouaghi
Examineur	R.GUEMINI	M.C.	C. U. Larbi Ben M'Hidi.	O.E.Bouaghi
Examineur	Y.SAIDI	M. C.	U. Mentouri	Constantine

بِسْمِ اللّٰهِ الرَّحْمٰنِ الرَّحِیْمِ

DEDICACES

À ma mère, à ma mère, à ma mère.

À mon père.

À ma femme et ma fille,

Et à toute ma famille et tous mes amis.

Toufik.Z

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Mr M.Zaabat de m'avoir permis de réaliser ce mémoire en m'encadrant au département de Physique à l'institut des sciences exactes du centre universitaire Larbi Ben M'hidi d'Oum-el-bouaghi, pour sa disponibilité et la qualité de son encadrement ainsi que pour le soutien et la patience dont il a fait preuve tout au long de ces dix huit mois.

Je remercie également Mme C.AZIZI ; Mr Sahli ; Mrs Boudine, Mme Saidi; Melle Nouar, Mme bouricha .pour leur encadrement Durant l'année de formation théorique Je suis très honoré que Mme C.AZIZI ait accepté d'être président du jury, qu'elle en soit ici remerciée. Je tiens à remercier Mme Y.SAIDI, Mr.A. BOUDINE et Mr R.GUEMINI d'avoir accepter d'être membres du jury. L'enthousiasme de chacun dans cette tache m'honore au plus haut point.

Mes profonds et sincères remerciements vont également à tous les enseignants du centre universitaire Larbi Ben M'hidi d'Oum-el-bouaghi, ainsi que ceux de l'université de Constantine qui ont contribués de prés ou de loin à ma formation

Enfin je ne pourrais terminer sans remercier très chaleureusement tous ceux qui ont largement contribué à l'aboutissement de ce travail et qui me supportent depuis de nombreuses années.

TABLE DES MATIERES

Liste des symboles	4
Liste des figures.....	6
Introduction générale.....	9
CHAPITRE I	
Etat de l'art du transistor MESFET et de la ligne micro ruban.	
I-1 Etat de l'art du transistor MESFET.....	12
Introduction	12
1-1. Evolution des familles des Transistors à effet de champs FET	12
1-2. Le transistor à effet de champ à barrière métal semi conducteur MESFET.....	15
2-1. Structure générale du MESFET.....	15
2-2. Fonctionnement du MESFET (aspects quantitatifs).....	16
2- 3. Régime de saturation du courant.....	20
1-3 Techniques de caractérisation des MESFET.....	22
3-1-Différentes caractéristiques d'un MESFET.....	22
I-2 Etat de l'art des lignes de transmission.....	24
Introduction	24
2-1- Les divers types de lignes utilisées en micro électronique des hyperfréquences.....	25
1.1- La ligne triplaque ou ligne à ruban équilibré, ou stripline.....	25
1.2- La ligne à fente (slot line)	25
1.3-la ligne coplanaire	26
1.4- La ligne micro ruban ou microstrip	26
4-1 Caractéristiques de la ligne micro ruban.....	27
1-1. Constante diélectrique effective ϵ_e	27
1-2-Influences de l'épaisseur du ruban t	30
1-3-Influences de l'existence d'un boîtier.....	30
1-4- Influences de la fréquence.....	31
1-5- Rayonnement	31
1-6-Choix de l'épaisseur du substrat	31
- Conclusion	32
CHAPITRE II	
Modélisation du transistor MESFET	
Introduction	34
II.1 Modèle physique du transistor MESFET	35

compte pour modéliser un MESFET	35
I-2. L'approche de la modélisation physique	36
1-3 Les modèles physiques.....	39
3-1 Le modèle de Schokley.....	39
3-2 Les modèles empiriques.....	42
1-4- Courbes des caractéristiques du MESFET simulées à partir de modèles empiriques.....	44
II-2 -modèle du circuit électrique équivalent	46
2-1 La topologie du circuit équivalent petit –signal d'un transistor MESFET	46
2-2. La signification physique des différents éléments du circuit intrinsèque	47
2.4-Calcul des paramètres [Y] du schéma équivalent intrinsèque petit signal du transistor MESFET	50
2-5. Extraction des éléments intrinsèques et extrinsèques	51

CHAPITRE III

Modélisation par la méthode itérative avec sources auxiliaires localisées

III- Théorie de la méthode itérative	55
III -1-Présentation de la structure	55
III -2-Définition des ondes incidentes et réfléchies	56
III -3-Processus itératif	57
III - 4 Opérateur de diffraction.....	58
III -4-1 expression de $\hat{\Gamma}_\Omega$ sur la région métallique	59
III -4-2 Expression de $\hat{\Gamma}_\Omega$ sur la région diélectrique.....	59
III -4-3 Expression de $\hat{\Gamma}_\Omega$ sur la région de la source d'excitation ou de la source auxiliaire.....	60
III -4-3-1 cas où la source d'excitation est bilatérale.....	62
III -4-3-2 cas où la source d'excitation est unilatérale.....	63
2-1 Source d'excitation unilatérale émettant vers le milieu supérieur (milieu 1).....	64
2-2 Source d'excitation unilatérale émettant vers le milieu inférieur (milieu 2).....	65
III -4-4 Expression de $\hat{\Gamma}_\Omega$ sur la région d'une impédance de surface.....	66
III -4-5 Expression de $\hat{\Gamma}_\Omega$ sur tout le plan de discontinuité Ω	67
5-1Cas où le plan de discontinuité contient une impédance de surface.....	67
5-2Cas où le plan de discontinuité contient des sources auxiliaires.....	67
III -5-Opérateur de réflexion $\hat{\Gamma}_K$	72

	en mode (FMT)	73
6-1-transformée de Fourier rapide (FFT)		74
6.2-transformée de Fourier rapide en mode dans le cas où les murs latéraux sont électriques....		75
6.2-1- Principe de la transformée de Fourier rapide en mode (FMT)		76

CHAPITRE IV

Application de la méthode itérative à une structure planaire active.

Introduction	80
IV-1-Présentation de la structure	81
IV-2 conditions aux limites	83
IV-3 technique des sources auxiliaires	83
3-1 Calcul des paramètres $[Y_{ij}]$ du transistor à partir de son schéma électrique équivalent...84	
3-2 Analyse du circuit global.....84	
2-1 Calcul de la matrice de couplage intrinsèque Z_085	
2-2 Calcul de l'opérateur de réflexion.....86	
2-3 Calcul des paramètres $[Y_{ij}]$ du transistor à partir de ses Paramètres $[S_{ij}]$	87
IV-4 Simulation.....90	
4-1 Structure de l'interface	90
4-2 Paramètres de la simulation	90
2-1 Paramètres intrinsèques du MESFET utilisés dans la simulation	90
2-1 Paramètres du circuit global utilisés dans la simulation	90
4-3 Les différentes étapes de la simulation	90
4-4 – Résultats de la simulation.....91	
4-1-Influence des dimensions du boîtier	91
4-2-Influence de la nature du substrat	94
4-3-Influence Du nombre de pixels par structure	97
Conclusion	101
Conclusion générale.....102	
Références bibliographiques.....103	
Annexes.107	

Liste des symboles et abréviations :

c : Célérité dans le vide ($=3 \cdot 10^8$. m/s)

ω : Pulsation (rad/s)

ϵ Permittivité diélectrique (Faraday/m) :

ϵ_r Permittivité diélectrique relative

ϵ_0 : Permittivité diélectrique dans le vide ($=8,8541 \cdot 10^{-12}$ F/m)

μ Perméabilité magnétique (Henry/m)

μ_r : Perméabilité magnétique relative

μ_0 : Perméabilité magnétique dans le vide : (H/m)

σ : Conductivité électrique (Siemens/m)

k : Nombre d'onde (m^{-1})

E : Champ électrique (Volt/m)

H : Champ magnétique (Ampère/m)

D : Densité de flux électrique (Coulomb/m²)

B : Densité de flux magnétique (Weber/m²)

TEC (FET) : transistor à effet de champs

C_{ds} : capacité drain-source

C_{gs} : capacité grille-source

C_{gd} : capacité grille-drain

C_{gs0} : capacité grille-source pour $V=0$ volts

E_c : champ critique de saturation de la vitesse,

f_c : fréquence de coupure

g_m : transconductance

I_{gs} : courant grille source

I_s : courant de saturation

j : densité de courant

k : constante de Boltzman

L : la longueur du canal intrinsèque (ou de la partie du canal commandée par la grille),

W_G : longueur de la grille,

L_{gd} : longueur de la zone d'accès entre le contact de drain et la sortie d du canal,

N_D : densité de porteur dans le canal

q : charge de l'électron $=1,6 \cdot 10^{-19}C$

r_d : résistance dynamique

R_g : résistance parasite de grille

T : température

V_{bi} : tension de barrière de la grille

V_{br} : tension d'avalanche

V_g : potentiel de la grille G

V_p : tension de pincement

V_{sat} : vitesse de saturation des électrons ($cm.s^{-1}$)

V_T : tension de seuil

W : largeur de la zone de charge d'espace

X : largeur de transistor

X_{sd} : espace source-drain

Z : largeur de grille

n_i concentration intrinsèque (cm^{-3})

MDF : la méthode des différences finies

MEF : la méthode des éléments finies

FFT : transformée de Fourier rapide

Liste des figures:

Figure I-01 : Les familles des transistors à effet de champ.....	12
Figure I-02: Structure de base d'un MOSFET.....	13
Figure I-03 : Structure de base d'un TEC (JFET)	14
Figure I-04 : Structure de base d'un TEC MESFET.	14
Figure I-05 : Coupe schématique du MESFET dans sa version primitive.	15
Figure I-06 : Le MESFET dans sa version évoluée implantée auto- alignée.....	16
Figure I-07 vue en perspective simplifiée du MESFET.....	16
Figure I-08 coupe du MESFET illustrant les différentes polarisations des électrodes ainsi que les parties constituant le MESFET	17
Figure I-09: Les polarisations du MESFET.....	18
Figure I-10 : Un réseau typique de caractéristiques « de drain » $I_d (V_{ds})$ à $V_{gs}=Cte$ montrant les trois zones de fonctionnement.....	18
Figure I-11 : En a) le canal est entièrement ouvert. Le courant est proportionnel à V_{ds} . Le transistor se comporte comme une conductance contrôlée par la grille. Le rétrécissement du canal près du drain en b) provoque le ralentissement de la croissance de I_d	19
Figure I-12 : Schéma du pincement du canal.	20
Figure I-13 : Variation du courant de drain I_d en fonction de la tension de grille à faible tension drain-source, détermination de la tension de seuil V_T	23
Figure I-14 : Schéma d'un ligne triplaue.....	25

.....	25
.....	26
.....	26
.....	29
.....	35
.....	38
.....	40
.....	44
.....	44
.....	45
.....	45
.....	45
.....	46
.....	47
.....	49
.....	53
.....	55
.....	56
.....	57
.....	61
.....	62
.....	64
.....	65
.....	81
.....	82
.....	83
.....	84
.....	90

	ients de transmission S_{21} et de réflexion S_{11} dans la bande de rentes dimensions du boîtier.....	92
Figure IV-6-2 :	Variation de l'impédance vue par la source Z dans la bande de fréquence [20 ; 40] GHz ; pour différentes dimensions du boîtier.....	92.
Figure IV-6-3 :	Variation de l'impédance vue par la source Z en fonction du nombre d'itérations pour différentes dimensions du boîtier	93
Figure IV-6-4 :	Distribution du champ électrique $ E_y $ en V/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ Ghz ; pour différentes dimensions du boîtier.....	93
Figure IV-6-5 :	Distribution du champ électrique $ E_x $ en V/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ Ghz ; pour différentes dimensions du boîtier.....	93
Figure IV-6-6 :	Distribution de la densité courant électrique $ J_x $ en Ampère/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ Ghz ; pour différentes dimensions du boîtier.....	94
Figure IV-6-7 :	Distribution de la densité courant électrique $ J_y $ en Ampère/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ Ghz ; pour différentes dimensions du boîtier.....	94
Figure IV-7-1 :	variation des coefficients de transmission S_{21} et de réflexion S_{11} dans la bande de fréquence [20 ; 40] GHz ; pour différents substrats.....	95
Figure IV-7-2 :	Variation de l'impédance vue par la source Z dans la bande de fréquence[20 ; 40] GHz ; pour différents substrats	95
Figure IV-7-3 :	Variation de l'impédance vue par la source Z en fonction du nombre d'itérations ; pour différents substrats.....	96
Figure IV-7-4 :	Distribution du champ électrique $ E_y $ en V/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ Ghz; pour différents substrats.....	96
Figure IV-7-5 :	Distribution du champ électrique $ E_x $ en V/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ Ghz; pour différents substrats.....	96
Figure IV-7-6 :	Distribution de la densité courant électrique $ J_x $ en Ampère/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ Ghz ; pour différents substrats.....	97
Figure IV-7-7 :	Distribution de la densité courant électrique $ J_y $ en Ampère/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ Ghz ; pour différents substrats.....	97
Figure IV-8-1 :	structures de l'interface pour différents nombres de pixels/structure.....	98
Figure IV-8-2	variation des coefficients de transmission S_{21} et de réflexion S_{11} dans la bande de fréquence [20 ; 40] GHz ; pour différents nombres de pixels/structure.....	98
Figure IV-8-3	variation de l'impédance vue par la source Z dans la bande de fréquence [20 ; 40] GHz; pour différents nombres de pixels/structure.....	98
Figure IV-8-4 :	Variation de l'impédance vue par la source Z en fonction du nombre d'itérations. pour différents nombres de pixels/structure.....	99

[Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

mp électrique $|E_y|$ en V/m sur le plan de l'interface pour
f=25 GHz ; pour différents nombres de pixels/structure.....99

Figure IV-8-6: Distribution du champ électrique $|E_x|$ en V/m sur le plan de l'interface pour
f=25 GHz ; pour différents nombres de pixels/structure.....100

Figure IV-8-7 : Distribution de la densité courant électrique $|J_y|$ en Ampère/m sur le plan de
l'interface pour f=25 GHz ; pour différents nombres de pixels/structure.....100

Figure IV-8-8 : Distribution de la densité courant électrique $|J_x|$ en Ampère/m sur le plan de
l'interface pour f=25 GHz ; pour différents nombres de pixels/structure.....100

INTRODUCTION GENERALE :

Les structures planaires constituent actuellement la technologie utilisée dans la plus part des dispositifs micro ondes dans la gamme des faibles et moyennes puissance. Ceci est dû à l'amélioration récente des caractéristiques électriques des substrats et la parfaite maîtrise de la technologie des circuits imprimés ainsi que la miniaturisation des circuits modulaires hautes fréquences. Les structures planaires, selon la nature de guidage de l'onde électromagnétique, peuvent être divisée en deux grandes classes : dans la première classe on transmet au sein de la même structure un signal d'un point à un autre (guide d'ondes, lignes de transmission...)ou encore effectué des opérations sur un ou plusieurs signaux , tel que l'amplification, le filtrage , le multiplexage , le déphasage , ...etc. La deuxième classe présente les structures rayonnantes en technologie micro ruban ou les applications sont intégrées dans les structures imprimées des antennes composées par une cellule unique, ou par un réseau passif ou actif [1].

Avec l'avènement, sans cesse croissant, de nouveaux composants et de nouvelles technologies de fabrication, ainsi que l'extension d'utilisation des dispositifs aux domaines des micro ondes, les fabricants et les chercheurs ne cessent d'améliorer et d'adapter leurs outils de simulation, ce qui nécessite la mise au point de nouvelles méthodes et de nouvelles techniques d'extraction des paramètres de ces dispositifs.

Parmi les méthodes développées, les méthodes numériques appliquées à l'électromagnétisme [2], [12], [14]. Ces méthodes sont classées en deux catégories : Les méthodes rigoureuses ou exactes et les méthodes approchées.

-Les méthodes approchées :

Ces méthodes prennent en compte au départ la nature des phénomènes physiques, ce qui permet d'effectuer des approximations donnant naissance à des modélisations .Elles présentent l'avantage d'adaptabilité à des structures très variées .Cependant, la précision des modèles formulés requiert, en général ,des maillages plus fins d'autant que la structure est complexe, Chacune de ces méthodes n'est justifiée qu'à posteriori par ses conséquences pratiques, Mais bien que ces méthodes permettent un calcul numérique rapide et une interprétation physique possible, elles ont l'inconvénient d'être approximatives .Parmi ces méthodes d'analyse on peut citer : la méthode de la ligne de transmission(TLM)[32] qui consiste en la modélisation de la structure à étudier par une ligne de transmission à paramètres variables,cette ligne est décomposée en des tronçons de lignes élémentaires , chaque tronçon est considéré comme un

de chaîne. Le quadripôle équivalent résulte de la mise en cascade de ces cellules élémentaires. [1],[14].

- Les méthodes rigoureuses :

Ces méthodes présentent l'inconvénient de faire appel à un formalisme très compliqué conduisant à des développements numériques souvent lourds. On peut appliquer ces méthodes après la décomposition dans la mesure du possible de la structure en un ou plusieurs milieux homogènes, et ce, pour pouvoir exprimer le champ électromagnétique sous forme d'une intégrale surfacique ou linéaire. Ces méthodes peuvent être classées en deux grandes familles :

***- Les méthodes différentielles :**

Ces méthodes reposent sur le calcul et la discrétisation dans l'espace de l'équation d'ondes. C'est le cas de la méthode des différences finies (MDF) [17], [27], [31], et la méthode des éléments finis (MEF) [14]. Ces méthodes présentent l'inconvénient d'exiger des mémoires importantes à cause du nombre considérable d'équations mis en jeu et en conséquence un temps de calcul très long.

**** - Les méthodes intégrales :**

Ces méthodes se ramènent à la détermination des grandeurs physiques, distributions des courants ou des champs, sur une surface particulière qui est en général une surface de discontinuité. Le principe de ces méthodes est de développer, avant la résolution numérique, le maximum possible de calculs analytiques en prenant en considération la nature des milieux, les conditions aux limites et les conditions aux bords. C'est le cas de la méthode spectrale généralisée, la méthode de résonance transverse, la méthode des moments, la méthode itérative....

Le travail développé dans ce mémoire est relatif à l'analyse d'un composant micro ondes (transistor MESFET) ainsi que le dispositif permettant de le caractériser (des lignes micro ruban de connexion) par la méthode itérative qui est basée sur le concept de l'onde utilisant une transformée de Fourier rapide, est développée pour l'étude de circuits planaires de géométrie arbitraires, la surface du circuit est divisée en pixels pour permettre l'application de la FFT en modes TE et TM.

L'originalité de notre approche réside dans le fait que la méthode développée détermine tous les éléments par une approche de programmation symbolique de la structure à analyser et par le biais d'un changement de paramètres on a effectué plusieurs simulations qui nous ont permis l'analyse de l'influence des différents paramètres sur les caractéristiques du circuit (les densités des champs et courant électriques, ainsi que les impédance vue par la source d'excitation et les paramètres S en fonction de la fréquence).

Le mémoire peut être divisé en quatre chapitres :

- ✓ Le premier chapitre présente l'état de l'art du transistor MESFET et de la ligne micro ruban.
- ✓ Le deuxième chapitre introduit le concept de modélisation par la présentation des modèles physiques (le modèle historique de Schokley et de modèles empiriques) ainsi que le modèle du circuit électrique équivalent petit signal du transistor MESFET.
- ✓ Le troisième chapitre présente une étude détaillée de la méthode itérative avec sources auxiliaires localisées.
- ✓ Le quatrième chapitre présente les résultats et discussions de la simulation par MATLAB pour une application de la méthode itérative avec sources auxiliaires localisées à une structure micro ondes planaire intégrant un transistor MESFET.

CHAPITRE I.

Etat de l'art du transistor MESFET et de la ligne micro ruban.

Introduction:

La modélisation est la représentation d'un système, d'un processus ou d'un dispositif pour faire une description ou une analogie, la simulation signifie une représentation imitée du fonctionnement de la cible modelée par le biais du fonctionnement d'un autre modèle, dans notre mémoire on s'intéresse à la modélisation des structures micro ondes planaires

La conception des circuits micro-ondes est sujette à une modélisation préalable des principaux composants qui les constituent, les circuits passifs distribués (dans notre cas des lignes) et les composants actifs ou passifs localisés (dans notre cas un transistor MESFET), qui est une étape incontournable de toute simulation fiable.

I-1 Etat de l'art du transistor MESFET:

1-1. Evolution des familles des Transistors à effet de champs FET :

♦ Principe :

Dans le transistor à effet de champ (TEC), le nombre de porteurs qui participent dans la conduction du courant est contrôlé par application d'un champ électrique à la surface (ou à l'interface de la jonction) du semi-conducteur . Il peut être comparé à une résistance semi-conductrice dont la section est modulée par une jonction polarisée en inverse, cette jonction a donc le rôle d'une grille permettant de contrôler le passage du courant et sur la base de ce principe on a imaginé , au début, trois structures principales du transistor à effet de champ. [3].

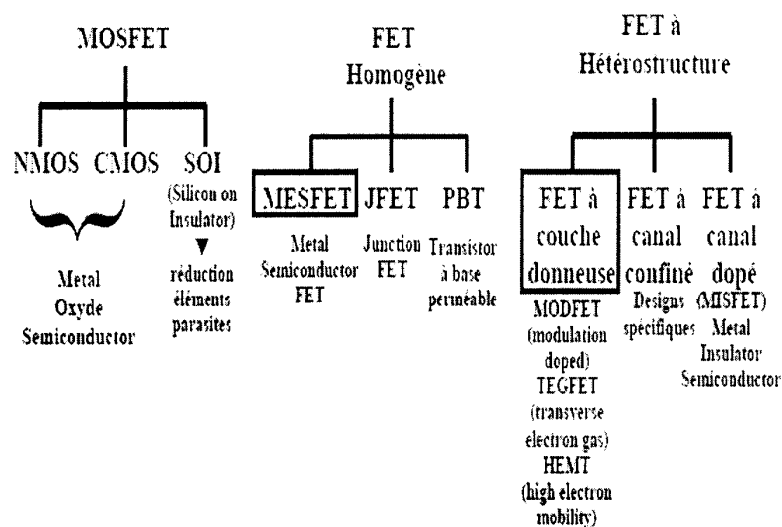


Figure I-1 : Les familles des transistors à effet de champ.[3]

1- Les MOSFETs :

Le transistor à effet de champ à grille isolée (MOSFET) Figure I-02 ou la grille se présente comme l'une des électrodes d'un condensateur, séparées par une couche d'isolant du canal qui n'est autre que la deuxième électrode. Une charge positive dans la grille induit une augmentation de charge négative égale dans le canal ce qui augmente la conductivité, de même dans le cas d'une charge négative dans la grille.

La présence d'éléments parasites ainsi qu'une capacité élevée due à l'oxyde qui permet d'isoler la grille dégradent considérablement la rapidité de fonctionnement du MOSFET ce qui a conduit à l'utilisation des semi-conducteurs composés (par exemple au lieu du silicium on utilise le phosphore d'indium) qui ont permis, dans une certaine mesure, de compenser le défaut de vitesse, en tirant partie des propriétés de transport plus favorables que celles présentées par le silicium.

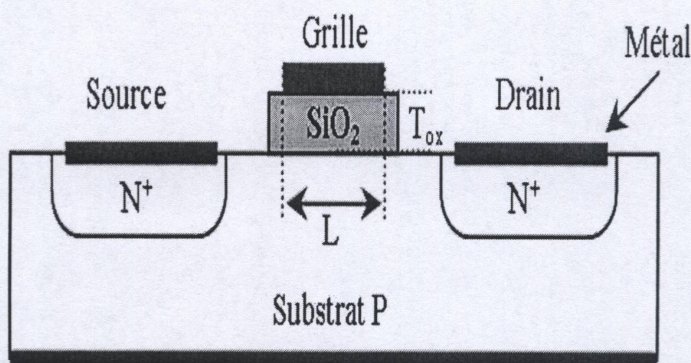


Figure I-02: Structure de base d'un MOSFET.

2-Les JFETs :

Le transistor à effet de champ à grille à jonction (JFET).Figure I-03 Dans ce cas la grille est une couche semi-conductrice de type différent, de celui du canal, la polarisation inverse de la grille par rapport au canal forme une zone de déplétion (déserte de porteurs) qui impose le rétrécissement du canal de conduction, réalisé généralement au silicium, ce transistor ne peut être utilisé à des fréquences élevées, en effet pour ce genre de structure ou le courant doit être confiné dans la couche supérieure conductrice près de la surface (de type N sur la figure [I-02]). Il importe que la couche immédiatement inférieure, appelée généralement substrat, ait

une résistance assez élevée, ce qui n'est pas le cas pour le silicium, alors la solution était de réaliser cette couche conductrice avec d'autres matériaux tels que les composés III-II.

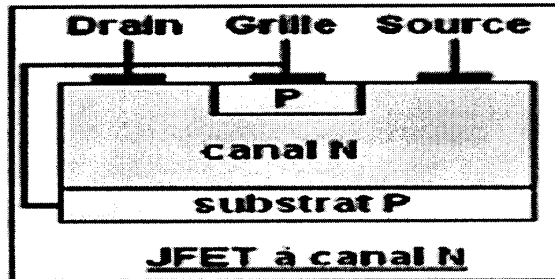


Figure I-03 : Structure de base d'un TEC (JFET)

3- Les MESFETs :

Pour éviter les processus d'élaboration à haute température qui sont associés à la réalisation des jonctions P-N par diffusion on a remplacé la grille diffusée dans les transistors (MOSFET) et (JFET) par une grille métallique sur semi-conducteur de type Schottky.

Le principal avantage de la structure du contact metal semi-conducteur c'est qu'elle ne nécessite qu'un dépôt de métal suivi d'une délimitation par photogravure d' où la possibilité de contrôler les dimensions des contacts avec une précision inférieure au micron, ce qui n'est pas le cas pour les jonctions P-N. La technique ainsi obtenue est dénommée "MESFET" tirée de l'origine anglo-saxonne: "Metal Semi-conducteur Field Effect transistor".

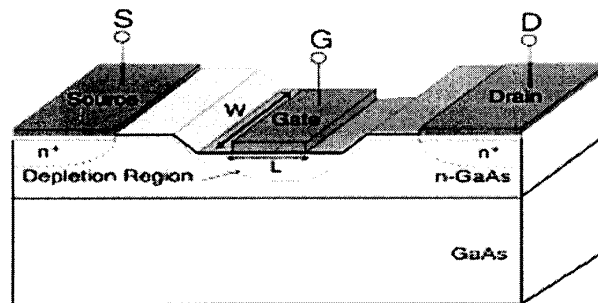


Figure I-04 : Structure de base d'un TEC (MESFET).[18]

1 – 2. Le transistor à effet de champ à barrière métal-semi-conducteur MESFET

2 – 1. Structure générale du MESFET

Le MESFET est le premier composant réalisé sur GaAs.[3] Il comporte le plus souvent une couche active de type N, réalisée sur un substrat semi-isolant, deux contacts ohmiques (source et drain) et une grille métallique déposée à mi-chemin entre source et drain dans des conditions créant une barrière de Schottky. La couche active est déposée par épitaxie sur le substrat semi-isolant. Elle est ensuite attaquée chimiquement pour obtenir un îlot dans lequel est réalisé le transistor. Les contacts ohmiques de source et de drain sont obtenus par alliage d'un complexe or- germanium. La structure d'un transistor à effet de champ à barrière Schottky (MESFET) est comparable à celle du transistor (JFET), la jonction P.N pour le JFET est remplacée par une barrière Schottky métal-semiconducteur.

La figure I-05 donne une coupe schématique du MESFET dans sa version primitive.

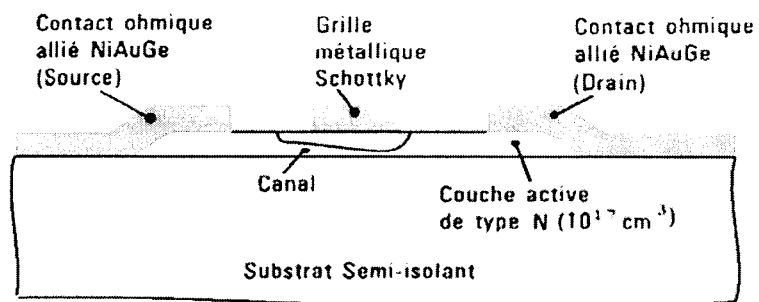


Figure I-05 : Coupe schématique du MESFET dans sa version primitive. [03]

La figure I-06 montre le MESFET dans sa version la plus élaborée. La couche active est implantée directement dans le substrat semi- isolant. La grille, en métal réfractaire, est ensuite déposée. Deux zones N⁺ sont ensuite implantées en se servant du métal comme d'un masque pour obtenir deux zones d'accès auto alignées sur la grille.

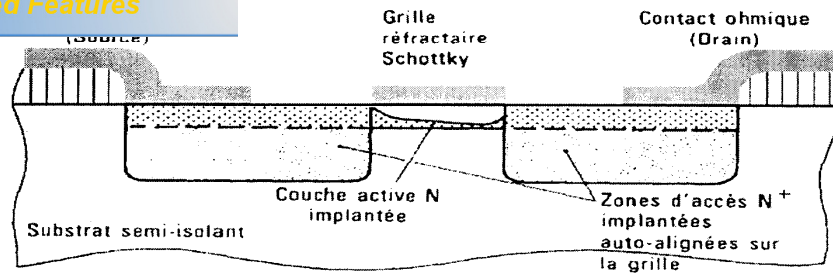


Figure I-6 : Le MESFET dans sa version évoluée implantée auto-alignée. . [03]

Le MESFET tire ses excellentes performances de trois propriétés essentielles :

- ✓ L'existence du substrat semi- isolant contre lequel vient se pincer le canal.
- ✓ La possibilité d'utiliser une électrode de contrôle de type Schottky.
- ✓ La mobilité élevée des électrons du GaAs.

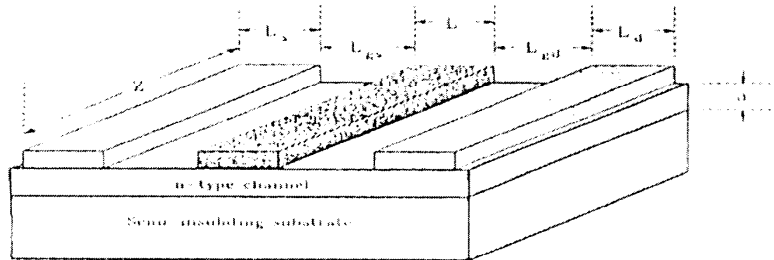


Figure I-7 vue en perspective simplifiée du MESFET. . [03]

Une vue en perspective simplifiée du MESFET est illustrée en figure [I-07]. C'est cette géométrie qui est souvent utilisée pour la modélisation. Les plus importantes dimensions caractérisent la structure physique du MESFET sont la longueur de la grille et l'épaisseur du substrat.

2-2. Fonctionnement du MESFET : aspects quantitatifs

Le fonctionnement du MESFET sera schématisé brièvement suivant les points de vue de la référence [3]. Pour simplifier l'exposé nous étudierons le fonctionnement d'un dispositif à

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

se, ce qui n'est pas le cas pour le silicium, alors la solution était de réaliser cette couche conductrice avec d'autres matériaux tels que les composés III-II.

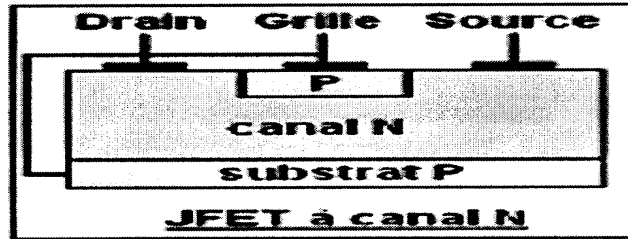


Figure I-03 : Structure de base d'un TEC (JFET)

3- Les MESFETs :

Pour éviter les processus d'élaboration à haute température qui sont associés à la réalisation des jonctions P-N par diffusion on a remplacé la grille diffusée dans les transistors (MOSFET) et (JFET) par une grille métallique sur semi-conducteur de type Schottky.

Le principal avantage de la structure du contact metal semi-conducteur c'est qu'elle ne nécessite qu'un dépôt de métal suivi d'une délimitation par photogravure d'où la possibilité de contrôler les dimensions des contacts avec une précision inférieure au micron, ce qui n'est pas le cas pour les jonctions P-N. La technique ainsi obtenue est dénommée "MESFET" tirée de l'origine anglo-saxonne: "Metal Semi-conducteur Field Effect transistor".

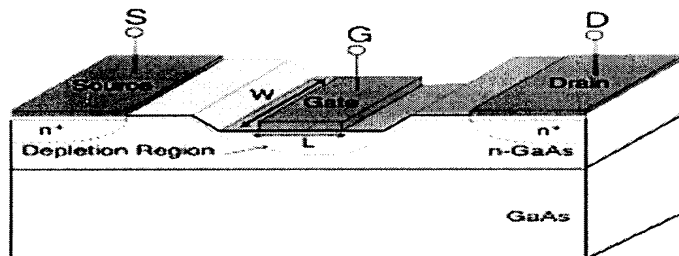


Figure I-04 : Structure de base d'un TEC (MESFET).[18]

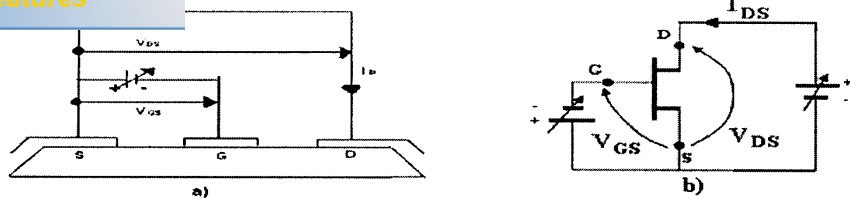


Figure I-09: Les polarisations du MESFET.
 a- Emplacement des sources de polarisation
 b- Représentation symbolique du MESFET et des grandeurs électriques associées à son fonctionnement. . [03]

La figure I-10 est un réseau typique de caractéristiques donnant l'évolution du courant I_d circulant entre drain et source lorsque l'on fait croître la tension V_{ds} en maintenant la tension de grille V_{gs} à une valeur constante. On peut séparer les caractéristiques de ce réseau en trois régions : une région linéaire dans laquelle le courant I_d croît avec la tension V_{ds} et une région dite de «saturation» où le courant de drain est sensiblement indépendant de V_{ds} . Et une région dite d'avalanche où une augmentation de V_{ds} au dessus de la saturation entraîne une augmentation conséquente de I_d provoquant un claquage .Ce comportement met en jeu un ensemble de phénomènes que nous allons maintenant décrire.

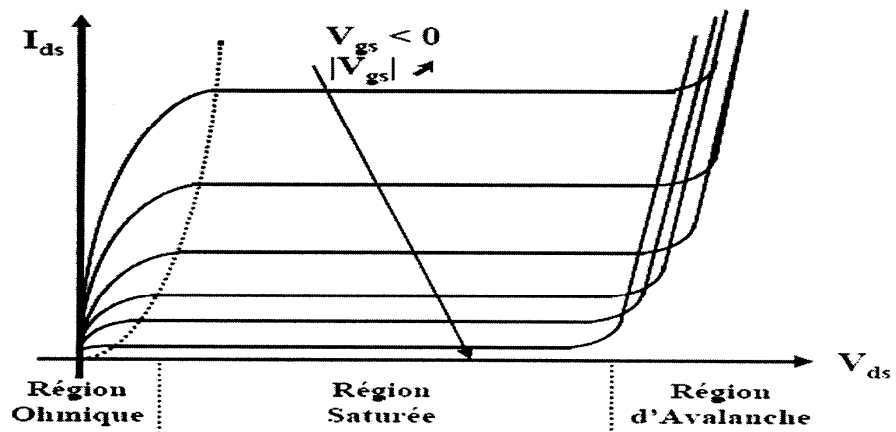


Figure I-10 : Un réseau typique de caractéristiques de sortie du transistor $I_d (V_{ds})$ à $V_{gs} = Ctes$ montrant les trois zones de fonctionnement.

ctionnement linéaire (V_{ds} faible)

Dans cette région, on peut considérer que la vitesse des porteurs dans le canal est proportionnelle au champ électrique (régime de mobilité). L'épaisseur du canal varie peu avec x .

Pour les faibles valeurs de la tension de drain V_{ds} , le canal reste de section sensiblement uniforme sous la grille. Son ouverture (sa hauteur) dépend essentiellement de la tension qui polarise celle-ci. Le dispositif se comporte alors comme une conductance, contrôlée par la grille : I_{ds} est proportionnel champ électrique et donc à V_{ds} .

(ii) REGION SATUREE : Régime de saturation du courant (V_{ds} augmente)

Le champ électrique devient tel que les porteurs atteignent leur vitesse de saturation V_s . I_{ds} varie peu avec V_{ds} . Lorsque la tension de drain s'accroît, la pénétration de la zone de charge d'espace s'accroît à la sortie du canal. L'apparition de ce resserrement provoque le ralentissement de la croissance du courant du drain (figure I-11-3).

(iii) REGION D'AVALANCHE : V_{ds} augmente d'avantage

La jonction grille drain devient fortement polarisée en inverse. Le champ électrique devient localement très important entraînant une ionisation par choc provoquant une avalanche pouvant induire un claquage, donc une limitation de la tension V_{ds} à une valeur admissible sera nécessaire.

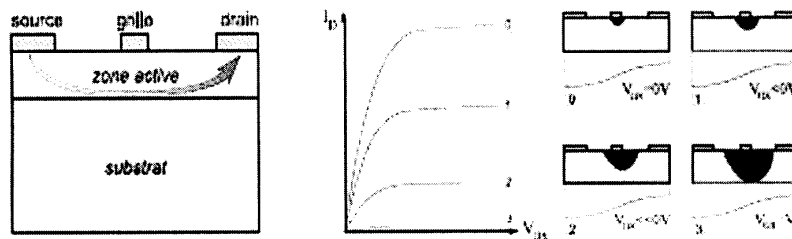


Figure I-11 : En 0, 1, 2) le canal est entièrement ouvert. Le courant est proportionnel à V_{ds} . Le transistor se comporte comme une conductance contrôlée par la grille.

En 3) Le rétrécissement du canal près du drain provoque le ralentissement de la croissance de I_d .

2-3. Régime de saturation du courant:

Trois mécanismes sont alors susceptibles de provoquer la « saturation » du courant de drain : le pincement du canal, la saturation de vitesse en régime de transport stationnaire ou le transfert après régime de survitesse.

• Le pincement du canal

Il est illustré par la figure I-12 Pour une certaine valeur $V_{dsp} = V_{ds} - V_T$ de la tension drain-source, la zone de charge d'espace a rejoint le substrat à la sortie du canal. Celui-ci est donc pincé. On pourrait alors distinguer deux parties dans le canal. En amont du point de pincement P, le canal existe et les électrons y circulent en provenance de la source, sous l'effet du champ longitudinal. La tension entre le point P et la source est celle qui provoque le pincement. Elle demeure donc constante, égale à $V_{gs} - V_T$, quelle que soit la valeur de V_{ds} tant que celle-ci demeure supérieure ou égale à $V_{gs} - V_T$. Le courant fourni par le canal libre et arrive au point P est donc indépendant de V_{ds} pour peu que la géométrie de cette partie libre demeure invariable, c'est-à-dire que le point P reste fixe. Cette géométrie reste cependant sensible à la tension V_{gs} ce qui assure le contrôle du courant I_d par la grille.

En aval du point de pincement P le canal a disparu pour faire place à la région de charge d'espace déserte sous les influences conjointes de la grille et du drain. Mais la composante longitudinale du champ électrique est devenue très importante. Les électrons parvenant au point de pincement sont alors collectés et projetés en direction du contact de drain. Le champ épuise totalement le flux des porteurs parvenant en P. Il est incapable de contrôler ce flux. Ce phénomène est analogue à l'effet du collecteur d'un transistor bipolaire.

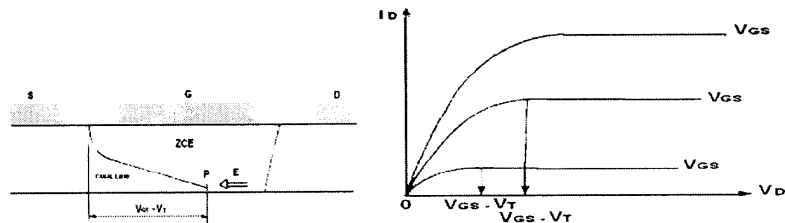


Figure I-12 : Schéma du pincement du canal.

En régime de pincement, lorsque V_{ds} est supérieure à V_{dsp} le point de pincement P a tendance à reculer légèrement vers la source ce qui provoque en général un léger accroissement de I_d lorsque V_{ds} croît.

CHAPITRE I Etat de l'art du transistor MESFET et de la ligne micro ruban

La théorie et l'expérience montrent qu'en fait le pincement total du canal n'est jamais atteint dans le MESFET GaAs (sauf peut être dans les dispositifs à grille très longue ou pour des valeurs très faibles de la différence $V_{gs} - V_T$). L'accroissement très important du champ électrique dans le canal, lorsque celui-ci commence à se resserrer, induit un échauffement des porteurs qui provoque en général leur transfert dans les vallées supérieures de la bande de conduction avant que ne survienne le pincement. Les électrons transférés sont des électrons lents voyageant en vitesse limite. La saturation de la vitesse des porteurs dans la partie resserrée du canal rend alors le courant indépendant de la tension V_{ds} .

Cependant, les phénomènes de transfert dans les vallées supérieures s'accompagnent souvent d'un régime non stationnaire de l'énergie. Nous sommes donc amenés à considérer les deux possibilités exposées ci-après :

• **La saturation de la vitesse électronique en régime quasi statique :**

Lorsque le canal est suffisamment long et lorsque le champ électrique ne croît pas trop rapidement sous la grille. Les électrons peuvent circuler en régime stationnaire de l'énergie. Leur temps de transit doit être largement supérieur au temps de relaxation τ_e de l'énergie. Dans le GaAs avec $\tau_e = 10^{-12}$ s et en supposant pour les électrons une vitesse voisine de 10^7 cm. s⁻¹. On voit que la longueur de la grille doit être, au minimum de l'ordre de 1 μ m.

Dans ces conditions la vitesse des électrons suit la loi quasi statique. Elle se sature lorsque le champ électrique atteint la valeur critique E_c (3,6 kV cm⁻¹ dans GaAs), elle décroît lorsque le champ dépasse cette valeur et se stabilise à la limite V_{sat} (environ $8 \cdot 10^6$ cm. s⁻¹ dans GaAs).

Le ralentissement des électrons provoque leur accumulation dans le canal. Ce qui assure la continuité du courant. Inversement lorsqu'à la sortie du canal le champ électrique commence à décroître et à se rapprocher de sa valeur critique E_c , la vitesse des électrons s'accroît, ce qui provoque une désertion du canal.

• **Le transfert après parcours en survitesse ou en régime quasi balistique.**

C'est le troisième mécanisme susceptible de conduire à la saturation du courant. Il s'observe sous les grilles courtes ($L_g < 1 \mu$ m) où apparaît un gradient de champ électrique intense et sous lesquelles le temps de transit des électrons devient de l'ordre du temps de relaxation de l'énergie. Le régime stationnaire ne pouvant s'établir, les électrons voyagent en survitesse. Leur perte d'énergie dans les collisions contre les phonons optiques polaires est faible. On peut alors considérer que les électrons transforment presque intégralement en énergie cinétique l'énergie potentielle perdue en remontant le champ électrique. Lorsque leur

énergie cinétique atteint environ 0,36 eV les électrons sont transférés dans les vallées L. ralentissent immédiatement et s'accumulent. Le reste de leur parcours dans le canal s'effectue à vitesse constante « saturée » indépendante du champ électrique. Le courant de drain I_d est devenu indépendant de V_{ds} .

1-3 Techniques de caractérisation des MESFET :

Pour caractériser avec précision les performances d'un MESFET trois méthodes essentielles sont à prévoir:

- -La caractérisation statique qui fournit des informations sur les principales caractéristiques courant-tension, les résistances séries et la qualité de la barrière Schottky.
- La caractérisation dynamique aux fréquences basses et moyennes ($f \leq 1 \text{GHz}$) est surtout utilisée pour déterminer avec précision les valeurs des éléments du schéma équivalent afin de concevoir des circuits utilisables en bandes de fréquences large.
- La caractérisation dynamiques aux fréquences hautes ($f > 1 \text{GHz}$) ou la Connaissance des paramètres[S] permet de prévoir la potentialité d'un dispositif donné s'il est intégré dans des circuits spéciaux [amplificateurs convertisseurs – convertisseurs.....] .

3-1-Différentes caractéristiques d'un MESFET :

a- caractéristiques courant-tension d'un MESFET:

On se basant sur ce qui a été déjà présenté au fonctionnement du MESFET on peut affirmer que : en appliquant un tension constante V_{gs} sur la grille et en augmentant la tension drain V_{ds} de la valeur zéro à une valeur positive donnée, on peut examiner le comportement du courant I_{ds} appelé courant du drain selon deux zones (voir Figure I –10).

*zone ohmique ou I_{ds} croît linéairement avec V_{ds} .

* zone de saturation dans ce cas I_{ds} ne dépend pas de V_{ds} mais diminue lorsque V_{gs} augmente (en valeur absolue)

a-1.1a caractéristique de sortie :

La figure représente la caractéristique de sortie donnant l'évolution du courant I_{ds} circulant entre le drain et la source lorsque l'on fait croître la tension V_{ds} et en maintenant la tension V_{gs} grille à une valeur constante, la pente de la caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ (voir figure I-10) qui permet d'évaluer la possibilité de contrôler le courant du drain I_{ds} en agissant sur la

par:

$$g_d = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs} = \text{constante}}$$

a-2. Caractéristique de transfert :

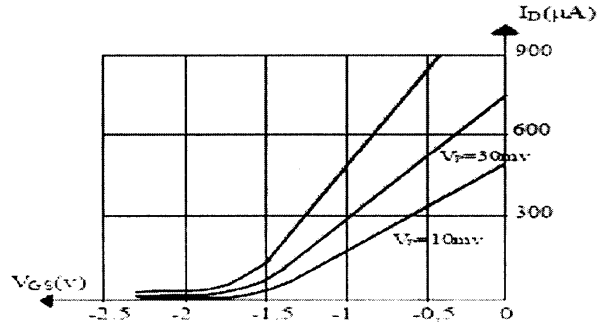


Figure I-13 : Variation du courant de drain I_d en fonction de la tension de grille à faible tension drain-source, détermination de la tension de seuil V_T [3]

La figure I-13 représente la caractéristique de transfert qui n'est autre que la variation du courant I_{ds} en fonction de la tension V_{gs} pour les valeurs constantes de V_{ds} ; la pente de cette caractéristique qui permet de contrôler le courant I_{ds} en agissant sur la tension V_{gs} avec V_{ds} laissée constante, est appelée pente du transistor ou transconductance est donnée par :

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds} = \text{constante}}$$

b- Evaluation des capacités inter électrodes grille- source C_{gs} et grille -drain C_{gd} :

L'ensemble constitué par la métallisation de la grille et la zone dépeuplée est assimilable à une capacité distribuée.

L'évaluation des charges stockées sous la grille permet de calculer les capacités inter-électrodes grille-source C_{gs} et grille-drain C_{gd} en tenant compte des conditions de polarisation. Figures [I-8 et I-9].

Si $d_d(x)$ est la longueur de la couche de déplétion, la charge totale sous la grille peut être donnée par :

$$Q = q.W_o.W \int_0^{w_o} d_d(x) dx$$

D'où l'on tire les capacités inter-électrodes :

$$Cgd = \left(\frac{\partial Q}{\partial V_i} \right)_{V_g = \text{constante}}$$

$$Cgs = \left(\frac{\partial Q}{\partial V_g} \right)_{V_i - V_g = \text{constante}}$$

I-2 Etat de l'art des lignes de transmission:

-Introduction :

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 photolithographiques, 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.

La ligne micro ruban est une ligne planaire réalisée à partir de technique des circuits imprimés. Elle utilisée dans la réalisation des circuit intégrés micro-ondes (CIM) et peut remplacer les guides d'ondes traditionnels pour toutes les applications à faibles puissances. Comparés aux circuits à base de guide d'ondes, les circuits micro rubans sont plus légers et moins encombrants.

Les avantages apportés par la ligne micro ruban ne signifient nullement que les lignes coaxiales et les guides d'ondes doivent être abandonnés. Au contraire, pour certaines applications, ces composants continuent à avoir un rôle important.

Les lignes coaxiales sont très utilisées dans les instruments de mesure (ex : analyseur de spectre). Quand aux guides, ils sont utilisés pour la transmission à grande puissance et dans le domaine millimétrique pour lequel les lignes micro rubans présentent une forte atténuation [18].

CHAPITRE I Etat de l'art du transistor MESFET et de la ligne micro ruban

2-1- Les divers types de lignes utilisées en micro électronique des hyperfréquences

1.1- 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 , de l'ordre de 2.5 à 5.

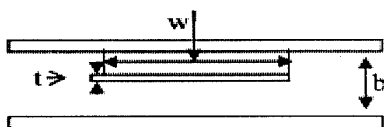


Figure I-14 : Schéma d'une ligne triplaque

1.2- 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.

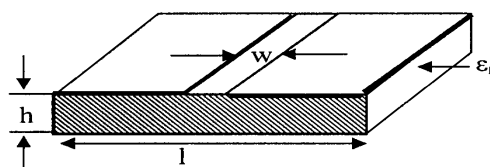


Figure I-15 : la ligne à fente

Elle se prête bien à la mise en court-circuit, à la mise en place d'éléments localisés en parallèles et du 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

comme tel, elle est dispersive et possède une fréquence de coupure par mode de propagation.

1.3-la ligne coplanaire :

Là 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.

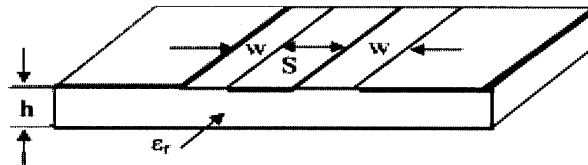


Figure I-16 : schéma de ligne coplanaire

C'est une ligne inhomogène, mais comme le micro ruban on peut l'utiliser en mode quasi T.E.M jusqu'en bande X. elle se prête bien au branchement d'éléments localisés parallèles sans percement du substrat et à la réalisation de stubs série.

1.4- 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).

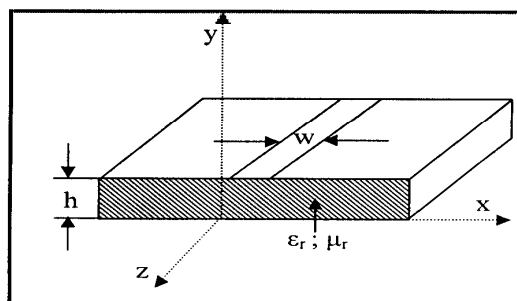


Figure I-17 Schéma d'une ligne micro ruban

lignes 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 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 T.E.M.

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 T.E.M.

1. Constante diélectrique effective ϵ_r

Si la ligne était située dans le vide, son impédance caractéristique :

$$R_{c0} = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$$

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$$

Et sa vitesse de propagation :

L_0 et C_0 étant les constantes linéiques.

Supposons la ligne perturbée par l'introduction du diélectrique support ϵ_r . Nous pouvons calculer sa nouvelle impédance caractéristique et sa nouvelle vitesse de propagation. L'introduction du diélectrique, modifie la capacité et non l'inductance. Appelons C la nouvelle capacité linéique et posons :

$$\epsilon_e = C / C_0$$

ϵ_e est la permittivité effective de la ligne. La nouvelle vitesse de propagation est :

$$c = \frac{1}{\sqrt{L_0 C}} = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0 \epsilon_e}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_e}}$$

La nouvelle impédance caractéristique est :

$$R_c = \sqrt{\frac{L_0}{C}} = \frac{R_{c0}}{\sqrt{\epsilon_e}}$$

CHAPITRE I Etat de l'art du transistor MESFET et de la ligne micro ruban

énergie cinétique atteint environ 0,36 eV les électrons sont transférés dans les vallées L. ralentissent immédiatement et s'accumulent. Le reste de leur parcours dans le canal s'effectue à vitesse constante « saturée » indépendante du champ électrique. Le courant de drain I_d est devenu indépendant de V_{ds} .

1-3 Techniques de caractérisation des MESFET :

Pour caractériser avec précision les performances d'un MESFET trois méthodes essentielles sont à prévoir:

- -La caractérisation statique qui fournit des informations sur les principales caractéristiques courant-tension, les résistances séries et la qualité de la barrière Schottky.
- La caractérisation dynamique aux fréquences basses et moyennes ($f \leq 1 \text{ GHz}$) est surtout utilisée pour déterminer avec précision les valeurs des éléments du schéma équivalent afin de concevoir des circuits utilisables en bandes de fréquences large.
- La caractérisation dynamiques aux fréquences hautes ($f > 1 \text{ GHz}$) ou la connaissance des paramètres [S] permet de prévoir la potentialité d'un dispositif donné s'il est intégré dans des circuits spéciaux [amplificateurs convertisseurs – convertisseurs.....] .

3-1-Différentes caractéristiques d'un MESFET :

a- caractéristiques courant-tension d'un MESFET:

On se basant sur ce qui a été déjà présenté au fonctionnement du MESFET on peut affirmer que : en appliquant une tension constante V_{gs} sur la grille et en augmentant la tension drain V_{ds} de la valeur zéro à une valeur positive donnée, on peut examiner le comportement du courant I_{ds} appelé courant du drain selon deux zones (voir Figure I –10).

*zone ohmique ou I_{ds} croît linéairement avec V_{ds} .

* zone de saturation dans ce cas I_{ds} ne dépend pas de V_{ds} mais diminue lorsque V_{gs} augmente (en valeur absolue)

a-1.1a caractéristique de sortie :

La figure représente la caractéristique de sortie donnant l'évolution du courant I_{ds} circulant entre le drain et la source lorsque l'on fait croître la tension V_{ds} et en maintenant la tension V_{gs} grille à une valeur constante, la pente de la caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ (voir figure I-10) qui permet d'évaluer la possibilité de contrôler le courant du drain I_{ds} en agissant sur la

CHAPITRE I Etat de l'art du transistor MESFET et de la ligne micro ruban

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

Dans lesquelles :

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

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

En réalité ces expressions peuvent seulement permettre de dégrossir un problème nouveau et en utilise souvent des courbes expérimentales (**Figure I-18**) valables pour les matériaux précis pratiqués dans le laboratoire d'études. Il convient d'ailleurs d'ajouter que ces formules ne prennent pas en compte l'épaisseur du ruban métallique.

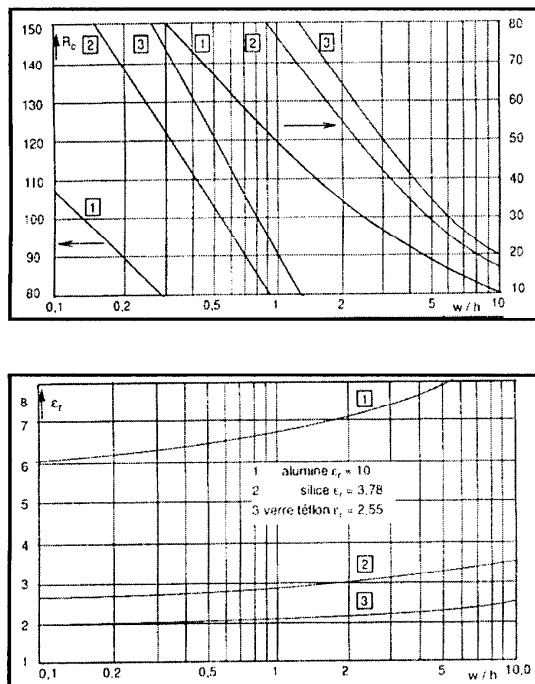


Figure I-18 : Les courbes expérimentales pour les matériaux diélectriques pratiqués

2-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:

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

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

Dans lesquelles :

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

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

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

3-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 :

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

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

CHAPITRE I Etat de l'art du transistor MESFET et de la ligne micro ruban

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

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

4- 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

$$\varepsilon_e(f) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_e}{1 + G(f/f_p)^2}$$

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

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 $f \ll f_p$

5- 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 :

$$\frac{h^2 f^2}{\sqrt{\varepsilon_r}}$$

6-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 d'augmenter 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 $h = 1mm$ jusqu'à $5GHz$, $h = 0.635mm$ jusqu'à $12GHz$, $h = 0.4mm$ jusqu'à $18GHz$. Dans ce dernier cas, on risque d'être

CHAPITRE I Etat de l'art du transistor MESFET et de la ligne micro ruban

géné par les très petites dimensions des circuits et par l'augmentation des pertes. On peut utiliser le quartz $\epsilon_r = 3.78$ à condition d'enfermer le circuit dans un boîtier.

Substrat	Permittivité
Téflon	2.1
Silice	3.78
Alumine	9.6

Tableau I-01 : *Diélectriques utilisés dans la réalisation du substrat*

Conclusion:

Dans ce premier chapitre nous avons vu nécessaire de présenter l'état de l'art du transistor MESFET, à partir d'une étude historique de l'évolution des familles des transistors FET, et passant par une étude détaillée du MESFET de par sa structure, ses différents modes de fonctionnement et sa caractérisation ; puis et à cause de l'omniprésence des lignes de transmission planaires dans la conception des circuits micro ondes, nous avons pris la peine de présenter l'état de l'art des lignes de transmission et principalement de la ligne micro ruban.



PDF Complete

*Your complimentary use period has ended.
Thank you for using PDF Complete.*

[Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features](#)

CHAPITRE II.

Modélisation du transistor MESFET.

Introduction :

Comme il a été nécessaire de connaître les types de caractérisations des dispositifs il est primordial de savoir les approches qui permettent de les réaliser, cela peut être fait par deux approches essentielles :

- ✓ Effectuer des mesures directes sur le composant.
- ✓ Faire des modélisations des caractéristiques du composant

Traditionnellement, la conception des circuits micro-ondes était basée sur des méthodes d'essais et erreurs (cut and try). C'est-à-dire qu'un circuit préliminaire était fabriqué, mesuré et optimisé pour obtenir les performances désirées. Cette approche demandait beaucoup d'efforts et de temps de la part des concepteurs. La CAO (i.e. conception Assisté par ordinateur). Offre une approche différente, car nous pouvons simuler. Optimiser et tester le circuit avant la fabrication.

Le but de l'utilisation de la CAO est d'obtenir des résultats de simulation qui soient identiques. Si non très proche. des résultats de mesure des circuits fabriqués. Pour arriver à ce but, nous comptons sur les bonnes performances des modèles électriques des composants utilisés par les logiciels de simulation.

Dans ce chapitre nous présentons deux modèles le modèle physique de schokley ainsi que le modèle électrique petit signal du transistor MESFET.

Transistor MESFET :

Fondamentalement, Il y a deux types de modèles pour les transistors : le modèle physique qui est dérivé à partir des solutions des équations de base du semi-conducteur, qui dépendent de la géométrie du MESFET et des caractéristiques de dopage. l'autre modèle est celui du circuit électrique équivalent.

Un des inconvénients lors de l'utilisation des modèles physiques dans les simulateurs CAO micro-ondes est le temps d'exécution requis ,qui est très long , le modèle physique résous les équations du semi-conducteur en utilisant un mélange des deux méthodes numérique : méthode des éléments finis et méthode des différences finies . Ces modèles peuvent être très complexes et incluent parfois des formulations détaillées de la physique intrinsèque du transistor. Tous les phénomènes liés au fonctionnement physique du transistor peuvent être caractérisées et inclus dans le modèle. Ces modèles aident à établir l'opération physique précise du dispositif.

1-1.Quelques effets à prendre en compte pour modéliser un MESFET :

(i) dynamique des porteurs :

Modéliser la zone entre E_s (E_s : champ de saturation de la vitesse des électrons) et la saturation de la vitesse pas de loi exacte (En général : expressions analytiques simplifiées).

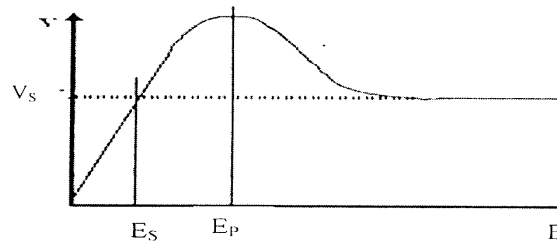


Figure II-1 *champ de saturation de la vitesse des électrons*

(ii) survitesse des électrons :

Si $L < 1 \mu\text{m}$ alors Le temps de transit sous la grille devient du même ordre de grandeur que les temps de relaxation de l'énergie et du moment , sous fort champ électrique, le gaz d'électrons est « hors équilibre » et sa vitesse peut dépasser V_s .

(iii) effets de bords :

L'extension de la ZCE se fait tout autour de la grille entre les zones source grille et grille drain entraînant une modification des capacités, surtout si la grille est courte.

(iv) longueur de Debye :

La transition entre la ZCE et le canal conducteur ne peut être considérée comme abrupte.

(v) domaine stationnaire de haut champ électrique :

Si E augmente alors la vitesse des électrons diminue pour avoir un courant constant alors n augmente impliquant une formation d'un dipôle (voir effet Gunn).

(vi) Effets liés à la couche tampon :

Interface couche active-couche tampon : existence de défauts impliquant une dégradation de la mobilité à l'interface , Si V_{ds} augment d'avantage, il faut prendre en compte les évolutions bidimensionnelles du champ électrique dans le canal c à d injection d'électrons de la couche active vers la couche tampon.

Pour garder une approche simple, un certain nombre de ces hypothèses sont souvent ignorés dans les modèles trouvés dans la littérature (exemple le modèle de Shockley).

1-2. L'approche de la modélisation physique :

Le but de ce paragraphe ne sera pas de donner une vue globale de la modélisation physique d'un MESFET. On se contentera de poser les principales hypothèses qui permettent de comprendre la physique du transistor et on présentera les principaux résultats.

CHAPITRE II

Modélisation du transistor MESFET

Hypothèses :

(1) vitesse de dérive des électrons

$$\begin{cases} V(E) = \mu \cdot \frac{E}{1 + \frac{E}{E_s}} \dots\dots\dots \text{pour } E < E_s \\ V(E) = V_s \dots\dots\dots \text{pour } E > E_s \end{cases} \quad \text{équil-1}$$

Avec :

- ✓ μ : mobilité faible champ
- ✓ E_s : champ de saturation de la vitesse des électrons
- ✓ E_c : paramètre d'ajustement

(2) transition canal-ZCE abrupte

(3) densité d'électrons dans le canal

$$\begin{cases} n(x) = N_D \dots\dots\dots \text{pour } x < E_s \\ n(x) = 0 \dots\dots\dots \text{pour } x > E_s \end{cases} \quad \text{équil-2}$$

(4) injection dans la couche tampon

Pour un champ électrique élevé, on doit prendre en compte une largeur supplémentaire pour le canal conducteur. Ainsi, de manière générale, le courant de drain pour une couche active de densité électronique $n(x)$ sera donné par :

$$I_{ds} = q \cdot n(x) \cdot Z \cdot (H - W(x)) \cdot V(E(x)) \quad \text{équil-3}$$

Avec : H l'épaisseur de la couche active et $W(x)$ l'épaisseur de la ZCE au point x

En régime non saturé pour lequel $n(x) = N_D$, on aura de plus par solution de l'équation de Poisson dans le canal :

$$W(x) = \sqrt{2\epsilon \frac{(V_B - V_{gs} + R_S \cdot I_{ds} + V(x))}{q \cdot N_D}} \quad \text{équil-4}$$

Comme on peut le voir dans ces deux équations, I_{ds} interviendra de part et d'autre de l'égalité. Il est donc impossible ou très complexe d'obtenir une relation analytique explicite de I_{ds} en fonction des paramètres physiques et électriques de la structure. Le but du « jeu » est de manipuler ces différentes équations en fonction des conditions de fonctionnement, régime

ent, on fait apparaître un certain nombre de paramètres d'ajustement qui permettent de « reconstituer » les réseaux de caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$ à V_{gs} donnée.

Regardons néanmoins comment évoluent les grandeurs caractéristiques $n(x)$, $E(x)$ et $v(x)$ dans la couche active pour un point de fonctionnement en régime « saturé » (cas le plus complexe).

Un graphique s'impose :

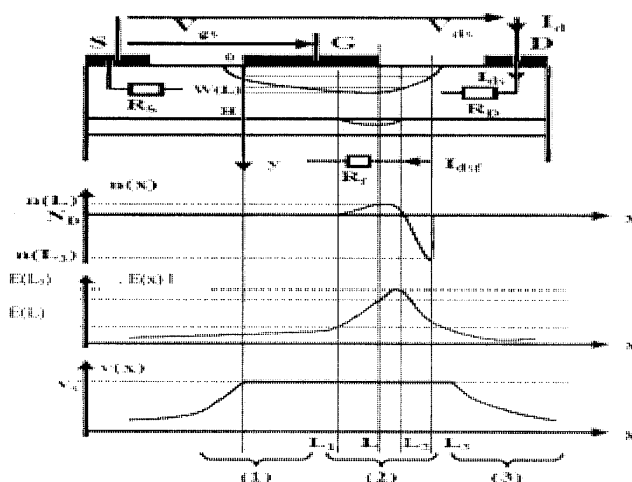


Figure II-02 : évolution des grandeurs caractéristiques $n(x)$, $E(x)$ et $v(x)$ dans la couche active pour un point de fonctionnement en régime « saturé »

On peut définir 3 régions :

(1) $E < E_s$: on est en régime de mobilité, la concentration des porteurs dans le canal est constante $n(x) = N_D$.

(2) E devient supérieur à E_s : plusieurs effets apparaissent :

- ✓ la densité électronique dans le canal change ($n \neq N_D$) et compte tenu de la vitesse qui diminue, il y a formation d'un domaine dans le canal. Pour assurer la continuité du courant, il y a variation de la largeur de la zone désertée sous la grille.
- ✓ il y a aussi injection d'électrons dans la couche tampon.

(3) E redevient inférieur à E_s : il y a retour à l'équilibre avec la zone de désertion classique dans la direction x pour compenser l'accumulation due à la chute de mobilité.

il peut y avoir de plus injection parasite d'électrons dans le substrat.

Enfin, dans le cadre de ces modèles, il faudra pour déterminer les capacités calculer la charge dans la zone dépeuplée en prenant en compte l'extension de la zone de charge d'espace coté source et coté drain (appelons ces limites a^* avec $a^* < 0$ [début de grille dans la direction x] et b^* avec $b^* > L$ [fin de la grille dans la direction x]).

$$Q \approx q \cdot N_D \cdot Z \cdot \int_{a^*}^{b^*} W(x) \cdot dx \quad \text{équill-5}$$

Que l'on ajustera en fonction de la forme de la ZCE.

1-3 les modèles physiques

3-1 Le modèle de Shockley : [20]

On attribut le premier essai de modélisation des transistor à effet de champ à Shockley dans son article célèbre qui a servi de référence à plusieurs tentatives de modélisation

Le modèle Shockley contient un certain nombre hypothèses simplificatrices :

- ✓ La concentration du dopage dans la zone active était prise constante et égale à N_D .
- ✓ Le transistor considéré était intrinsèque c'est a dire supposé sans résistances d'accès depuis les contacts ohmiques du drain et de la source jusqu'a la grille ($R_s \sim R_u = 0$).
- ✓ Sous la grille, la région était divisée en une zone entièrement vide de porteurs et un canal conducteur neutre (approximation abrupte).
- ✓ La vitesse des porteurs était supposée proportionnelle au champ électrique.

Ce modèle introduisait l'hypothèse du "canal graduel" elle repose sur le fait que le gradient longitudinal du champ électrique dans la zone de charge d'espace sous la grille est négligeable comparé au gradient transversal en conséquence l'équation de poisson s'écrit:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \approx \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon} N_D(x, y) \quad \text{équill-6}$$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

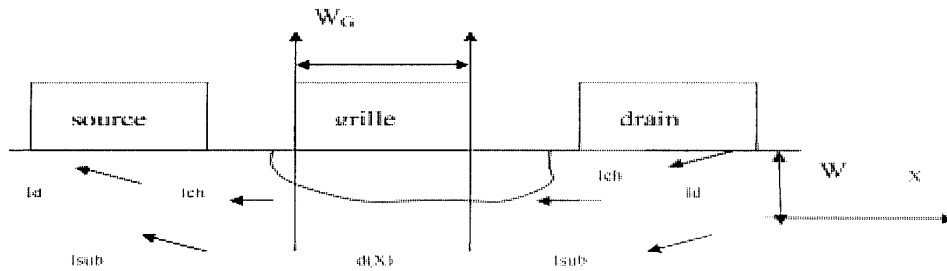


Figure II-03: Géométrie d'un MESFET. [20]

Selon [20] Schokley estime que la Saturation du courant est atteinte quand le champ électrique moyen sous la grille atteint la valeur:

$$E_s = \frac{v_s}{\mu} \tag{équII-7}$$

Où v_s est la vitesse de saturation des électrons.

μ : est la mobilité

L'équation fondamentale des transistors a effet de champ est donnée par:

$$I_{ch} = g_0 \left[V_i - \frac{2}{3} \frac{(V_i + V_{bi} - V_G)^{3/2} - (V_{bi} - V_G)^{3/2}}{V_{p0}^{1/2}} \right] \tag{équII-8}$$

- I_{ch} est le courant dans le canal
- V_i : la chute de tension à travers la grille
- V_{bi} : est la tension barrière de jonction
- V_G : est la tension de grille.

$$g_0 = \frac{q \cdot \mu \cdot N_D \cdot W \cdot A}{W_G} \tag{équII-9}$$

Avec v_{p0} la tension de pincement donnée par :

$$V_{p0} = \frac{q \cdot N_D \cdot A^2}{2\epsilon_0 \epsilon} \tag{équII-10}$$

- N_D : est la densité des donneurs
- ϵ_0 : permittivité du vide
- $\epsilon_0\epsilon$: permittivité du S.C
- W_G : largeur de la grille
- W : largeur du canal

L'équation [II-8] est valable quand :

$$V_i \leq V_s = E_s \cdot W_G \quad \text{équII-11}$$

Pour les paramètres types d'un MESFET ($W_G \approx 1\mu m$)

$$V_s \ll (V_{bi} - V_{Gi}) \quad \text{équII-12}$$

et le courant du canal est presque linéaire jusqu'au point de saturation

$$I_{ch} \approx g_0 \left[1 - \frac{A_0}{A} \right] \cdot V_i = g_d V_i \quad \text{équII-13}$$

$$A_0 = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0(V_{bi} - V_{Gi})}{qN_D} \right]^{1/2} = A \left[\frac{V_{bi} - V_{Gi}}{V_{r0}} \right]^{1/2} \quad \text{équII-14}$$

$$g_d \approx g_0 \left[1 - \frac{A_0}{A} \right] : \text{est la conductance du drain} \quad \text{équII-15}$$

$$\text{Le courant de saturation est donné par: } I_{sat} = g_d \cdot V_{s_i} \quad \text{équII-16}$$

Pour Schockley la transconductance g_m dans la région de saturation est exactement égale à la conductance du drain g_d dans la région linéaire donnée par [II-13]

D'après Schokley, la largeur de la couche de déplétion est donnée par:

$$d_d(x) = A \cdot \left(\frac{V(x) + V_{bi} - V_{Gi}}{V_{r0}} \right) \quad \text{équII-17}$$

$V(x)$: est la chute de tension entre les points 0 et x avec $V(w_G) = V_i$

De l'inégalité [II-11], on peut tirer une expression plus simple de $d_d(x)$ en utilisant une méthode itérative:

$$d_d(x) = A \cdot \left(\frac{E_s \cdot x + V_{bi} - V_{Gi}}{V_{r0}} \right)^{1/2} \quad \text{équII-18}$$

tion, on peut trouver la charge totale sous la grille dans la région

linéaire quand ($V_i \leq V_s$).

$$Q = qN_D W \int_{0}^{W_G} d_{ei}(x) dx \quad \text{équII-19}$$

$$Q = 2 \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{W \cdot W_G (\epsilon \epsilon_0 \cdot q \cdot N_D)^{1/2}}{V_i} \cdot [(V_i + V_m - V_G)^{3/2} - (V_m - V_G)^{3/2}] \quad \text{équII-20}$$

En tenant compte de [II-11] on trouve:

$$Q \approx qN_D \cdot A_0 \cdot W \cdot W_G \quad \text{équII-21}$$

Maintenant on peut tirer les expressions des capacités inter-électrodes grille-drain et grille-source C_{gd} et C_{gs} Commesuit:

$$C_{gd} = \left(\frac{\partial Q}{\partial V_i} \right)_{V_G = \text{constante}} = 2 \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{W \cdot W_G (\epsilon \epsilon_0 \cdot q \cdot N_D)^{1/2}}{V_i^2} \left[\frac{2}{3} \cdot V_i \cdot (V_i + V_m - V_G)^{1/2} - (V_i + V_m - V_G)^{3/2} + (V_m - V_G)^{3/2} \right] \quad \text{équII-22}$$

$$C_{gs} = \left(\frac{\partial Q}{\partial V_i} \right)_{V_G = \text{constante}} = 2 \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{W \cdot W_G (\epsilon \epsilon_0 \cdot q \cdot N_D)^{1/2}}{V_i^2} \left[(V_i + V_m - V_G)^{3/2} - (V_m - V_G)^{3/2} - \frac{3}{2} V_i (V_m - V_G)^{1/2} \right] \quad \text{équII-23}$$

3-2 Les modèles empiriques :

L'approche générale de modélisation empirique est d'examiner en premier lieu les caractéristiques mesurées et puis de chercher la fonction mathématique qui se comporte de la même manière, cette la fonction mathématique contient des paramètres d'ajustement qui en leur attribuant des valeurs vont agir sur les grandeurs physiques et les pentes des courbes des caractéristiques du dispositif.

L'justement des paramètres du modèle va pousser la fonction choisie à mieux approximer les données mesurées.

* **Le premier modèle [22]** : C'est un modelé grand signal ou le courant du drain I_{ds} en fonction de la tension du drain V_{ds} ainsi que la tension de grille V_{gs} est donné par :

$$I_{ds} = b_1 \cdot V_{ds} \cdot V_{eff}^3 + \frac{b_4 \cdot V_{ds} (b_2 + b_3 \cdot V_{ds}) \cdot V_{eff}^2 + b_5 \cdot V_{ds} (b_2 + b_3 \cdot V_{ds}) \cdot V_{eff}}{\sqrt{(1 + g \cdot V_{gst})^2 + V_{ds}^2} \cdot (b_2 + b_3 \cdot V_{ds})^2}$$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

$$V_{gs} - V_{to} + \gamma \cdot V_{ds}$$

$$V_{eff3} = \frac{1}{2} (V_{gst}(1 + c_{pin}) + \sqrt{V_{gst}^2 + V_{ST}^2} (1 - c_{pin}))$$

$$V_{eff} = V_{ST} \cdot ((1 + M_{VST} \cdot V_{ds}) \cdot \ln(1 + e^{V_{eff3} / (V_{ST} \cdot (1 + M_{VST} \cdot V_{ds}))}))$$

V_{to} est la tension de pincement et γ ; b_1 ; b_3 ; b_2 ; b_4 ; b_5 ; g ; V_{ST} ; M_{VST} ; c_{pin} : sont les paramètres du modèle

**** - Le deuxième modèle [23]** : C'est aussi un modèle grand signal ou le courant du drain I_{ds} en fonction de la tension du drain V_{ds} ainsi que la tension de grille V_{gs} est donné par :

$$I_{ds} = a_1 \cdot V_{eff}^3 + a_2 \cdot V_{eff}^2 + a_3 \cdot V_{eff}$$

$$I_{ds} = a_1 \cdot V_{gs}^3 + a_2 \cdot V_{gs}^2 + a_3 \cdot V_{gs}$$

Avec : $a_1 = b_1 \cdot V_{ds}$

$$a_2 = b_4 \cdot \frac{V_{dseff}}{\sqrt{1 + V_{dseff}^2}}$$

$$a_3 = b_5 \cdot \frac{V_{dseff}}{\sqrt{1 + V_{dseff}^2}}$$

$$V_{dseff} = \frac{b_2 \cdot V_{ds} + b_3 \cdot V_{ds}^2}{1 + g \cdot V_{gst}}$$

$$V_{eff} = \frac{1}{2} (V_{gst} + \sqrt{V_{gst}^2 + \delta^2})$$

$$V_{gst} = V_{gs} - V_{to} + \gamma \cdot V_{ds}$$

V_{to} est la tension de pincement et γ ; δ ; b_1 ; b_3 ; b_2 ; b_4 ; b_5 ; g sont les paramètres du modèle

3-le modèle Curtice pour le calcul des capacités inter- électrodes : [24]

W.R.Curtice a proposé pour modéliser les capacités inter- électrodes grille-source C_{gs} et grille-drain C_{gd} en fonction de la tension de grille-source V_{gs} et la tension de grille-drain V_{gd} les équations suivantes :

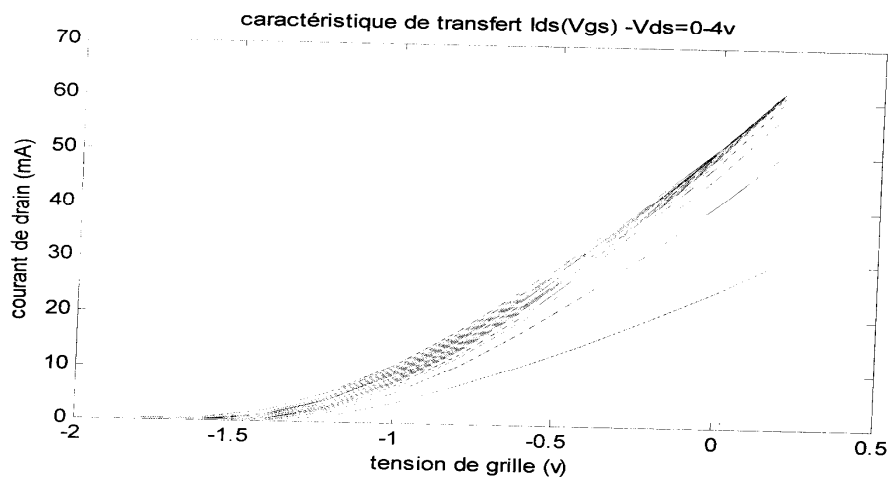
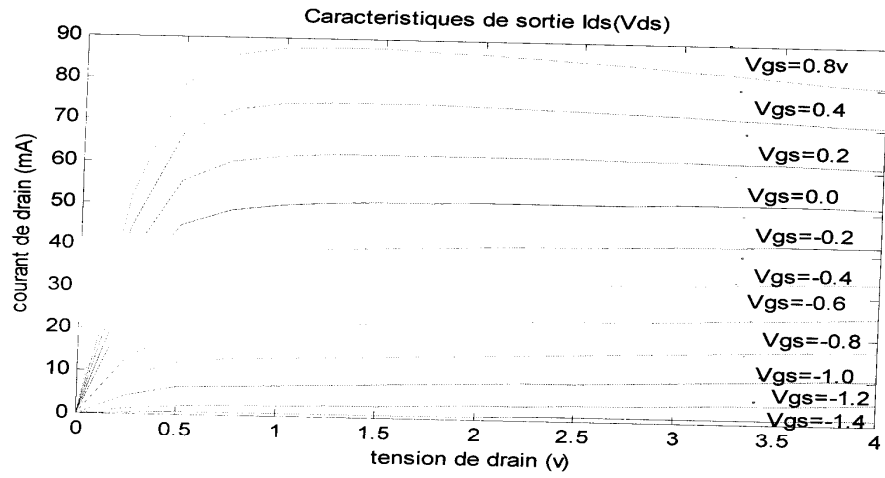
$$C_{gs} = C_{gso} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - V_{gs} / V_b}}$$

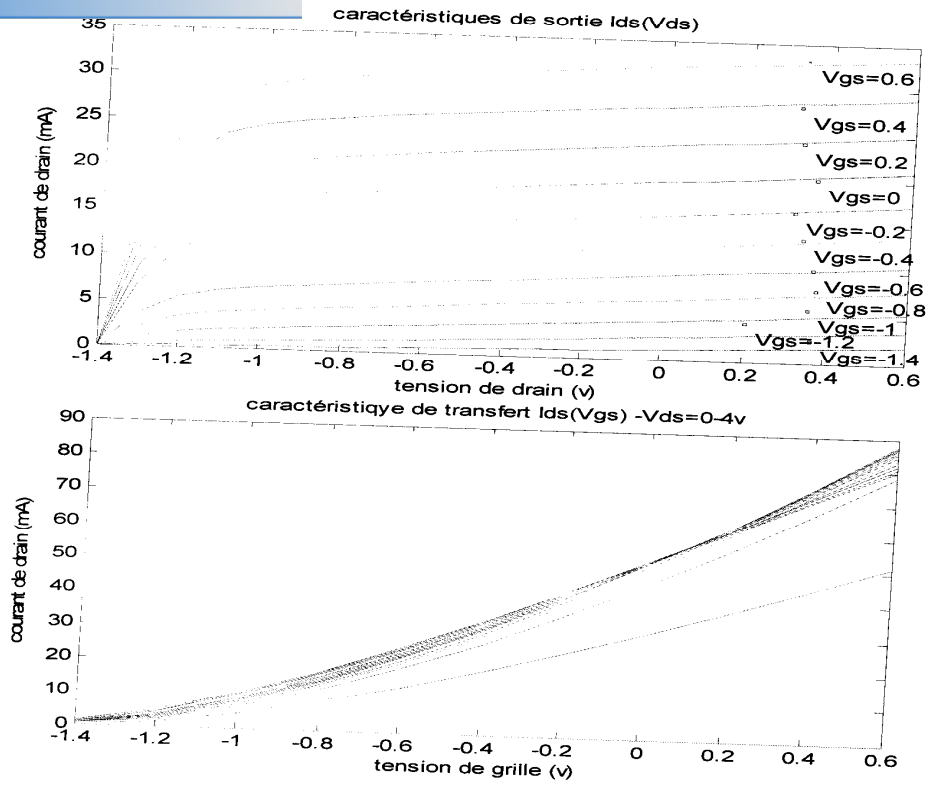
$$C_{gd} = C_{gdo} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - V_{gd} / V_b}}$$

Avec C_{gdo} et C_{gso} les paramètres du modèle et V_b est la tension de barrière

Caractéristiques du MESFET simulées par MATLAB à partir des modèles empiriques précédents:

1. Premier modèle :





3. le modèle Curtice pour le calcul des capacités inter-électrodes

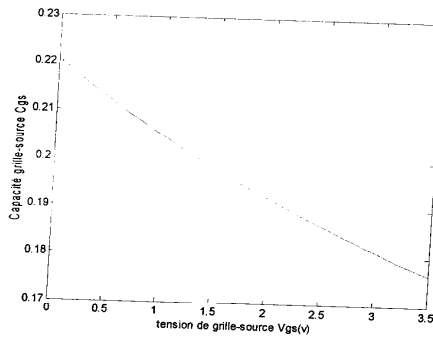
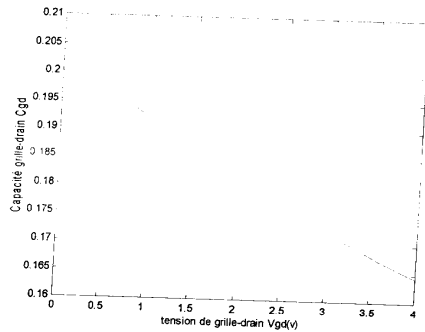


Figure équivalent : [5]

Pour les outils de CAO, une description nodale des circuits est souvent nécessaire, il faut donc établir un schéma équivalent sous forme d'une association de dipôles. On peut toujours créer un schéma équivalent qui « fitte » les résultats expérimentaux de mesures d'impédances et/ou de paramètres de répartition (matrices S).

Une démarche plus rigoureuse est d'essayer de créer un schéma équivalent dont chaque élément localisé puisse être relié à un phénomène physique bien compris. Ceci permettra alors de faire des allers et retours efficaces entre conception, réalisation et performances attendues.

2-1 La topologie du circuit équivalent petit –signal d'un transistor MESFET :

On s'attachera toujours à différencier la partie **INTRINSEQUE** (« partie active du composant ») de la partie **EXTRINSEQUE** (« termes d'accès et de connectique »). La topologie du circuit équivalent d'un transistor MESFET peut être déduite à partir de la configuration physique du dispositif. Figure II-5-a. Le modèle complet du transistor. Incluant les effets parasites du boîtier dans lequel le transistor est monté, est donnée par la figure II-5-b .

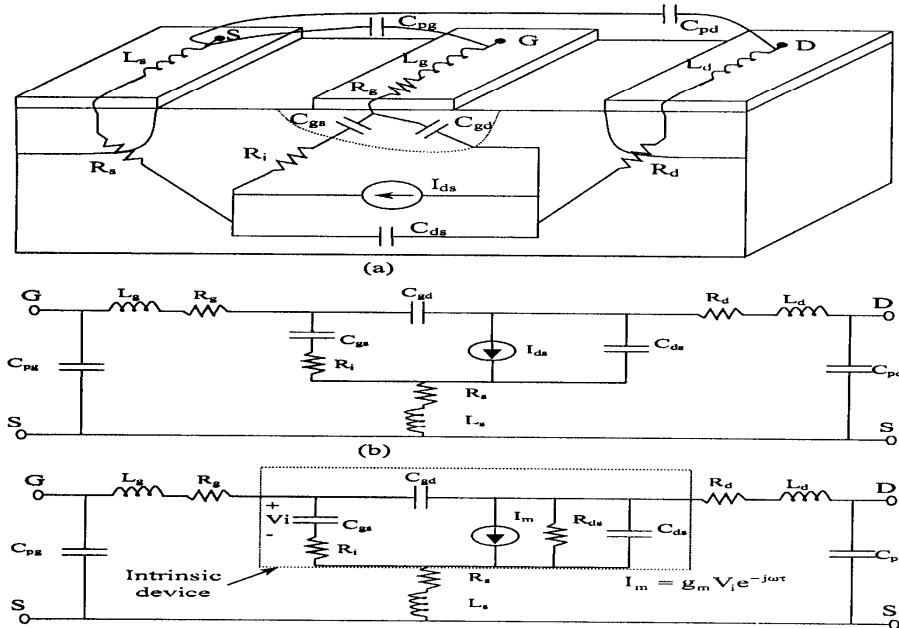


Figure II-09 : modèle du MESFET présentant les origines physiques de ces éléments: (a) origines physiques de chaque élément, (b) modèle large-signal, (c) modèle petit-signal

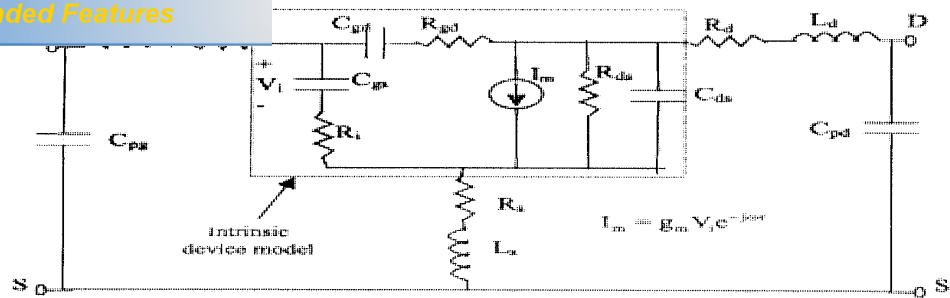


Figure 11-10 : modèle petit-signal du MESFET [5].

Le circuit peut être divisé en deux parties :

Les éléments intrinsèques : g_m , C_{gs} , C_{gd} , C_{ds} , R_{ds} , R_g et τ qui sont dépendants de la polarisation .

Les éléments extrinsèques : L_g , R_g , C_{pg} , L_s , R_s , C_{ps} , L_d , R_d , et C_{pd} qui sont indépendants de la polarisation.

2-2. La signification physique des différents éléments du circuit intrinsèque :

(1) Temps de transit, transconductance et conductance de sortie

La source de courant est liée au déplacement des électrons de la source vers le drain dans le canal conducteur. Elle dépend donc de V_{gs} et V_{ds} ...

Ecrivons-le sous la forme $I_{ds}(t) = f(V_{gs}(t-\tau), V_{ds}(t))$

avec $V_{gs}(t) = V_{gs0} + v_{gs}(t)$

$V_{ds}(t) = V_{ds0} + v_{ds}(t)$

$I_{ds}(t) = I_{ds0} + i_{ds}(t)$

V_{gs0}, V_{ds0}

τ est le temps de transit des électrons sous la grille :

$$\tau = \int_0^{L_i} \frac{dx}{V(E(x))} \text{ (en régime saturé } \approx \frac{L_i - L_0}{V_s})$$

Ce temps traduit le retard entre l'excitation $v_{gs}(t)$ et la réponse $i_{ds}(t)$. Il sera d'autant plus faible que la grille sera courte conduisant à une amélioration des performances fréquentielles. (Ordre de grandeur ~ qq ps)

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

$i_{ds}(t)$ peut s'écrire :

$$i_{ds}(t) = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}=0} V_{gs}(t - \tau) + \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}0} V_{ds}(t)$$

En régime harmonique, par transformée de Fourier, on obtient

$$i_{ds}(w) = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}=0} e^{-jw\tau} V_{gs}(w) + \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}0} V_{ds}(w)$$

On définit alors :

$$g_{m0} = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}0} \text{ est appelée transconductance avec } g_m = g_{m0} \cdot e^{-jw\tau}$$

$$\text{Et } g_{d0} = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}0} \text{ est appelée conductance de sortie}$$

(2) Capacités C_{gs} et C_{gd} :

On va procéder de la même manière pour le calcul des capacités

En écrivant la variation de la charge emmagasinée sous la grille :

$$Q(t) = h(V_{gs}(t), V_{gd}(t))$$

$$\text{Avec } Q(t) = Q_0 + q(t)$$

$$V_{gd}(t) = V_{gd0} + v_{gd}(t)$$

$$\text{On écrit alors : } q(t) = \left. \frac{\partial Q}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{gd}0} V_{gs}(t) + \left. \frac{\partial Q}{\partial V_{gd}} \right|_{V_{gs}0} V_{gd}(t)$$

$$\text{On définit : } C_{gs} = \left. \frac{\partial Q}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{gd}0} \text{ La capacité grille source}$$

$$C_{gd} = \left. \frac{\partial Q}{\partial V_{gd}} \right|_{V_{gs}0} \text{ La capacité grille drain}$$

Le courant de déplacement sous la grille peut être écrit :

$$i_g(t) = C_{gs} \frac{d}{dt} V_{gs}(t) + C_{gd} \frac{d}{dt} V_{gd}(t)$$

(3) Résistance Ri :

C'est le paramètre le plus délicat à calculer car il présente un caractère distribué...

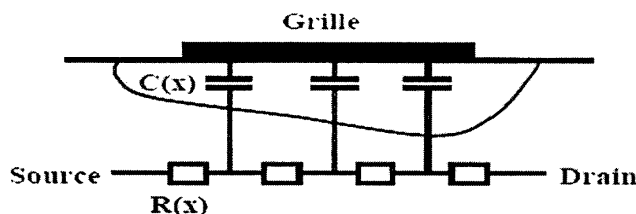


Figure II-11 : Modélisation de la partie du canal sous la grille

La partie du canal sous la grille doit être considérée comme une ligne de transmission R-C non uniforme. L'impédance d'entrée de cette ligne (calcul complexe) est considérée équivalente à la capacité C_{gs} en série avec une résistance que l'on appelle R_i .

(4) Fréquences caractéristiques:

- **Fréquence de coupure :**

Pour calculer f_T , on fait l'étude du gain quand la sortie est court-circuitée, en négligeant

C_{gd} , on calcule $\left. \frac{i_d}{i_g} \right|_{V_d=0}$ f_T est défini quand ce terme vaut 1 et est donnée par la relation :

$$f_T = \frac{g_{m0}}{2\pi C_{gs}} \quad \left[\frac{g_{m0}}{C_{gs}} = \frac{V_s}{L} = \frac{1}{\tau} \right]$$

- **Fréquence maximale d'oscillation :**

Cette fréquence est calculée quand le gain unilatéral vaut 1 ; on a adaptation en entrée et en sortie, elle donnée par la relation :

$$f_{max} = \frac{g_{m0}}{4\pi C_{gs}} \sqrt{\frac{1}{R_i \cdot g_{d0}}}$$

La détermination de tous les éléments que nous venons de définir passe, pour un transistor donné, par des étapes de caractérisation en continu et en dynamique du composant. Avec les mesures et les différentes méthodes d'extraction qui existent, on peut très facilement (surtout en utilisant « sans réfléchir » les procédures d'optimisation des logiciels

ultats «cohérents » défiant pourtant toutes les lois de la physique.

La connaissance des ordres de grandeurs « a priori » et des mécanismes physiques mis en jeu est un bon pré-requis pour aboutir au « bon » schéma équivalent, tant le nombre de paramètres est important.

2.4-Calcul des paramètres $[Y_{ij}]$ du schéma équivalent intrinsèque petit signal du transistor MESFET : [6]

Soit la Figure II-06 donnant le schéma équivalent petit signal du transistor MESFET montrant la partie intrinsèque modélisant le transistor.

Dans cette étude on ne va s'intéresser qu'à la partie encadrée du schéma globale qui représente la partie intrinsèque modélisant le transistor.

Les paramètres $[Y_{ij}]$ sont donnés directement pour le détail du calcul voir annexe A1

$$I_{gs} = Y_{11} \cdot V_{gs} + Y_{12} \cdot V_{ds}$$

$$I_{ds} = Y_{21} \cdot V_{gs} + Y_{22} \cdot V_{ds}$$

.Le système précédent sera écrit sous forme matricielle comme suit :

$$\begin{bmatrix} I_{gs} \\ I_{ds} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{gs} \\ V_{ds} \end{bmatrix}$$

On peut tirer les éléments $[Y_{ij}]$ (les admittances) du transistor en fonction des éléments intrinsèques du transistor comme suit :

$$Y_{11tr} = \frac{1}{R_g + \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_{gs}}} + j \cdot \omega \cdot C_{gd}$$

$$Y_{12tr} = -j \cdot \omega \cdot C_{gd}$$

$$Y_{21tr} = \frac{g_m \cdot \tau}{1 + j \cdot \omega \cdot \tau} \cdot \frac{1}{C_{gs}} - j \cdot \omega \cdot C_{gd}$$

$$Y_{22tr} = \frac{1}{R_{ds}} + j \cdot \omega \cdot (C_{gd} + C_{ds})$$

Extrinsèques et intrinsèques.[2] [6]

L'extraction d'un modèle électrique consiste à déterminer les valeurs des éléments extrinsèques puis à en déduire les valeurs des éléments intrinsèques quel que soit le point de polarisation du transistor.

La qualité finale du modèle dépend fortement de la précision avec laquelle sont estimés les éléments extrinsèques du circuit équivalent. Pour cela, nous utilisons une méthode par optimisation basée sur le fait qu'il n'existe qu'un seul jeu de paramètres extrinsèques ($R_g, L_g, C_{pg}, R_d, L_d, C_{pd}, R_s, L_s$) pour lequel les paramètres intrinsèques ($G_m, G_d, C_{gs}, C_{gd}, C_{ds}, R_i, R_{gd},$) sont indépendants de la fréquence.

L'algorithme d'optimisation utilise la méthode du recuit simulé afin de s'affranchir des minimums locaux. Son principe est le suivant :

Pour un jeu de paramètres extrinsèques donnés, on extrait la matrice admittance intrinsèque $[Y]^{int}$ à partir des paramètres $[S]$ mesurés (extraction directe). La matrice $[Y]^{int}$ est obtenue par transformations successives de la matrice $[S]$ mesurée (Figure II-8).

Ensuite, à partir de la matrice admittance intrinsèque, on calcule analytiquement l'ensemble des paramètres intrinsèques du modèle. Cette méthode est utilisable car le nombre d'éléments du modèle correspond exactement au nombre des paramètres mesurés (8 paramètres).

$$(1) C_{gd} = \frac{-\text{Im}[Y_{12}]}{\omega} \left[1 + \left(\frac{\text{Re}[Y_{12}] + G_d g_d}{\text{Im}[Y_{12}]} \right)^2 \right]$$

$$(2) R_{gd} = \frac{-(\text{Re}[Y_{12}] + G_d g_d)}{C_{gd}^2 \omega^2} \left[1 + \left(\frac{\text{Re}[Y_{12}] + G_d g_d}{\text{Im}[Y_{12}]} \right)^2 \right]$$

$$(3) C_{gs} = \frac{\text{Im}[Y_{12}] + \text{Im}[Y_{11}]}{\omega} \left[1 + \left(\frac{\text{Re}[Y_{12}] + \text{Re}[Y_{11}] - G_d g_s}{\text{Im}[Y_{12}] + \text{Im}[Y_{11}]} \right)^2 \right]$$

$$(4) G_d = \text{Re}[Y_{12}] + \text{Re}[Y_{22}]$$

$$(5) C_{ds} = \frac{1}{\omega} (\text{Im}[Y_{12}] + \text{Im}[Y_{22}])$$

$$(6) R_i = \frac{(\text{Re}[Y_{12}] + \text{Re}[Y_{11}] - G_d g_s)}{C_{gs}^2 \omega^2} \left[1 + \left(\frac{\text{Re}[Y_{12}] + \text{Re}[Y_{11}] - G_d g_s}{\text{Im}[Y_{12}] + \text{Im}[Y_{11}]} \right)^2 \right]$$

$$(7) G_m = \sqrt{(A^2 + B^2)(1 + R_i^2 \cdot C_{gs}^2 \cdot \omega^2)}$$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

$$(8) \quad Y_{11} = \frac{C_{gs} \cdot \omega}{\omega^2 + C_{gs} \cdot \omega} \left(A - B \cdot R_t \cdot C_{gs} \cdot \omega \right)$$

$$A = \text{Re}[Y_{21}] - \text{Re}[Y_{12}], \dots B = \text{Im}[Y_{21}] - \text{Im}[Y_{12}]$$

Enfin, chaque élément est calculé pour chaque point de fréquence mesuré lors de la caractérisation du transistor.

On obtient ainsi les dispersions des éléments intrinsèques avec la fréquence : $C_{gs}(\omega)$, $C_{ds}(\omega)$, $C_{gd}(\omega)$, $g_m(\omega)$, $g_d(\omega)$, $\tau(\omega)$, $R_{gd}(\omega)$, $R_i(\omega)$. Les valeurs finales retenues pour les éléments intrinsèques du circuit résultent d'une moyenne fréquentielle dans la bande de mesure. On recommence l'opération jusqu'à avoir une dispersion fréquentielle minimale des éléments intrinsèques.

Pour déterminer les bornes de certains éléments extrinsèques qui vont être optimisés, nous polarisons le transistor à $V_{ds} = 0V$ et $V_{gs} \gg V_p$. Pour une densité de courant de grille suffisamment importante, l'influence des capacités (C_{pd} , C_{pg} , C_{gs} , C_{ds} et C_{gd}) devient négligeable. Les paramètres [S] du transistor se réduisent alors à des expressions dont les parties réelles sont indépendantes de la fréquence alors que les parties imaginaires varient linéairement. On obtient alors:

$$(9) \quad \text{Im}[Z_{11}] = j\omega(L_s + L_g)$$

$$(10) \quad Z_{21} = Z_{12} = \left(R_s + \frac{R_c}{2} + j\omega L_s \right) \dots \dots \text{ou } R_c \text{ est la résistance du canal}$$

$$(11) \quad Z_{22} = R_s + R_d + R_c + j\omega(L_s + L_d)$$

(12) $\text{Re}(Z_{22}) = R_d + R_s + R_c = R_{on}$, (permet de vérifier la cohérence du modèle entre les mesures I(V) et paramètres [S])

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

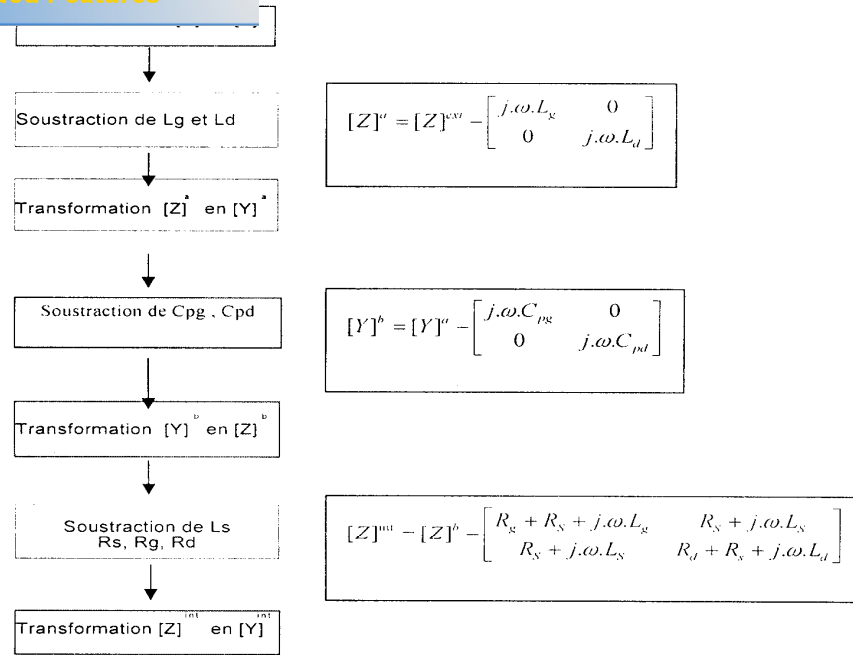


Figure II-12 : détermination de la matrice admittance intrinsèque du transistor.[6]



PDF
Complete

*Your complimentary
use period has ended.
Thank you for using
PDF Complete.*

[Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

théorie de la méthode itérative avec sources auxiliaires localisées

CHAPITRE III.

Théorie de la méthode itérative avec sources auxiliaires localisées.

III- Théorie de la méthode itérative : [1], [33]

III -1-Présentation de structure :

Afin de présenter la nouvelle formulation de la méthode itérative avec sources auxiliaires localisées, nous considérons la structure d'étude simple couche de la figure III-1, représentant un circuit planaire passif quelconque intégrant un élément localisé. Ce circuit est situé à l'interface (Ω) entre deux milieux diélectriques de permittivités relatives ϵ_{r1} et ϵ_{r2} supposés sans pertes. Toute la structure est excitée par deux sources de champ localisé et placée dans une cavité à parois électriques ou magnétiques

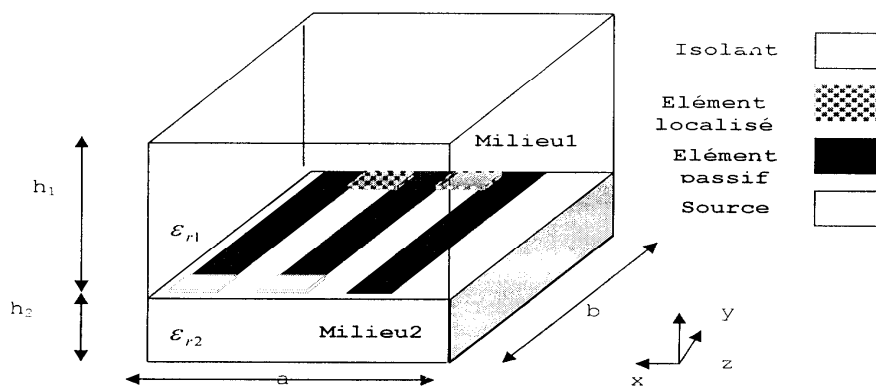


Figure III-1 : structure planaire quelconque intégrant un élément localisé.[3]

III -2-Définition des ondes incidentes et réfléchies :

Soient deux milieux diélectriques distincts caractérisés par ϵ_{r1} et ϵ_{r2} , séparés par le plan de discontinuité (Ω) d'épaisseur négligeable sur lequel est déposé le circuit à traiter (Figure III-1 Figure III-2). Les champs électromagnétiques tangentiels définis dans les plans de référence Ω_1 et Ω_2 , pris suffisamment proches de Ω , génèrent des ondes dans chacun des milieux situés à la périphérie de l'interface (Ω).

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

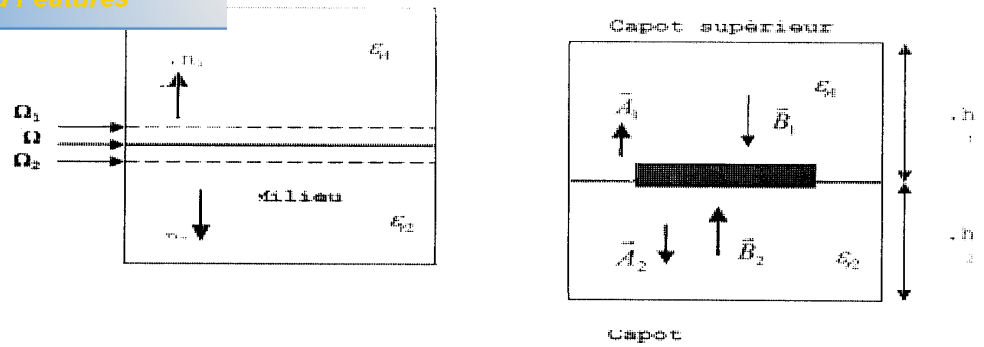


Figure III—2 : Définition des ondes incidentes et réfléchies.

Le concept d'onde est introduit pour exprimer les grandeurs électromagnétiques, champ électrique et densité du courant, au moyen des ondes incidentes et réfléchies à l'interface (Ω), dans laquelle la densité de courant J_k est défini par le produit vectoriel suivant :

$$\vec{J}_k = \vec{H} \wedge \vec{n}_k \quad \text{équ-III-1}$$

\vec{n}_k : est le vecteur unitaire normal à Ω_k , est orienté de la surface Ω vers la région $k \in \{1,2\}$.

\vec{H} : désigne le champ magnétique tangentiel défini en un point de la surface (Ω_k) correspondant au champ électrique tangentiel E_k .

Les amplitudes des ondes incidentes A_k et réfléchies B_k dans l'interface (Ω_k) sont exprimées en fonction des champs électriques et de la densité de courant par les relations suivantes :

$$A_k = \frac{1}{2\sqrt{Z_{0k}}} (E_k + Z_{0k} J_k)$$

$$B_k = \frac{1}{2\sqrt{Z_{0k}}} (E_k - Z_{0k} J_k) \quad \text{équ-III-2}$$

Les expressions analytiques des champs électriques E_k et de la densité du courant J_k sont définies à partir des équations de la relation (équ-III-2) par :

$$\vec{E}_k = \sqrt{Z_{0k}} (\vec{A}_k + \vec{B}_k)$$

$$\vec{J}_k = -\frac{1}{\sqrt{Z_{0k}}} (\vec{A}_k - \vec{B}_k) \quad \text{équ-III-3}$$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

Z_{0k} : désigne l'impédance intrinsèque du milieu k dont l'expression est donnée par :

$Z_{0k} = \frac{\eta}{\sqrt{\epsilon_{rk}}}$ cette expression résulte du rapport de $\frac{|\vec{E}_k|}{|\vec{H}_k|}$. Elle est réelle dans le cas particulier de milieu sans pertes et complexe dans le cas général de milieu à pertes.

Avec : $\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi$ est l'impédance du vide est ϵ_{rk} est la constante diélectrique relative du milieu $k \in \{1,2\}$.

III -3-Processus itératif :

Au début du processus itératif, seul les ondes incidentes émises par la source d'excitation existent dans la structure , comme le montre la **Figure III-4** .Ces ondes sont exprimées par :

$$\vec{A}_k^0 = \frac{\vec{E}_0}{2\sqrt{Z_{0k}}} \text{ et } \vec{B}_k^0 = 0 \tag{équ-III-4}$$

.Où \vec{E}_0 est le champ électrique produit par l'une des deux sources d'excitation.

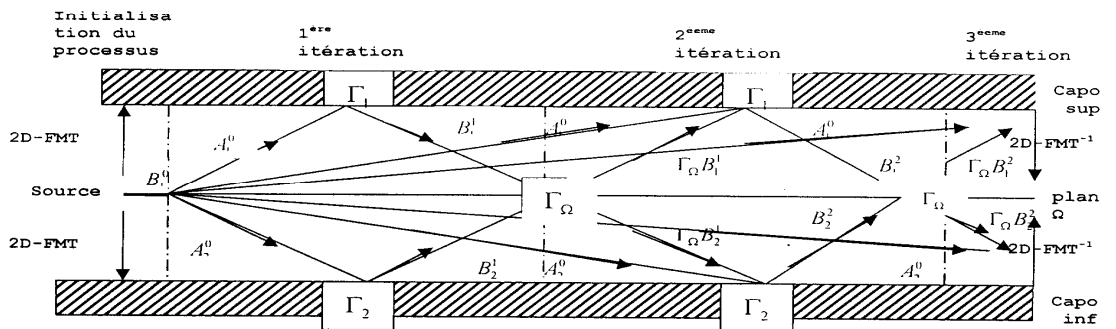


Figure III-3 : Schéma de principe du processus itératif.

Pour l'analyse fonctionnelle de ce processus, on considérera qu'à l'initialisation, la structure est excitée par une source (échelon) qui émet une onde incidente A_1^0 et A_2^0 de part et d'autre du plan

est aussi bien réfléchi par la moitié supérieure que par la moitié inférieure du boîtier pour donner naissance aux B_1^1 et B_2^1 qui vont constituer les ondes réfléchies de la première itération. Ces ondes se diffractent sur le plan de discontinuité, en donnant naissance à des ondes incidentes notées A_1^1 et A_2^1 , qui à leur tour seront réfléchies par les moitiés inférieure et supérieure du boîtier pour donner ensuite des ondes réfléchies de la deuxième itération notées B_1^2 et B_2^2 et ainsi de suite jusqu'à la $n^{\text{ième}}$ itération.

Nous pouvons ainsi définir un opérateur de diffraction $\hat{\Gamma}_\Omega$, agissant sur les ondes qui se diffractent au niveau de l'interface Ω , et un opérateur de réflexion $\hat{\Gamma}_k$ donnant les ondes réfléchies à partir des ondes incidentes dans le domaine modal. Les ondes incidentes et réfléchies sont donc liées par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \vec{A}_k^n &= \hat{\Gamma}_\Omega \cdot \vec{B}_k^n + \vec{A}_k^0 \\ \vec{B}_k^n &= \hat{\Gamma}_k \cdot \vec{A}_k^{n-1} \end{aligned} \quad \text{équ-III-5}$$

L'opérateur de diffraction $\hat{\Gamma}_\Omega$ est défini dans le domaine spatial. Il décrit les conditions aux limites et de continuité sur les différentes régions constituant le plan de discontinuité Ω de la structure. On trouve dans ce paramètre l'image du circuit à analyser. L'opérateur de réflexion $\hat{\Gamma}_k$ est défini dans le domaine modal. Il décrit la nature des parois du boîtier et le diélectrique des différents milieux de la structure.

Le processus itératif est utilisé pour passer d'un domaine à l'autre au moyen de la FMT, permettant ainsi de réduire considérablement le temps de calcul et par la suite la convergence de la méthode. L'utilisation de la FMT nécessite la description en pixels des différentes régions du plan de discontinuité (Ω) de telle sorte que le comportement électromagnétique d'une structure simple ou multicouche sera résumée par l'écriture des conditions aux limites et de continuité des champs tangentiels sur chaque pixel.

III - 4 Opérateur de diffraction :

Cet opérateur est obtenu en exprimant les conditions aux limites et de continuité des champs électromagnétiques tangentiels sur chacun des domaines constituant l'interface Ω . Cette dernière est composée de trois régions : métallique (\hat{H}_m) qui constitue les éléments passifs du circuit, source (\hat{H}_{sr}) qui remplace soit la source d'excitation soit le composant localisé, et

III -4-1 expression de $\hat{\Gamma}_\Omega$ sur la région métallique :

Sur la région occupée par le métal les conditions aux limites et de continuité des champs tangentiels permettent d'écrire :

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_2 = 0 \Rightarrow \sqrt{Z_{01}}(\vec{A}_1 + \vec{B}_1) = \sqrt{Z_{02}}(\vec{A}_2 + \vec{B}_2) = 0 \Rightarrow \begin{cases} \vec{A}_1 = -\vec{B}_1 \\ \vec{A}_2 = -\vec{B}_2 \end{cases} \quad \text{équ-III-6}$$

Ce qui donne en notation matricielle:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\hat{H}_m & 0 \\ 0 & -\hat{H}_m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-7}$$

\hat{H}_m est l'échelon d'Heaviside défini de telle sorte que :

$$\hat{H}_m = \begin{cases} 1. \text{sur la région métallique du plan } \Omega. \\ 0. \text{ailleurs} \end{cases}$$

On peut tirer de () l'expression de l'opérateur de diffraction qui relie les ondes réfléchies aux ondes incidentes sur la région métallique du plan Ω .

$$\hat{\Gamma}_\Omega = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-8}$$

III -4-2 Expression de $\hat{\Gamma}_\Omega$ sur la région diélectrique:

Sur cette région les conditions aux limites et de continuité des champs électromagnétiques transverses imposent l'annulation de la densité de courant et l'égalité des champs électriques de chaque coté du plan Ω :

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \vec{E}_2 \neq 0 \\ \vec{J}_1 + \vec{J}_2 &= 0 \end{aligned} \quad \text{équ-III-9}$$

En remplaçant $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{J}_1$ et \vec{J}_2 par les équation de la relation(3) on peut écrire :

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

$$\left\{ \frac{1}{\sqrt{Z_{01}}}((\bar{A}_1 - \bar{B}_1) - \frac{1}{\sqrt{Z_{02}}}(\bar{A}_2 - \bar{B}_2)) = 0 \right. \quad \text{équ-III-10}$$

Ce qui donne en notation matricielle:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i & \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i \\ \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i & \frac{Z_{01} - Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-11}$$

\hat{H}_i est un échelon d'Heaviside défini de telle sorte que :

$$\hat{H}_i = \begin{cases} 1 \dots \text{sur la région isolante du plan } \Omega. \\ 0 \dots \text{ailleurs} \end{cases}$$

L'expression de l'opérateur de diffraction qui relie les ondes réfléchies aux ondes incidentes sur la région isolante du plan Ω , est tiré directement de l'équation(11) :

$$\hat{\Gamma}_{\Omega} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{01} + Z_{02}} & \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \\ \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} & \frac{Z_{01} - Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}} \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-12}$$

III -4-3 Expression de $\hat{\Gamma}_{\Omega}$ sur la région de la source d'excitation ou de la source auxiliaire.

Dans un circuit planaire actif, les sources d'excitation et les sources auxiliaires qui modélisent les éléments localisés du circuits (résistances, inductances, capacités, diodes ou transistors) sont des sources de champ électriques ou magnétiques définies dans des petits domaines de dimensions très faibles devant la longueur d'onde guidée (λ_g).on parle alors de source localisées qui doivent lors de la simulation reproduire fidèlement les conditions expérimentales. Des corrections peuvent être introduites pour modéliser la discontinuité source-métal au moyen d'un quadripôle de couplage ou par l'introduction d'une simple impédance.

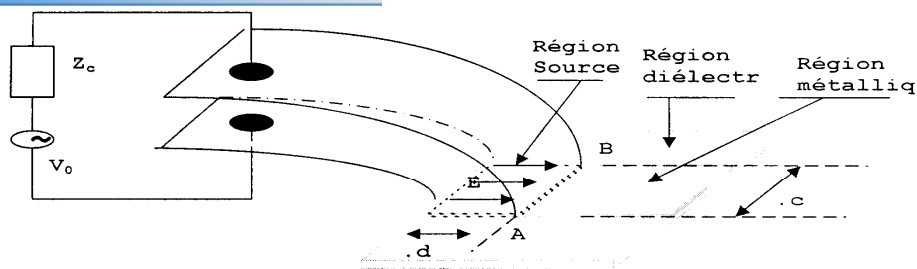


Figure III-4: Exemple d'une source d'excitation pour un circuit planaire.

On va considérer une source de champ électrique $E_0 = (V_0 / d)$, d'amplitude constante dans une petite région du plan (Ω), de forme rectangulaire et de dimensions $cx \times d$ l'impédance d'entrée du circuit vue par la source est une impédance de surface qui est définie par la relation suivante :

$$Z_c = \frac{V}{I} = \left(\frac{d}{c} \right) \frac{\langle E_0 | E_0 \rangle}{\langle E_0 | J \rangle} \tag{équ-III-13}$$

Le rapport (d/c) représente le facteur de forme de la source d'excitation du circuit, permettant à cette impédance d'être indépendante de l'encombrement surfacique par cette dernière.

En appliquant l'hypothèse quasi-statique et les lois de la tension et du courant à la structure de la Figure III-5, nous pouvons écrire :

$$V_A = V_B \tag{équ-III-14}$$

$$I = J \cdot c \tag{équ-III-15}$$

$$V_A - V_0 = E \cdot d \tag{équ-III-16}$$

$$E = E_0 - Z_0 \cdot J \tag{équ-III-17}$$

Avec : $E_0 = \frac{V_0}{d}$ et $Z_0 = \left(\frac{c}{d} \right) Z_c$. E_0 et J étant le champ excité et la densité du courant au niveau de la source

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

est alors déterminée à partir de la relation :

$$Z_c = \frac{E}{J} = \frac{E_0}{J} - Z_0 \tag{équ-III-18}$$

Il existe deux types de source d'excitation pour les circuits planaires :

- source d'excitation bilatérale.
- source d'excitation unilatérale.

III -4-3-1 cas ou la source d'excitation est bilatérale.

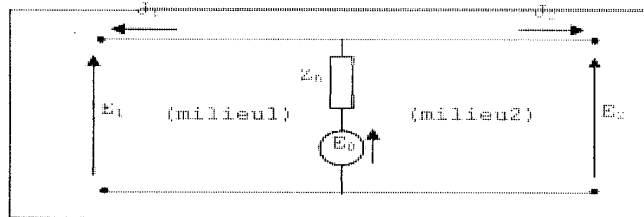


Figure III-5 : Circuit électrique équivalent à une source bilatérale.

D'après le circuit de la figure III-6 et d'après les lois de la tension et du courant on peut écrire :

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_2 = \vec{E}_0 - Z_0(\vec{J}_1 + \vec{J}_2) \tag{équ-III-19}$$

L'impédance d'entrée vue par la source d'excitation exprimant les conditions aux limites et de continuité du champ électrique au niveau de cette dernière est donnée par la relation suivante :

$$Z_c = \frac{E}{J_1 + J_2} = \frac{E_1}{J_1 + J_2} = \frac{E_0}{J_1 + J_2} - Z_0 \tag{équ-III-20}$$

Avec le concept d'ondes on peut écrire :

- Dans le milieu 1 : $\vec{E}_1 = \sqrt{Z_{01}}(\vec{A}_1 + \vec{B}_1), \vec{J}_1 = -\frac{1}{\sqrt{Z_{01}}}(\vec{A}_1 - \vec{B}_1)$ équ III-21

- Dans le milieu 2 : $\vec{E}_2 = \sqrt{Z_{02}}(\vec{A}_2 + \vec{B}_2), \vec{J}_2 = -\frac{1}{\sqrt{Z_{02}}}(\vec{A}_2 - \vec{B}_2)$ équ-III-22

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

ème suivant :

$$\begin{cases} \sqrt{Z_{01}}(\bar{A}_1 + \bar{B}_1) = \bar{E}_0 - Z_0 \left(\frac{\bar{A}_1 - \bar{B}_1}{\sqrt{Z_{01}}} + \frac{\bar{A}_2 - \bar{B}_2}{\sqrt{Z_{02}}} \right) \\ \sqrt{Z_{02}}(\bar{A}_2 + \bar{B}_2) = \bar{E}_0 - Z_0 \left(\frac{\bar{A}_1 - \bar{B}_1}{\sqrt{Z_{01}}} + \frac{\bar{A}_2 - \bar{B}_2}{\sqrt{Z_{02}}} \right) \end{cases} \quad \text{équ-III-23}$$

Ce qui donne en expression matricielle :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_0 Z_{02} + Z_0(Z_{01} - Z_{02})}{Z_0 Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \hat{H}_S & \frac{2\sqrt{Z_0 Z_{02}}}{Z_0 Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \hat{H}_S \\ \frac{2\sqrt{Z_0 Z_{02}}}{Z_0 Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \hat{H}_S & -\frac{Z_0 Z_{02} - (Z_{01} - Z_{02})}{Z_0 Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \hat{H}_S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} + \left(\frac{Z_0 Z_{02}}{Z_0 Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right) \begin{bmatrix} \frac{E_0}{\sqrt{Z_{01}}} \hat{H}_S \\ \frac{E_0}{\sqrt{Z_{02}}} \hat{H}_S \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-24}$$

Z_0 représente l'impédance interne de la source d'excitation bilatérale définie de telle sorte qu'elle soit commune aux deux milieux situés de part et d'autre du plan de discontinuité Ω . Son expression analytique est la suivante :

$$Z_0 = Z_{01} // Z_{02} = \frac{Z_{01} Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}} \quad \text{équ-III-25}$$

\hat{H}_S est l'échelon d'Heaviside défini de telle sorte que :

$$\hat{H}_S = \begin{cases} 1 & \text{sur la source.} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

De la relation (24), on peut tirer directement l'expression de l'opérateur de diffraction qui relie les ondes réfléchies aux ondes incidentes sur la région de la source d'excitation bilatérale du plan Ω tel que :

$$\hat{\Gamma}_\Omega = \begin{bmatrix} \frac{Z_0 Z_{02} + Z_0(Z_{01} - Z_{02})}{Z_0 Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} & \frac{2\sqrt{Z_0 Z_{02}}}{Z_0 Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \\ \frac{2\sqrt{Z_0 Z_{02}}}{Z_0 Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} & -\frac{Z_0 Z_{02} - (Z_{01} - Z_{02})}{Z_0 Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-26}$$

III -4-3-2 cas ou la source d'excitation est unilatérale.

Une source d'excitation unilatérale localisée au plan de la structure, émet des ondes dans l'un des deux milieux diélectriques supérieur ou inférieur. Ce type de source est court-circuitée- soit sur sa face supérieure , soit sur sa face inférieure- par une lame métallique parfaitement

la continuité des champs électromagnétiques dans le milieu non excité. Les schémas électriques équivalents sont donnés aux figures (7) et (8).

2-1 Source d'excitation unilatérale émettant vers le milieu supérieur (milieu 1).

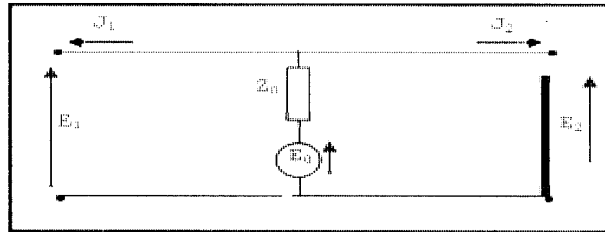


Figure III-6 : Circuit électrique équivalent à une source unilatérale émettant vers le milieu 1.

D'après le circuit de la figure III-7 et d'après les lois de la tension et du courant exprimant les conditions aux limites et la continuité du champ électrique au niveau de la source on peut écrire :

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 - Z_0(\vec{J}_1 + \vec{J}_2) \tag{équ-III-27}$$

$$\text{Avec } \vec{E}_1 = \sqrt{Z_{01}}(\vec{A}_1 + \vec{B}_1), \dots, \vec{J}_1 = -\frac{1}{\sqrt{Z_{01}}}(\vec{A}_1 - \vec{B}_1) \tag{équ-III-28}$$

Ce qui permet d'écrire en terme d'ondes :

$$\vec{A}_1 = \frac{Z_0 - Z_{01}}{Z_0 + Z_{01}} \vec{B}_1 + \frac{2Z_0 Z_{01}}{\sqrt{Z_{01} Z_{02}}(Z_{01} + Z_0)} \vec{B}_2 + \frac{Z_{01}}{Z_0 + Z_{01}} \frac{\vec{E}_0}{\sqrt{Z_{01}}} \tag{équ-III-29}$$

La condition aux limites imposée au champ électrique dans le milieu 2, s'écrit :

$$\vec{E}_2 = \sqrt{Z_{02}}(\vec{A}_2 + \vec{B}_2) = 0 \Rightarrow \vec{A}_2 = -\vec{B}_2. \tag{équ-III-30}$$

Enfin la représentation matricielle des ondes incidentes A_k en fonction des ondes réfléchies B_k se résume par la relation :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_0 - Z_{01}}{Z_{01} + Z_0} \hat{H}_S & \frac{2Z_0 Z_{01}}{\sqrt{Z_{01} Z_{02}}(Z_{01} + Z_0)} \hat{H}_S \\ 0 & -\hat{H}_S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} + \frac{Z_{01}}{Z_0 + Z_{01}} \begin{bmatrix} \frac{E_0}{\sqrt{Z_{01}}} \hat{H}_S \\ 0 \end{bmatrix} \tag{équ-III-31}$$

l'opérateur de diffraction, qui relie les ondes réfléchies aux ondes incidentes sur la région de la source d'excitation unilatérale émettant vers le milieu 1 est tirée de la relation (31) tel que :

$$\hat{\Gamma}_{12} = \begin{bmatrix} \frac{Z_0 - Z_{01}}{Z_{01} + Z_0} & \frac{2Z_0 Z_{01}}{\sqrt{Z_{01} Z_{02}} (Z_{01} + Z_0)} \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-32}$$

2-2 Source d'excitation unilatérale émettant vers le milieu inférieur (milieu 2).

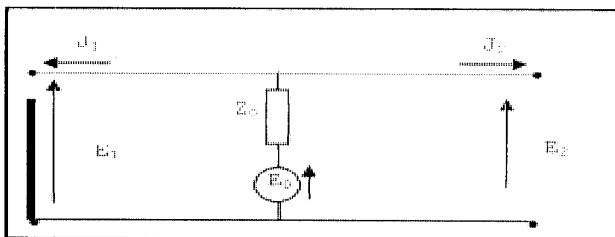


Figure III-7 : Circuit électrique équivalent à une source unilatérale émettant vers le milieu 2.

De la même manière, le circuit de la figure III-8 aux relations :

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 - Z_0 (\vec{J}_1 + \vec{J}_2) \quad \text{équ-III-33}$$

$$\text{Avec } \vec{E}_2 = \sqrt{Z_{02}} (\vec{A}_2 + \vec{B}_2), \dots, \vec{J}_2 = -\frac{1}{\sqrt{Z_{02}}} (\vec{A}_2 - \vec{B}_2) \quad \text{équ-III-34}$$

Ce qui permet d'écrire en terme d'ondes :

$$\vec{A}_2 = \frac{Z_0 - Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \vec{B}_2 + \frac{2Z_0 Z_{02}}{\sqrt{Z_{01} Z_{02}} (Z_{02} + Z_0)} \vec{B}_1 + \frac{Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \frac{\vec{E}_0}{\sqrt{Z_{02}}} \quad \text{équ-III-35}$$

Et dans le milieu 2, La condition aux limites imposée au champ électrique, s'écrit :

$$\vec{E}_1 = \sqrt{Z_{01}} (\vec{A}_1 + \vec{B}_1) = 0 \Rightarrow \vec{A}_1 = -\vec{B}_1. \quad \text{équ-III-36}$$

Ce qui donne une représentation matricielle :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\hat{H}_S & 0 \\ \frac{2Z_0 Z_{02}}{\sqrt{Z_{01} Z_{02}} (Z_0 + Z_{02})} \hat{H}_S & \frac{Z_0 - Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \hat{H}_S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \\ \frac{E_0}{\sqrt{Z_{02}}} \hat{H}_S \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-37}$$

L'expression de l'opérateur de diffraction, qui relie les ondes réfléchies aux ondes incidentes

de la relation (37) tel que :

$$\hat{\Gamma}_{\Omega} = \begin{bmatrix} \frac{-1}{2Z_0 Z_{02}} & \frac{0}{Z_0 - Z_{02}} \\ \frac{1}{\sqrt{Z_{01} Z_{02}} (Z_0 + Z_{02})} & \frac{1}{Z_0 + Z_{02}} \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-38}$$

III -4-3 Expression de $\hat{\Gamma}_{\Omega}$ sur la région d'une impédance de surface.

Par définition l'impédance de surface Z_s permet de mettre en relation le champ électrique E avec la densité du courant J . ce qui se traduit en équation par :

$$\vec{E} = Z_s \cdot \vec{J} \quad \text{équ-III-39}$$

Pour les cas particuliers on aura : $\begin{cases} Z_s = 0 \dots \dots \dots \text{sur le domaine métallique} \\ Z_s = \infty \dots \dots \dots \text{sur le domaine diélectrique} \end{cases}$

Sur la région occupée par une impédance de surface les conditions aux limites et de continuité des champs tangentiels permettent d'écrire

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \vec{E}_2 = \vec{E} = Z_s \vec{J} \\ \vec{J} &= \vec{J}_1 + \vec{J}_2 \end{aligned} \quad \text{équ-III-40}$$

En remplaçant $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{J}_1 \text{ et } \vec{J}_2$ par les équations de la relation (2) on peut écrire :

$$\begin{cases} \sqrt{Z_{01}} (\vec{A}_1 + \vec{B}_1) = \sqrt{Z_{02}} (\vec{A}_2 + \vec{B}_2) \\ \sqrt{Z_{01}} (\vec{A}_1 + \vec{B}_1) = Z_s \left(\frac{\vec{A}_1 - \vec{B}_1}{\sqrt{Z_{01}}} + \frac{\vec{A}_2 - \vec{B}_2}{\sqrt{Z_{02}}} \right) \end{cases} \quad \text{équ-III-41}$$

Ce qui donne en expression matricielle :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{01} Z_{02} + Z_s (Z_{02} - Z_{01})}{-Z_{01} Z_{02} + Z_s (Z_{01} + Z_{02})} \hat{H}_z & \frac{2 Z_s \sqrt{Z_{01} Z_{02}}}{-Z_{01} Z_{02} + Z_s (Z_{01} + Z_{02})} \hat{H}_z \\ \frac{2 Z_s \sqrt{Z_{01} Z_{02}}}{-Z_{01} Z_{02} + Z_s (Z_{01} + Z_{02})} \hat{H}_z & \frac{Z_{01} Z_{02} + Z_s (Z_{01} - Z_{02})}{-Z_{01} Z_{02} + Z_s (Z_{01} + Z_{02})} \hat{H}_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-42}$$

\hat{H}_z est l'échelon d'Heaviside défini de telle sorte que :

$$\hat{H}_z = \begin{cases} 1 \dots \dots \dots \text{sur la région impédance de surface.} \\ 0 \dots \dots \dots \text{ailleurs} \end{cases}$$

L'expression de l'opérateur de diffraction qui relie les ondes réfléchies aux ondes incidentes sur la région de l'impédance de surface est tirée de la relation (42) :

$$\hat{\Gamma}_{\Omega} = \begin{bmatrix} \frac{2Z_s\sqrt{Z_0Z_{02}}}{-Z_0Z_{02}+Z_s(Z_{01}+Z_{02})} & \frac{2Z_s\sqrt{Z_0Z_{02}}}{-Z_0Z_{02}+Z_s(Z_{01}+Z_{02})} \\ \frac{2Z_s\sqrt{Z_0Z_{02}}}{-Z_0Z_{02}+Z_s(Z_{01}+Z_{02})} & \frac{Z_0Z_{02}+Z_s(Z_{01}-Z_{02})}{-Z_0Z_{02}+Z_s(Z_{01}+Z_{02})} \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-43}$$

III -4-3 Expression de $\hat{\Gamma}_{\Omega}$ sur tout le plan de discontinuité Ω .

Nous allons maintenant établir la relation qui généralise les conditions aux limites et de continuité sur toute la surface de discontinuité Ω de la structure, en considérant que la source d'excitation (unilatérale ou bilatérale) est polarisée soit suivant (ox ou oy) soit suivant (ox et oy). Cette généralisation des conditions aux limites et de continuité se fait par la reconstitution de l'interface globale à partir de ses sous domaines précédents établis (métallique, diélectrique, source d'excitation ou source auxiliaire).

Sachant que les différents vecteurs \vec{A} , \vec{B} , \vec{E}_T , \vec{H}_T et \vec{J} sont des vecteurs formés de deux composantes : l'une suivant l'axe des x et l'autre suivant l'axe des y, ainsi ces vecteurs dépendent du milieu dans lesquels ils sont calculés, ce qui nous ramène à écrire :

$$\begin{bmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{bmatrix}_{(x,y)} = \begin{bmatrix} \Gamma_{\Omega}(x,y) \\ \Gamma_{\Omega}(x,y) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{bmatrix}_{(x,y)} + \begin{bmatrix} \vec{A}_1^0 \\ \vec{A}_2^0 \end{bmatrix}_{(x,y)} \quad \text{équ-III-44}$$

1-Cas ou le plan de discontinuité contient une impédance de surface.

La matrice de diffraction caractéristique du plan de discontinuité Ω contenant une impédance de surface est donnée par la relation suivante :

$$\begin{bmatrix} \hat{\Gamma}_{\Omega}(x,y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\hat{H}_m + K_1 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \hat{H}_{S_1} + \frac{Z_{02}-Z_{01}}{Z_{01}+Z_{02}} \hat{H}_I + \frac{Z_0Z_{02}+Z_s(Z_{02}-Z_{01})}{-Z_0Z_{02}+Z_s(Z_{01}+Z_{02})} \hat{H}_Z & K_{12} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \hat{H}_{S_1} + \frac{2\sqrt{Z_0Z_{02}}}{Z_{01}+Z_{02}} \hat{H}_I + \frac{2Z_s\sqrt{Z_0Z_{02}}}{-Z_0Z_{02}+Z_s(Z_{01}+Z_{02})} \hat{H}_Z \\ K_2 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \hat{H}_{S_1} + \frac{2\sqrt{Z_0Z_{02}}}{Z_{01}+Z_{02}} \hat{H}_I + \frac{2Z_s\sqrt{Z_0Z_{02}}}{-Z_0Z_{02}+Z_s(Z_{01}+Z_{02})} \hat{H}_Z & -\hat{H}_m + K_{22} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \hat{H}_{S_1} + \frac{Z_{01}-Z_{02}}{Z_{01}+Z_{02}} \hat{H}_I + \frac{Z_0Z_{02}+Z_s(Z_{01}-Z_{02})}{-Z_0Z_{01}+Z_s(Z_{01}+Z_{02})} \hat{H}_Z \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-45}$$

2-Cas ou le plan de discontinuité contient des sources auxiliaires.

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 « résistance, inductance, capacité, diode » sont modélisés par une seule source localisée et le transistor par deux sources localisées couplées de façon

théorie de la méthode itérative avec sources auxiliaires localisées

nous activons les sources l'une après l'autre (source d'excitation et sources auxiliaires) et nous déterminant le couplage électromagnétique entre ces différents éléments du circuit étudié. Une fois cette opération terminée, nous branchant 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 partie et sur les schémas électriques intrinsèques des composants.

La matrice de diffraction caractéristique du plan de discontinuité Ω incluant des sources auxiliaires localisées est donnée par :

$$\left[\hat{\Gamma}_{\Omega} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \right] = \begin{bmatrix} -\hat{H}_m + K_1 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \hat{H}_{s_i} + \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i & K_3 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \hat{H}_{s_i} + \frac{2\sqrt{Z_0 Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i \\ K_2 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \hat{H}_{s_i} + \frac{2\sqrt{Z_0 Z_{02}}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i & -\hat{H}_m + K_{23} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \hat{H}_{s_i} + \frac{Z_{01} - Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}} \hat{H}_i \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-46}$$

\hat{H}_{s_i} est l'échelon d'Heaviside défini de telle sorte que :

$$\hat{H}_{s_i} = \begin{cases} 1 & \dots\dots\dots \text{sur la région source } S_i. \\ 0 & \dots\dots\dots \text{ailleurs} \end{cases}$$

$S_i(E_i, J_i)$ est l'une des différentes sources de la structure (sources d'excitation et sources auxiliaires) qui est activée.

Donc dans les deux derniers cas les différents paramètres qui constituent l'opérateur de diffraction $\hat{\Gamma}_{\Omega}$ sont exprimés en fonctions de \hat{H}_m , \hat{H}_i , \hat{H}_{s_i} et \hat{H}_z : fonctions indicatrices des différentes régions constituant le plan Ω .

type et lieu d'excitation	type de polarisation	$K_{ij}(x, y)$	$A_k^0(x, y)$
Bilatérale	suivant ox	$K_{11}(x, y) = - \left[\frac{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} - Z_{02})}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$ $K_{12}(x, y) = \left[\frac{2Z_0\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$ $K_{21}(x, y) = \left[\frac{2Z_0\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$ $K_{22}(x, y) = - \left[\frac{Z_{01}Z_{02} - Z_0(Z_{01} - Z_{02})}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$	$A_1^0(x, y) = \frac{Z_{01}}{Z_0 + Z_{02}} \left[\frac{E_{0s}}{\sqrt{Z_{01}}} \hat{H}_s \right]$ $A_2^0(x, y) = \frac{Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \left[\frac{E_{0s}}{\sqrt{Z_{02}}} \hat{H}_s \right]$
	suivant oy	$K_{11}(x, y) = - \left[\frac{1}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} - Z_{02})} \right]$ $K_{12}(x, y) = \left[\frac{0}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$ $K_{21}(x, y) = \left[\frac{0}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$ $K_{22}(x, y) = - \left[\frac{1}{Z_{01}Z_{02} + Z_0(Z_{01} + Z_{02})} \right]$	$A_1^0(x, y) = \left(\frac{Z_{01}}{Z_0 + Z_{01}} \right) \left[\frac{0}{\sqrt{Z_{01}}} \hat{H}_s \right]$ $A_2^0(x, y) = \left(\frac{Z_{02}}{Z_0 + Z_{01}} \right) \left[\frac{0}{\sqrt{Z_{02}}} \hat{H}_s \right]$

Tableau 2-1 détermination des coefficients $s K_{ij}(x, y)$ et A_0 à l'interface de discontinuité Ω pour une source d'excitation bilatérale

type et lieu d'excitation	type de polarisation	$K_{ij}(x, y)$	$A_k^0(x, y)$
unilatérale	suitant Ox	$K_{11} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -1 \\ -1 \end{bmatrix}$ $K_{12} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $K_{21} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{2Z_0 Z_{02}}{(Z_0 + Z_{02})\sqrt{Z_{01} Z_{02}}} \\ 0 \end{bmatrix}$ $K_{22} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_0 - Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \\ -1 \end{bmatrix}$	$A_{10}^0 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $A_{20}^0 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \frac{Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \begin{bmatrix} \frac{E_{0x}}{\sqrt{Z_{02}}} \hat{H}_s \\ 0 \end{bmatrix}$
	suitant Oy	$K_{11} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -1 \\ -1 \end{bmatrix}$ $K_{12} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $K_{21} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{2Z_0 Z_{02}}{(Z_0 + Z_{02})\sqrt{Z_{01} Z_{02}}} \\ 0 \end{bmatrix}$ $K_{22} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -1 \\ \frac{Z_0 - Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \end{bmatrix}$	$A_{10}^0 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $A_{20}^0 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \left(\frac{Z_{02}}{Z_0 + Z_{01}} \right) \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{E_{0y}}{\sqrt{Z_{02}}} \hat{H}_s \end{bmatrix}$

Tableau 2-2 détermination des coefficients $K_{ij}(x, y)$ et A_0 à l'interface de discontinuité Ω pour une source d'excitation unilatérale pour le milieu 1

type et lieu d'excitation	type de polarisation	$K_{ij}(x, y)$	$A_k^0(x, y)$
unilatérale	suitant Ox	$K_{11} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -1 \\ 0 \end{bmatrix}$ $K_{12} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $K_{21} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{2Z_0 Z_{02}}{(Z_0 + Z_{02})\sqrt{Z_{01} Z_{02}}} \\ 0 \end{bmatrix}$ $K_{22} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_0 - Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \\ 1 \end{bmatrix}$	$A_{10}^0 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $A_{20}^0 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \frac{Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \begin{bmatrix} \frac{E_{0x}}{\sqrt{Z_{02}}} \hat{H}_s \\ 0 \end{bmatrix}$
	suitant Oy	$K_{11} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -1 \\ -1 \end{bmatrix}$ $K_{12} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $K_{21} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{2Z_0 Z_{02}}{(Z_0 + Z_{02})\sqrt{Z_{01} Z_{02}}} \end{bmatrix}$ $K_{22} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -1 \\ \frac{Z_0 - Z_{02}}{Z_0 + Z_{02}} \end{bmatrix}$	$A_{10}^0 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $A_{20}^0 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \left(\frac{Z_{02}}{Z_0 + Z_{01}} \right) \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{E_{0y}}{\sqrt{Z_{02}}} \hat{H}_s \end{bmatrix}$

Tableau 2-3 détermination des coefficients $K_{ij}(x, y)$ et A_0 à l'interface de discontinuité Ω pour une source d'excitation unilatérale pour le milieu 2

$\hat{\Gamma}_K$:

L'opérateur de réflexion $\hat{\Gamma}_K$ est défini dans le domaine modal. Il décrit la nature des parois du boîtier et le diélectrique des différents milieux de la structure. Il assure le lien entre les ondes diffractées (A_K) par le plan de discontinuité Ω et les ondes réfléchies (B_K) d'une part par le capot supérieur et d'autre part par le capot inférieur, cet opérateur s'exprime par :

$$\hat{\Gamma}_K = \sum_{m,n,\alpha} |f_{m,n}^\alpha\rangle \frac{1 - Z_{0k} Y_{m,n}^{\alpha,k}}{1 + Z_{0k} Y_{m,n}^{\alpha,k}} \langle f_{m,n}^\alpha | \quad \text{équ-III-47}$$

Où $f_{m,n}^\alpha$: représentent les fonctions des modes du boîtier contenant le circuit. Leurs expressions dépendent de la nature des murs latéraux de ce boîtier.

Z_{0k} : impédance intrinsèque du milieu k, elle donnée par la relation suivante :

$$Z_{0k} = \frac{\eta}{\sqrt{\epsilon_{rk}}}, \quad \text{avec : } \eta = 120\pi \text{ (impédance du vide).}$$

$Y_{m,n}^{\alpha,k}$: Admittance de mode ramenée au niveau de l'interface Ω , elle dépend de l'épaisseur du diélectrique (h) du milieu considéré. Son expression en fonction des modes (TE ou TM) se met sous la forme suivante :

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

$$Y_{m,n}^{\alpha,k} = Y_{m,n}^\alpha(\epsilon_{rk}) \coth(\gamma_{m,n}(\epsilon_{rk}).h) \quad \text{équ-III-48}$$

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

$$Y_{m,n}^{\alpha,k} = Y_{m,n}^\alpha(\epsilon_{rk}) \quad \text{équ-III-49}$$

Avec : $Y_{m,n}^\alpha(\epsilon_{rk})$ est l'admittance de mode donné pour les modes :

$$\text{TE : } Y_{m,n}^{TE}(\epsilon_{rk}) = \frac{\gamma_{m,n}(\epsilon_{rk})}{j\omega\mu_0} \quad \text{équ-III-50}$$

$$\text{TM : } Y_{m,n}^{TM}(\epsilon_{rk}) = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_{rk}}{\gamma_{m,n}(\epsilon_{rk})} \quad \text{équ-III-51}$$

propagation exprimée dans le domaine spectral fonction des grandeurs géométriques et des différents éléments caractéristiques du milieu k considéré. Elle s'exprime par la relation suivante :

$$\gamma_{m,n}^2(\epsilon_{rk}) = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k_0^2 \epsilon_{rk} \tag{équ-III-52}$$

$k_0 = \frac{\omega}{c}$: Nombre d'ondes dans le vide.

$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$: Célérité de la lumière ($3 \cdot 10^8$ m/s)

a, b : sont respectivement les dimensions suivant l'axe (ox) et l'axe (oy).

m, n : Désignant l'indice relatif au mode $\in \{N\}$

α : Indicateur de mode TE, TM.

K : Milieu considéré $k \in \{1, 2\}$

ϵ_{rk} : Permittivité relative du milieu $k \in \{1, 2\}$

ϵ_0 : Permittivité du vide (F/m)

μ_0 : perméabilité magnétique du vide (H/m)

ω : pulsation angulaire égale à $2\pi f$ (rd/s)

III -6-Transformé de Fourier rapide en mode (FMT) :

Sur le capot supérieur et inférieur du boîtier métallique, l'onde incidente A_k subit une réflexion totale pour générer une onde réfléchie B_k tel que :

$$\begin{bmatrix} B_k^{TE} \\ B_k^{TM} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Gamma_k^{TE} & 0 \\ 0 & \Gamma_k^{TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_k^{TE} \\ A_k^{TM} \end{bmatrix} \tag{équ-III-53}$$

La transformé de Fourier rapide en mode est une fonction permettant de définir les amplitudes des modes TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique) dans le domaine spectral. Son utilisation dans la méthode itérative réduit considérablement le temps de calcul et accélère le passage des ondes incidentes des domaines spatial au domaine modal :

$$\begin{bmatrix} A_k^{TE} \\ A_k^{TM} \end{bmatrix} = 2D - FMT \begin{bmatrix} A_{k,x} \\ A_{k,y} \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-54}$$

Et accélère aussi le passage des ondes réfléchies du domaine modal au domaine spatial.

$$\begin{bmatrix} B_{k,x} \\ A_{k,y} \end{bmatrix} = 2D - FMT^{-1} \begin{bmatrix} B_k^{TE} \\ B_k^{TM} \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-55}$$

La (2D-FMT) et la (2D-FMT⁻¹) symbolisant respectivement la transformé de Fourier directe et inverse en mode à deux dimensions .

La FMT nécessite la discrétisation des domaines spatial et modal. la discrétisation du premier domaine est réaliser par un maillage des différentes régions du plan Ω en petites surfaces (pixels) dont les dimensions sont liés aux dimensions des composants passifs inclus dans ce plan. Le comportement électromagnétique d'une structure planaires simple ou multicouches sera résumée par l'écriture des conditions aux limites et de continuité des champs tangentiels sur chaque pixel dans ce domaine l'interaction entre pixels n'est considérée dans la formulation de la méthode. En revanche, l'utilisation de la FMT introduit un couplage implicite des pixels dans le domaine modal. Les grandeurs électromagnétiques et les ondes (incidentes et réfléchies) sont représentées par des matrices dont les dimensions dépendent de la densité du maillage choisi.

Les transformées de Fourier utilisées dans la mise en œuvre de la 2D-FMT sont des combinaisons des 2D-FFT en cosinus et en sinus selon la nature des parois latérales de la cavité contenant le circuit à étudier. Ces 2D-FFT, à une dimension, ont été généralisées aux fonctions complexes à deux variables.

Dans ce qui suit, pour traiter les circuit micro-ondes la FFT à deux dimensions est formulée pour le cas ou les murs latéraux sont électriques.

III -6-1-Transformé de Fourier rapide (FFT) :

Soit V, un vecteur à deux composantes (V_x, V_y) de longueur (M ,N), contenant chacune les amplitudes des échantillons v(x, y) de la surface de discontinuité tel qu'elles soient de la manière suivante :

$$V = \sum_{x,y=0}^{M,N} V(x, y) \quad \text{équ-III-56}$$

$$FFT(V) = V'_{(m,n)} = \frac{1}{MN} \sum_{x,y=0}^{M-1,N-1} V(x+1, y+1) e^{-\frac{2j\pi x}{N}} e^{-\frac{2j\pi y}{M}} \quad \text{équ-III-57}$$

On définit la transformée de Fourier rapide de V, une fonction V' (m, n) telle que :

$$FFT^{-1}(V'_{(m,n)}) = V_{(x,y)} = \frac{1}{MN} \sum_{m,n=0}^{M-1,N-1} V'(n+1, m+1) e^{\frac{2j\pi nx}{N}} e^{\frac{2j\pi ny}{M}} \quad \text{équ-III-58}$$

De même, tout en connaissant le spectre d'un vecteur quelconque, il existe une fonction inverse qui restitue le vecteur initial dans le domaine spatial tel que :

$$FFT(E) = \sum_{x,y=0}^{M-1,N-1} E(x+1, y+1) \left[\cos\left(\frac{2n\pi x}{N}\right) - j \sin\left(\frac{2n\pi x}{N}\right) \right] \left[\cos\left(\frac{2m\pi y}{M}\right) - j \sin\left(\frac{2m\pi y}{M}\right) \right] \quad \text{équ-III-59}$$

III - 6.2-transformée de Fourier rapide en mode dans le cas où les murs latéraux sont électriques

Dans ce cas, les composantes des champs électriques (Ex et Ey) sont décomposées respectivement sur des bases en cosinus-sinus qui résultent des conditions aux limites sur les murs latéraux. Ainsi les transformées de Fourier rapide en cosinus et sinus-cosinus sont déduites.

D'autre part, la FFT en exponentielle (2.56) n'est autre qu'une combinaison linéaire de la transformée de Fourier en cosinus et en sinus. En remplaçant les termes en exponentielle dans l'équation(2.56) par leurs équivalents trigonométriques, la FFT devient alors :

$$FFT(E) = \sum_{x,y=0}^{M-1,N-1} E(x+1, y+1) \left[\cos\left(\frac{2\pi nx}{N}\right) - j \sin\left(\frac{2\pi nx}{N}\right) \right] \left[\cos\left(\frac{2m\pi y}{M}\right) - j \sin\left(\frac{2m\pi y}{M}\right) \right] \quad \text{équ-III-60}$$

Après développement on obtient :

$$FFT(E) = \sum_{x,y=0}^{M-1,N-1} E(x+1, y+1).$$

$$\left\{ \cos\left(\frac{2\pi nx}{N}\right) \cos\left(\frac{2\pi mu}{M}\right) - \sin\left(\frac{2\pi nx}{N}\right) \sin\left(\frac{2\pi my}{M}\right) \right\} \quad \text{équ-III-61}$$

$$- j \left(\cos\left(\frac{2\pi nx}{N}\right) \sin\left(\frac{2\pi my}{M}\right) + \cos\left(\frac{2\pi my}{M}\right) \sin\left(\frac{2\pi nx}{N}\right) \right) \left\{ \right\} \quad \text{équ-III-62}$$

Pour passer de la FFT en exponentielle à la FFT en cosinus-sinus, on annule l'équation (2.59).

Ceci se fait en doublant le domaine de définition du vecteur initial et en utilisant un jeu de symétrie suivant l'axe de révolution pour déterminer les coefficients de Fourier en cosinus-sinus et sinus-cosinus.

III – 6-2-1- Principe de la transformée de Fourier rapide en mode (FMT) :

La décomposition du champs électrique $E(x, y)$ sur la base des modes TE et TM du boîtier est donnée par l'expression suivante :

$$E(x, y) = \sum_{m,n} e_{mn}^{TE} \{ f_{mn}^{TE}(x, y) \} + e_{mn}^{TM} \{ f_{mn}^{TM}(x, y) \} \quad \text{équ-III-63}$$

Avec : $f_{mn}^{TE}(x, y)$ et $f_{mn}^{TM}(x, y)$ sont les fonctions de modes du boîtier du circuit à (dans notre cas c'est un guide d'onde rectangulaire) qui constituent une base orthonormée dans le domaine model.

Les amplitudes des modes TE et TM sont exprimées par :

$$\{ e_{mn}^{TE} = \langle f_{mn}^{TE}(x, y) | E(x, y) \rangle = \langle f_{xmn}^{TE}(x, y) | E_x(x, y) \rangle + \langle f_{ymn}^{TE}(x, y) | E_y(x, y) \rangle \quad \text{équ-III-64}$$

$$\{ e_{mn}^{TM} = \langle f_{mn}^{TM}(x, y) | E(x, y) \rangle = \langle f_{xmn}^{TM}(x, y) | E_x(x, y) \rangle + \langle f_{ymn}^{TM}(x, y) | E_y(x, y) \rangle \quad \text{équ-III-65}$$

Dans notre application on a choisi un boîtier à parois électriques dont les fonctions de modes sont exprimées respectivement par les relations suivantes :

$$\text{Mode.TE : } \begin{cases} f_{xmn}^{TE}(x, y) = \frac{n}{b} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{2\sigma_{mn}}{ab}} \cdot \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \\ f_{ymn}^{TE}(x, y) = -\frac{m}{a} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{2\sigma_{mn}}{ab}} \cdot \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cdot \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \end{cases} \quad \text{équ-III-66}$$

$$\text{Mode.TM : } \begin{cases} f_{xmn}^{TM}(x, y) = \frac{m}{a} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{2\sigma_{mn}}{ab}} \cdot \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \\ f_{ymn}^{TM}(x, y) = \frac{m}{b} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{2\sigma_{mn}}{ab}} \cdot \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cdot \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \end{cases} \quad \text{équ-III-67}$$

Avec : $\sigma_{mn} = 2 \dots si \dots (m, n) \neq 0$.

$$\sigma_{mn} = 1 \dots si \dots (m + n) = 0$$

m, n : indices de modes TE et TM.

a : dimension du boîtier suivant l'axe ox .

b : dimension du boîtier suivant l'axe oy .

Les amplitudes des modes peuvent s'écrire alors sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} e_{mn}^{TE} \\ e_{mn}^{TM} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{2\sigma_{mn}}{ab}} \cdot \begin{bmatrix} \left\langle \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \middle| E_x(x, y) \right\rangle \\ \left\langle \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \middle| E_y(x, y) \right\rangle \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-68}$$

Le plan Ω étant divisé en pixels , nous pouvons effectuer le changement de variable suivant :

$$\frac{x}{a} = \frac{i}{N_{01}}, N_{01} \text{ Nombre de pixels suivant } ox$$

$$\frac{y}{b} = \frac{j}{N_{02}}, N_{02} \text{ Nombre de pixels suivant } oy$$

Les produits scalaires deviennent :

$$\begin{cases} \left\langle \cos\left(\frac{m\Pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\Pi y}{b}\right) \middle| E_x(x, y) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N_{01}} \sum_{j=1}^{N_{02}} E_x(i, j) \cdot \cos\left(\frac{m\Pi i}{N_{01}}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\Pi j}{N_{02}}\right) \\ \left\langle \sin\left(\frac{m\Pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\Pi y}{b}\right) \middle| E_y(x, y) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N_{01}} \sum_{j=1}^{N_{02}} E_y(i, j) \cdot \sin\left(\frac{m\Pi i}{N_{01}}\right) \cdot \cos\left(\frac{n\Pi j}{N_{02}}\right) \end{cases} \quad \text{équ-III-69}$$

Finalement les amplitudes des modes TE et TM peuvent s'écrire ainsi :

$$\begin{pmatrix} e_{mn}^{TE} \\ e_{mn}^{TM} \end{pmatrix} = K(m, n) \begin{bmatrix} \frac{n}{b} & -\frac{m}{a} \\ \frac{m}{a} & \frac{n}{b} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^{N_{01}} \sum_{j=1}^{N_{02}} E_x(i, j) \cdot \cos\left(\frac{m\Pi i}{N_{01}}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\Pi j}{N_{02}}\right) \\ \sum_{i=1}^{N_{01}} \sum_{j=1}^{N_{02}} E_y(i, j) \cdot \sin\left(\frac{m\Pi i}{N_{01}}\right) \cdot \cos\left(\frac{n\Pi j}{N_{02}}\right) \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-70}$$

Avec :

$$K(m, n) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{2\sigma_{mn}}{ab}} \quad \text{équ-III-71}$$

On appelle la transformée de Fourier en cosinus et sinus l'expression suivante :

$$2D - FFT_{\cos \cdot \sin} \begin{pmatrix} E_x(i, j) \\ E_y(i, j) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^{N_{01}} \sum_{j=1}^{N_{02}} E_x(i, j) \cdot \cos\left(\frac{m\Pi i}{N_{01}}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\Pi j}{N_{02}}\right) \\ \sum_{i=1}^{N_{01}} \sum_{j=1}^{N_{02}} E_y(i, j) \cdot \sin\left(\frac{m\Pi i}{N_{01}}\right) \cdot \cos\left(\frac{n\Pi j}{N_{02}}\right) \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-72}$$

Finalement la transformée de Fourier en mode (FTM) :

$$\begin{pmatrix} e_{mn}^{TE} \\ e_{mn}^{TM} \end{pmatrix} = \hat{T} \cdot 2D - FFT_{\cos \cdot \sin} \begin{pmatrix} E_x(i, j) \\ E_y(i, j) \end{pmatrix} = FMT \begin{pmatrix} E_x(i, j) \\ E_y(i, j) \end{pmatrix} \quad \text{équ-III-73}$$

Où T est l'opérateur de passage dans le domaine spectral défini par :

$$\hat{T} = K(m, n) \begin{bmatrix} \frac{n}{b} & -\frac{m}{a} \\ \frac{m}{a} & \frac{n}{b} \end{bmatrix} \quad \text{équ-III-74}$$

CHAPITRE IV.

Application de la méthode itérative à une structure planaire active

IV-1-Présentation de la structure :

Pour que l'hypothèse d'équivalence entre éléments localisés soit vérifiée, nous admettant que les dimensions du transistor sont suffisamment petites devant la longueur d'onde, alors la forme du transistor n'a pas à être précisée dans les détails et tous les transistors sont équivalents dans ce cas, nous choisirons un de forme simple pour l'intégré dans un dispositif de mesure classique.

Une modélisation permet d'en déduire la matrice de couplage entre deux sources auxiliaires localisées S_1 et S_2 . Soit Z_0 la matrice impédance intrinsèque de ce transistor, cette matrice sera utilisée dans le dispositif final pour modéliser le transistor dans un environnement arbitraire symbolisé ici par le quadripôle Q relié en fermeture aux sources S_1 et S_2 elles mêmes fermées sur Z_0 .

L'environnement; dans notre cas, est constitué de trois ligne micro ruban d'impédances caractéristique Z_c entre lesquelles le transistor MESFET est inséré et de deux sources de champs d'excitation $S_0(E_0, J_0)$ et $S_3(E_3, J_3)$ représentant respectivement les tensions drain source V_{ds} et grille source V_{gs} . Ce circuit est situé à l'interface Ω entre deux milieux diélectriques de permittivités relatives ϵ_{r1} et ϵ_{r2} supposés sans pertes.(figures IV- 1et IV-2)

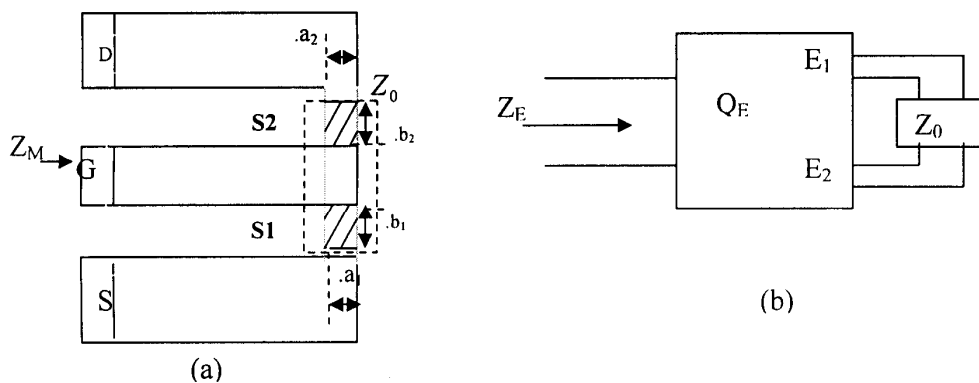


Figure IV-1: Transistor MESFET dans un dispositif de mesure (a) et inséré dans un circuit (b).

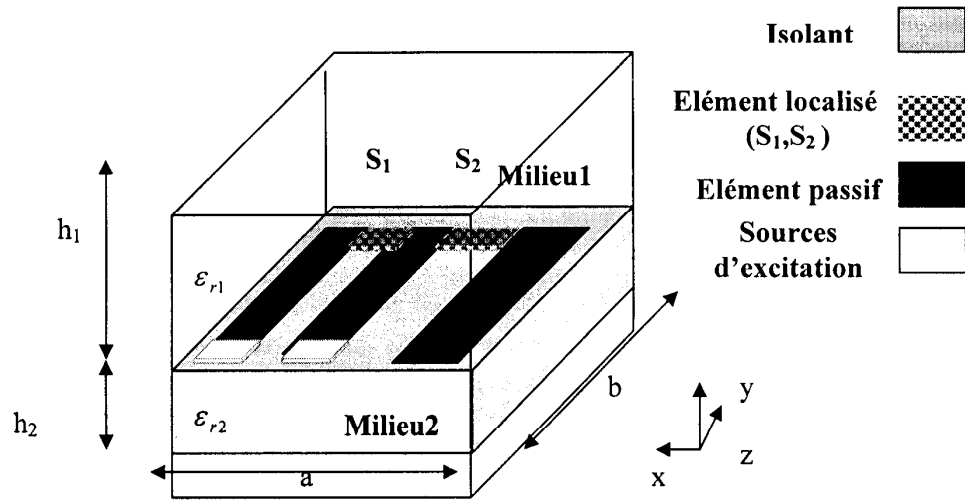


Figure IV-2: structure de modélisation du circuit d'étude

La structure d'étude est un circuit planaire , simple couche , constitué d'un substrat mince , diélectrique , sur lequel sont disposés le transistor MESFET et les fines couches métalliques constituant les lignes micro rubans alimentant ce dernier, un plan de masse est réalisé en métallisant tout l'autre coté du substrat. Ce circuit est placé dans un boîtier métallique comme le montre la **Figure IV-2**.

L'approche de modélisation globale envisagé pour l'étude du transistor MESFET utilise une méthode à deux sources localisées $S_1 (E_1, J_1)$ et $S_2 (E_2, J_2)$ contenu dans le plan Ω du dispositif. Ces sources sont respectivement placées au niveau des contacts ohmiques avec le drain/source et grille/source La source du transistor étant reliée à la masse à travers une ligne micro ruban comme le montre la **Figure IV-2** .

3-1 Différentes étapes de la technique des sources auxiliaires :

C- Analyse du circuit global :

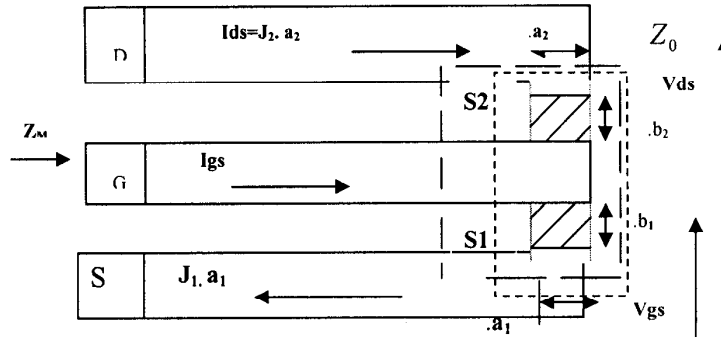


Figure IV-4 : Transistor MESFET dans un dispositif de mesure montrant les différents paramètres du circuit.

C-1-calcul de la matrice de couplage intrinsèque Z_0 entre les sources S_1 et S_2 :

Du schéma précédent (Figure IV-4) on peut tirer les relations suivantes :

$$V_{gs} = E_1 \cdot b_1$$

$$V_{ds} = E_1 \cdot b_1 + E_2 \cdot b_2$$

$$I_{ds} = J_2 \cdot a_2$$

$$I_{gs} + I_{ds} = J_1 \cdot a_1$$

V_{gs} la tension grille-source ; V_{ds} la tension drain-source

I_{gs} Le courant grille-source ; I_{ds} le courant drain-source.

D'autre part on a :

$$\begin{cases} V_{gs} = Z_{11tr} \cdot I_{gs} + Z_{12tr} \cdot I_{ds} = E_1 \cdot b_1 \\ V_{ds} = Z_{21tr} \cdot I_{gs} + Z_{22tr} \cdot I_{ds} = E_1 \cdot b_1 + E_2 \cdot b_2 \end{cases}$$

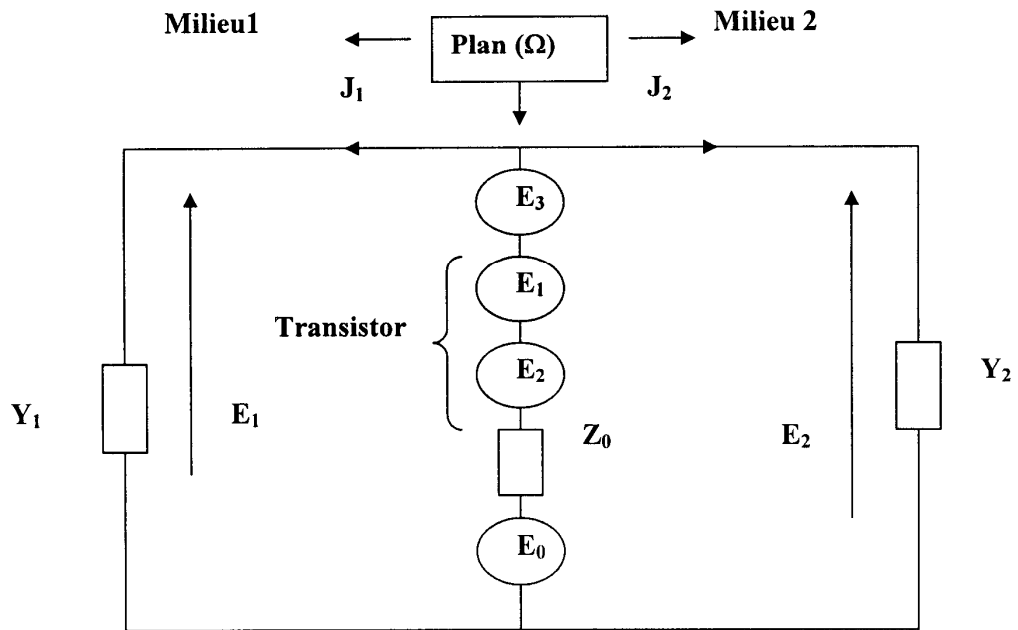


Figure IV-3: Schéma électromagnétique équivalent de la *structure de modélisation*.

IV-2 conditions aux limites :

Le plan de discontinuité Ω de cette structure est constitué de six domaines : métal , diélectrique , source d'excitation $S_0 (E_0, J_0)$, source localisée $S_1 (E_1, J_1)$, source localisée $S_2 (E_2, J_2)$, source d'excitation $S_3 (E_3, J_3)$. Sur chaque domaine le champs électrique vérifie les conditions aux limites suivantes :

- $E'_1 = E'_2 = 0$: sur la région métallique (H_m)
- $E'_1 = E'_2$ et $J'_1 + J'_2 = 0$: sur la région diélectrique (H_i)
- $E'_1 = E'_2 = E_0$: sur la région source (H_{S_0})
- $E'_1 = E'_2 = E_1$: sur la région source (H_{S_1})
- $E'_1 = E'_2 = E_2$: sur la région source (H_{S_2})
- $E'_1 = E'_2 = E_3$: sur la région source (H_{S_3})

E_0, E_1, E_2 et E_3 sont respectivement les champs électriques des sources $\{S_0, S_1, S_2, S_3\}$

IV-3 technique des sources auxiliaires :

L'originalité de cette technique réside dans la modélisation du transistor MESFET par deux sources auxiliaires localisées couplées de façons électromagnétique .Il en résulte une grande simplicité d'utilisation de la méthode permettant l'analyse rapide et globale de l'environnement (circuit) englobant le transistor.

Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features

$$\begin{cases} E_1 \cdot b_1 = Z_{11tr} \cdot J_1 \cdot a_1 + (Z_{12tr} - Z_{11tr}) \cdot J_2 \cdot a_2 \\ E_2 \cdot b_2 = Z_{21tr} \cdot (J_1 \cdot a_1 - J_2 \cdot a_2) + Z_{22tr} \cdot J_2 \cdot a_2 - E_1 \cdot b_1 \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_1 \cdot b_1 = Z_{11tr} \cdot J_1 \cdot a_1 + (Z_{12tr} - Z_{11tr}) \cdot J_2 \cdot a_2 \\ E_2 \cdot b_2 = (Z_{21tr} - Z_{11tr}) J_1 a_1 + (Z_{22tr} + Z_{11tr} - Z_{12tr} - Z_{21tr}) J_2 \cdot a_2 \end{cases}$$

$$E_1 = \frac{a_1}{b_1} Z_{11tr} \cdot J_1 + \frac{a_2}{b_1} (Z_{12tr} - Z_{11tr}) \cdot J_2$$

$$E_2 = \frac{a_1}{b_2} (Z_{21tr} - Z_{11tr}) J_1 + \frac{a_2}{b_2} (Z_{22tr} + Z_{11tr} - Z_{12tr} - Z_{21tr}) J_2$$

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix}_0 = \begin{bmatrix} \frac{a_1}{b_1} Z_{11tr} & \frac{a_2}{b_1} (Z_{12tr} - Z_{11tr}) \\ \frac{a_1}{b_2} (Z_{21tr} - Z_{11tr}) & \frac{a_2}{b_2} (Z_{22tr} + Z_{11tr} - Z_{12tr} - Z_{21tr}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_1 \\ J_2 \end{bmatrix}$$

Syst IV-1

$$Z_0 = \begin{bmatrix} \frac{a_1}{b_1} Z_{11tr} & -\frac{a_2}{b_1} (Z_{11tr} - Z_{12tr}) \\ -\frac{a_1}{b_2} (Z_{11tr} - Z_{21tr}) & \frac{a_2}{b_2} (Z_{22tr} + Z_{11tr} - Z_{12tr} - Z_{21tr}) \end{bmatrix}$$

$$Z_0 = \begin{bmatrix} \frac{a_1}{b_1} & -\frac{a_2}{b_1} \\ -\frac{a_1}{b_2} & \frac{a_2}{b_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_{11tr} & Z_{11tr} - Z_{12tr} \\ Z_{11tr} - Z_{21tr} & Z_{22tr} + Z_{11tr} - Z_{12tr} - Z_{21tr} \end{bmatrix}$$

- Calcul de l'opérateur de réflexion $\hat{\Gamma}_{ij}$

Les expressions analytiques des champs électriques E_k et les densités du courant J_k sont données par les relations suivantes :

$$E_1 = (A_1 + B_1) \sqrt{Z_{01}} \quad E_2 = (A_2 + B_2) \sqrt{Z_{02}}$$

$$J_1 = (A_1 - B_1) / \sqrt{Z_{01}} \quad J_2 = (A_2 - B_2) / \sqrt{Z_{02}}$$

Avec A_k ondes incidentes et B_k les ondes réfléchies des deux milieux .

Z_{0k} est l'impédance intrinsèque du milieu k. le système Syst IV-1 nous permet d'écrire :

$$\sqrt{Z_{01}} (A_1 + B_1) = \frac{a_1}{b_1} Z_{11tr} \cdot \frac{(A_1 - B_1)}{\sqrt{Z_{01}}} + \frac{a_2}{b_1} (Z_{12tr} - Z_{11tr}) \cdot \frac{(A_2 - B_2)}{\sqrt{Z_{02}}}$$

$$\sqrt{Z_{02}} (A_2 + B_2) = \frac{a_1}{b_2} (Z_{21tr} - Z_{11tr}) \frac{(A_1 - B_1)}{\sqrt{Z_{01}}} + \frac{a_2}{b_2} (Z_{22tr} + Z_{11tr} - Z_{12tr} - Z_{21tr}) \frac{(A_2 - B_2)}{\sqrt{Z_{02}}}$$

On posant :

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

$$Z_{011} = b_1 \cdot Z_{11r}$$

$$Z_{012} = \frac{a_2}{b_1} (-Z_{12tr} + Z_{11tr})$$

$$Z_{021} = \frac{a_1}{b_2} (-Z_{21tr} + Z_{11tr})$$

$$Z_{022} = \frac{a_2}{b_2} (Z_{22tr} + Z_{11tr} - Z_{12tr} - Z_{21tr})$$

$$(\sqrt{Z_{01}} + \frac{Z_{011}}{\sqrt{Z_{01}}}) B_1 - \frac{Z_{012}}{\sqrt{Z_{02}}} B_2 = (\frac{Z_{011}}{\sqrt{Z_{01}}} - \sqrt{Z_{01}}) A_1 - \frac{Z_{012}}{\sqrt{Z_{02}}} A_2$$

$$- \frac{Z_{021}}{\sqrt{Z_{01}}} B_1 + (\frac{Z_{022}}{\sqrt{Z_{02}}} + \sqrt{Z_{02}}) B_2 = - \frac{Z_{021}}{\sqrt{Z_{01}}} A_1 + (\frac{Z_{022}}{\sqrt{Z_{02}}} - \sqrt{Z_{02}}) A_2$$

$$(\frac{Z_{01} + Z_{011}}{\sqrt{Z_{01}}}) B_1 - \frac{Z_{012}}{\sqrt{Z_{02}}} B_2 = (\frac{Z_{011} - Z_{01}}{\sqrt{Z_{01}}}) A_1 - \frac{Z_{012}}{\sqrt{Z_{02}}} A_2$$

$$- \frac{Z_{021}}{\sqrt{Z_{01}}} B_1 + (\frac{Z_{022} + Z_{02}}{\sqrt{Z_{02}}}) B_2 = - \frac{Z_{021}}{\sqrt{Z_{01}}} A_1 + (\frac{Z_{022} - Z_{02}}{\sqrt{Z_{02}}}) A_2$$

$$\Delta = \frac{(Z_{011} + Z_{01}) \cdot (Z_{02} + Z_{022}) - Z_{021} \cdot Z_{021}}{\sqrt{Z_{01}} \cdot Z_{02}}$$

$$B_1 = \frac{1}{\Delta} \left[\frac{(Z_{011} - Z_{01}) \cdot (Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012} \cdot Z_{021}}{\sqrt{Z_{01}} \cdot Z_{02}} A_1 - 2 \cdot Z_{012} \cdot A_2 \right]$$

$$B_2 = \frac{1}{\Delta} \left[-2Z_{021} A_1 + \frac{(Z_{011} + Z_{01}) \cdot (-Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012} \cdot Z_{021}}{\sqrt{Z_{01}} \cdot Z_{02}} A_2 \right]$$

$$\begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{(Z_{011} - Z_{01}) \cdot (Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012} \cdot Z_{021}}{(Z_{011} + Z_{01}) \cdot (Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012} \cdot Z_{021}} & \frac{-2Z_{012} \sqrt{Z_{01}} \cdot Z_{02}}{(Z_{011} + Z_{01}) \cdot (Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012} \cdot Z_{021}} \\ \frac{-2Z_{021} \sqrt{Z_{01}} \cdot Z_{02}}{(Z_{011} + Z_{01}) \cdot (Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012} \cdot Z_{021}} & \frac{(Z_{011} - Z_{01}) \cdot (Z_{022} - Z_{02}) - Z_{012} \cdot Z_{021}}{(Z_{011} + Z_{01}) \cdot (Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012} \cdot Z_{021}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix}$$

$$\Gamma_{11} = \left[\frac{(Z_{011} - Z_{01}) \cdot (Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012} \cdot Z_{021}}{(Z_{01} + Z_{011}) \cdot (Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012} \cdot Z_{021}} \right]$$

$$\Gamma_{12} = \left[\frac{-2Z_{012} \sqrt{Z_{01}} \cdot Z_{02}}{(Z_{01} + Z_{011}) \cdot (Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012} \cdot Z_{021}} \right]$$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

$$\Gamma_{21} = \frac{(Z_{01} + Z_{011})(Z_{02} + Z_{022}) - Z_{021}Z_{012}}{(Z_{011} + Z_{01})(-Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012}Z_{021}}$$

$$\Gamma_{22} = \frac{(Z_{011} + Z_{01})(-Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012}Z_{021}}{(Z_{01} + Z_{011})(Z_{02} + Z_{022}) - Z_{012}Z_{021}}$$

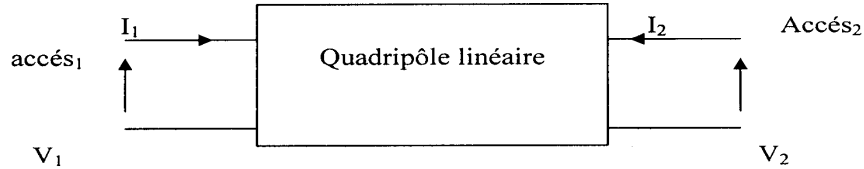
Nous avons ainsi déterminé les composantes de l'opérateur de réflexion qui est défini dans le domaine modal.

d- Calcul des paramètres [Y_{ij}] du transistor à partir de ses Paramètres [S_{ij}] :

Considérons un quadripôle défini par sa matrice admittance :

$$Y = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix}$$

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



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

$$\begin{aligned} I_1 &= Y_{11} \cdot V_1 + Y_{12} V_2 \\ I_2 &= Y_{21} \cdot V_1 + Y_{22} V_2 \end{aligned} \dots\dots\dots \text{équ-d-1}$$

Définissons pour chaque accès une impédance dite de référence soit Z₁ pour l'entrée (accès 1) et Z₂ pour la sortie (accès 2). On appelle alors ondes entrantes aux accès 1 et 2 les quantités a₁ et a₂ qui s'écrivent :

$$a_1 = \frac{V_1 + Z_1 I_1}{2\sqrt{R_1}} \qquad a_2 = \frac{V_2 + Z_2 I_2}{2\sqrt{R_2}} \qquad \text{équ-d-2}$$

Où R₁ et R₂ sont respectivement les parties réelles de Z₁ et Z₂.
de même pour les ondes sortantes b₁ et b₂

$$b_1 = \frac{V_1 + Z_1^* I_1}{2\sqrt{R_1}} \qquad b_2 = \frac{V_2 + Z_2^* I_2}{2\sqrt{R_2}} \qquad \text{équ-d-3}$$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

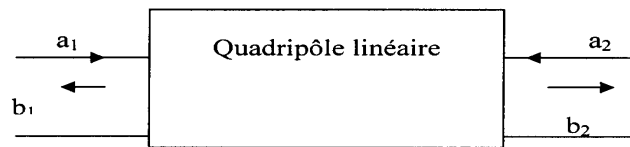
de chacune de ces quantités sont homogènes à celles d'une racine carrée de puissance. Les relations (équ-d-2) et (équ-d-3) indiquent que a_1, a_2, b_1, b_2 ne sont pas indépendants, on peut donc écrire :

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

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

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

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



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

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11} \cdot a_1 + S_{12} a_2 \\ b_2 &= S_{21} \cdot a_1 + S_{22} a_2 \end{aligned} \dots \dots \dots \text{équ-d-4}$$

Nous remplaçons Z_1 et Z_2 par Z_c , nous obtenons :

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{V_1 + Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} & a_2 &= \frac{V_2 + Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \\ b_1 &= \frac{V_1 - Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} & b_2 &= \frac{V_2 - Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \end{aligned}$$

Si nous remplaçons a_1, a_2, b_1 et b_2 des équations précédentes dans le système équ-d-4, on aboutit à :

Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features

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

Par comparaison avec la relation (équ-d-1) nous pouvons déduire les relations des paramètres Y_{ij} du quadripôle hyperfréquence en fonction de ses paramètres S_{ij} :

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

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

4-1 Structure de l'interface :

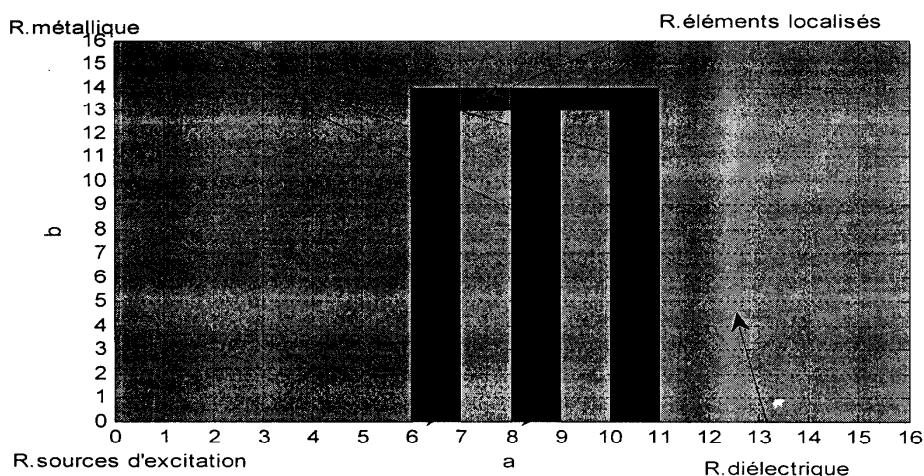


Figure IV-05: Structure de l'interface

4-2 Paramètres de la simulation :

2-1 Paramètres intrinsèques du transistor MESFET utilisés durant la simulation :

Cgs(Ff)	Ri(Ω)	Cgd(Ff)	.gm(m.S)	Rd(Ω)	Cds(Ff)	τ(pS)
396.3	0.1	78.0	11.7	85.4	59.1	0.99

Tableau IV-1 : Eléments intrinsèques du transistor utilisés dans la simulation. [34]

2-2 Paramètres de la simulation pour le circuit global:

h_1 : hauteur du boîtier

h_2 : épaisseur du substrat

ϵ_1 : permittivité du milieu supérieur du boîtier ($\epsilon_1=1$ cas du vide).

ϵ_2 : permittivité du substrat

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

f_{init} : fréquence initiale.

f_{final} : fréquence finale.

4-3 Les différentes étapes de la simulation :

de la structure

2- introduire le nombre de pixels des couches choisies

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

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

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

4- choisir les paramètres à simuler.

5- introduire les paramètres de la simulation.

dim = $m_1 \times n_1$

a...(mm)...

b...(mm)...

h1...(mm)...

h2...(mm)...

epsr1...

epsr2...

la fréquence=...(Ghz)

Nombre Itération=...

entrer finit(en Ghz) :...

entrer f final(en Ghz) :...

entrer le pas de fréquence (en Ghz):...

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

4-4 . Résultats de la simulation

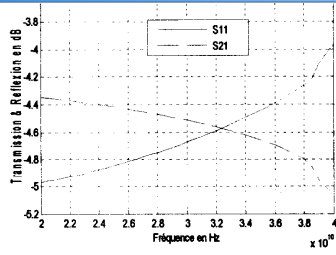
4-1. Influence des dimensions du boîtier :

Dans cette partie nous avons lancé le programme de simulation pour une même structure en variant les dimensions de la base du boîtier seulement (**I- a=b= 4mm ; -II- a=b= 8 mm ; -III- a=b= 12 mm**) .

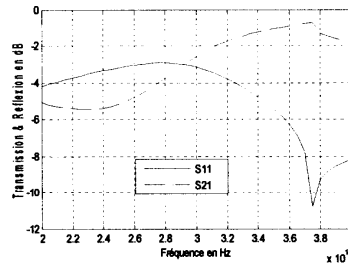
Les paramètres de simulation retenus sont :

nombre de pixels $m \times n = 16 \times 16$; $h_1(\text{mm}) = 2$; $h_2(\text{mm}) = 0.5$; $\text{epsr}_1 = 1$; $\text{epsr}_2 = 3.78$; Nombre Itération=300; bande de fréquence [20-40] Ghz ; le pas de fréquence (en Ghz)=0.5.

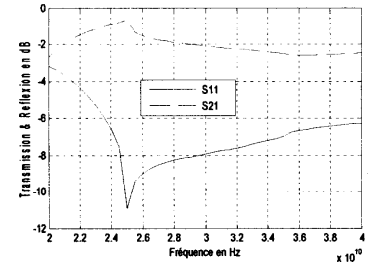
Application de la méthode itérative à une structure plane active



-I-

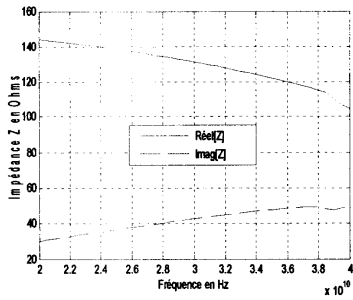


-II-

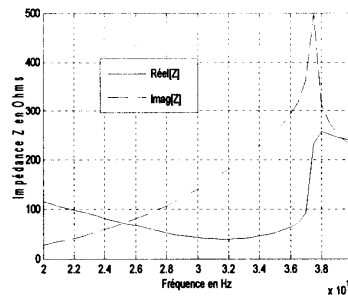


-III-

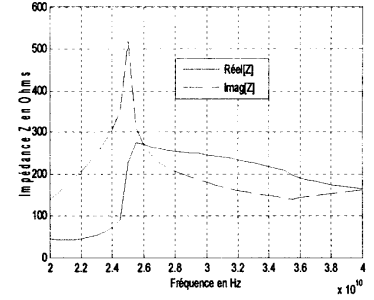
Figure IV-6-1 : variation des coefficients de transmission S_{21} et de réflexion S_{11} dans la bande de fréquence [20-40] GHz ;-I- $a=b=4$ mm ;-II- $a=b=8$ mm ;-III- $a=b=12$ mm .



-I-

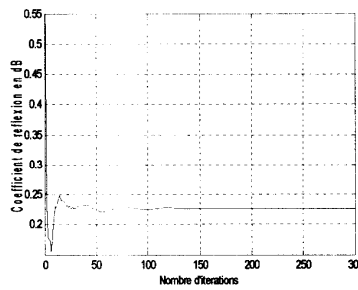


-II-

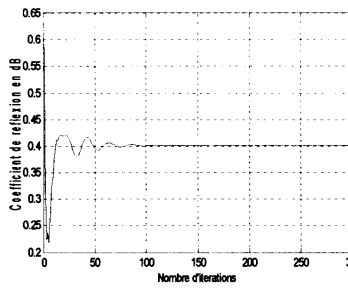


-III-

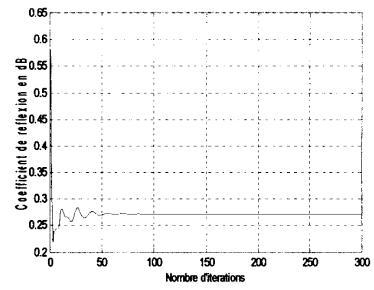
Figure IV-6-2 : Variation de l'impédance vue par la source Z dans la bande de fréquence [20-40] GHz ;-I- $a=b=4$ mm ;-II- $a=b=8$ mm ;-III- $a=b=12$ mm .



-I-



-II-



-III-

Figure IV-6-3 : Variation du Coefficient de réflexion en fonction du nombre d'itérations -I- $a=b=4$ mm ;-II- $a=b=8$ mm ;-III- $a=b=12$ mm .

Application de la méthode itérative à une structure planaire active

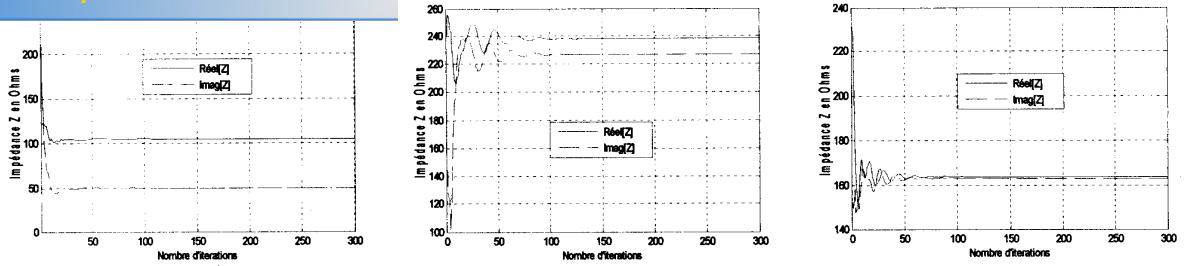


Figure IV-6-4 : Variation de l'impédance vue par la source Z en fonction du nombre d'itérations
-I- $a=b= 4mm$; -II- $a=b= 8 mm$; -III- $a=b= 12 mm$..

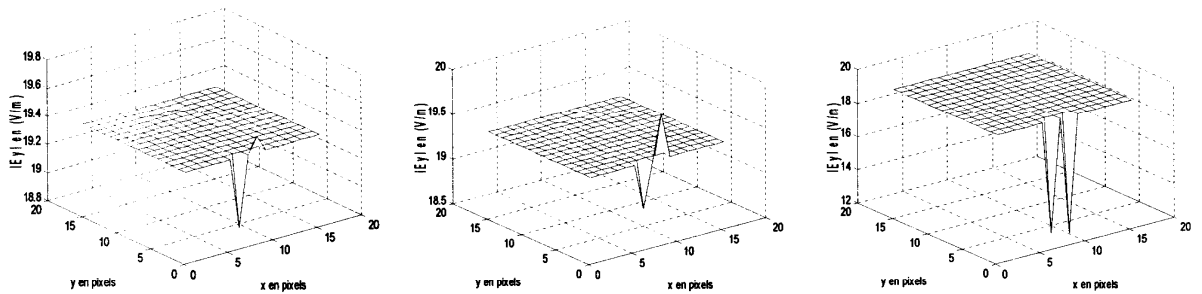


Figure IV-6-5 : Distribution du champ électrique $|E_y|$ en V/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ GHz ; -I- $a=b= 4mm$; -II- $a=b= 8 mm$; -III- $a=b= 12 mm$.

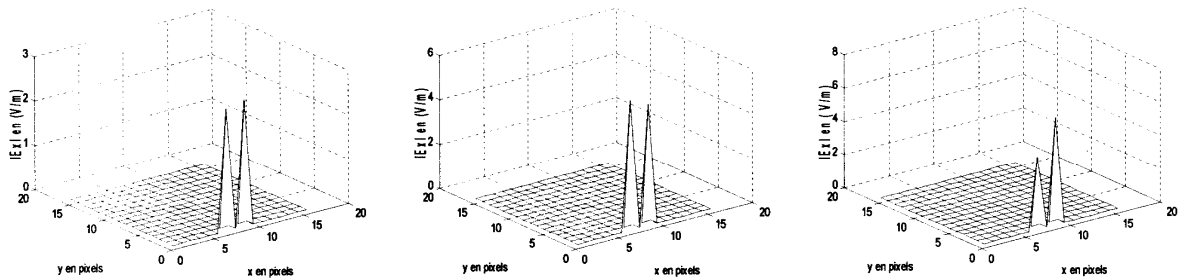
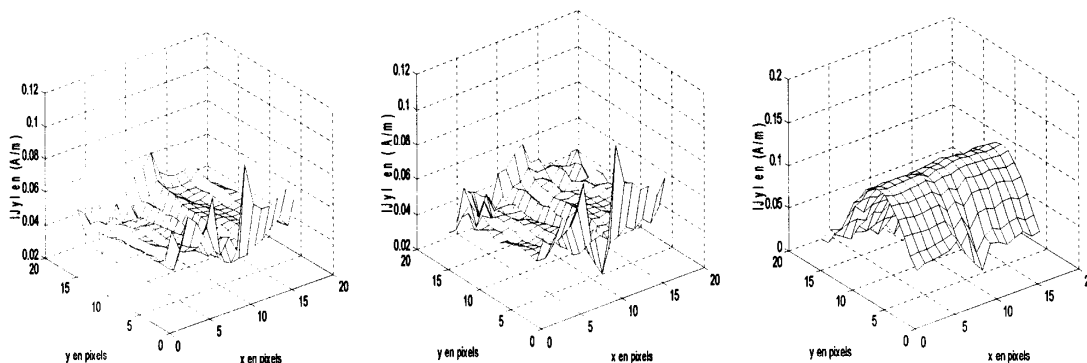


Figure IV-6-6 : Distribution du champ électrique $|E_x|$ en V/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ GHz ; -I- $a=b= 4mm$; -II- $a=b= 8 mm$; -III- $a=b= 12 mm$.

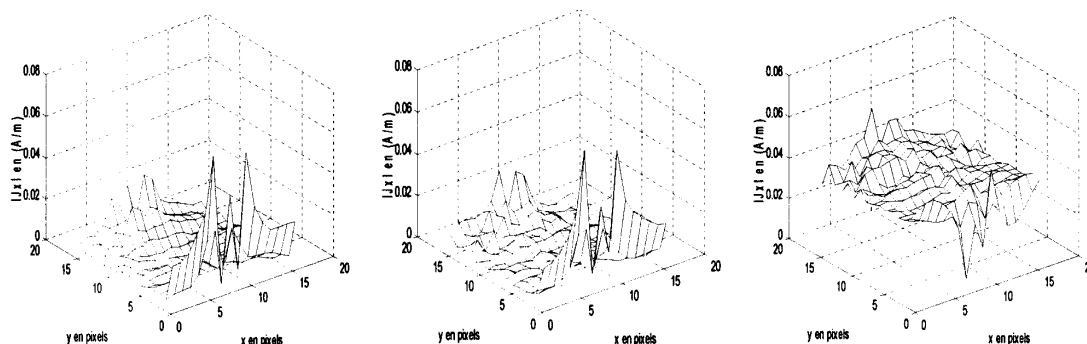


-I-

-II-

-III-

Figure IV-6-7 : Distribution de la densité courant électrique $|J_y|$ en Ampère/m sur le plan de l'interface pour $f=25\text{GHz}$;-I- $a=b=4\text{mm}$;-II- $a=b=8\text{mm}$;-III- $a=b=12\text{mm}$.



-I-

-II-

-III-

Figure IV-6-8 : Distribution de la densité courant électrique $|J_x|$ en Ampère/m sur le plan de l'interface pour $f=25\text{GHz}$;-I- $a=b=4\text{mm}$;-II- $a=b=8\text{mm}$;-III- $a=b=12\text{mm}$.

On remarque une translation des fréquences de résonance vers les basses fréquences de la bande choisie avec l'augmentation des dimensions du boîtier (ex : $f_r=25\text{GHz}$ pour $a \times b=12 \times 12\text{mm}$; $f_r=39\text{GHz}$ pour $a \times b=8 \times 8\text{mm}$), l'apparition de pics présentant le maximum de l'impédance aux fréquences de résonance , convergence du coefficient de réflexion et de l'impédance après une légère fluctuation en fonction du nombre d'itérations (50 itérations), la distribution du champ électrique fluctue en fonction des dimensions du boîtier dans la direction de l'excitation des sources et presque constante dans l'autre direction et enfin la distribution de la densité courant électrique est non uniforme dans tous les cas présentés sauf pour le cas de la Figure IV-2-7 ($a \times b=12 \times 12\text{mm}$) ou elle suit une distribution en cloche dans la direction des y .

Substrat :

Dans cette partie nous avons lancé le programme de simulation pour une même structure en variant la nature du substrat par le biais du paramètre ϵ_2 (epsr2) (-I- $\epsilon_2=2.1$ (Téflon) ; -II- $\epsilon_2=3.78$ (Silice) ; -III- $\epsilon_2=9.6$ (Alumine). Les autres paramètres de simulation retenus sont les mêmes que pour la partie 1.

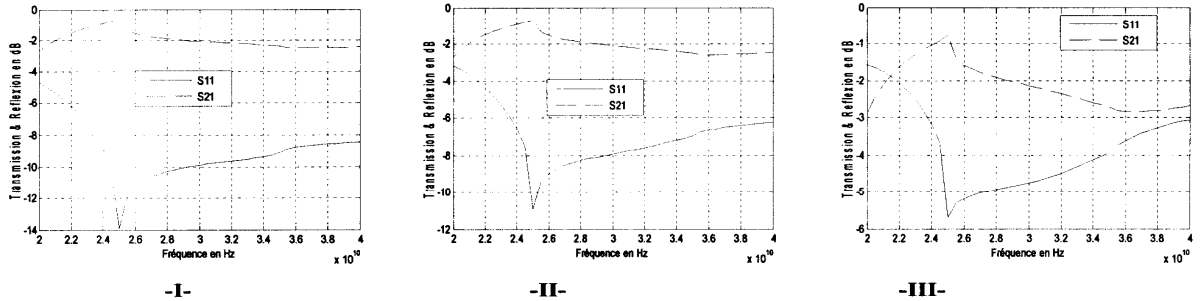


Figure IV-7-1 : variation des coefficients de transmission S_{21} et de réflexion S_{11} dans la bande de fréquence [20 ; 40] GHz ; -I- $\epsilon_2=2.1$ (Téflon) ; -II- $\epsilon_2=3.78$ (Silice) ; -III- $\epsilon_2=9.6$ (Alumine).

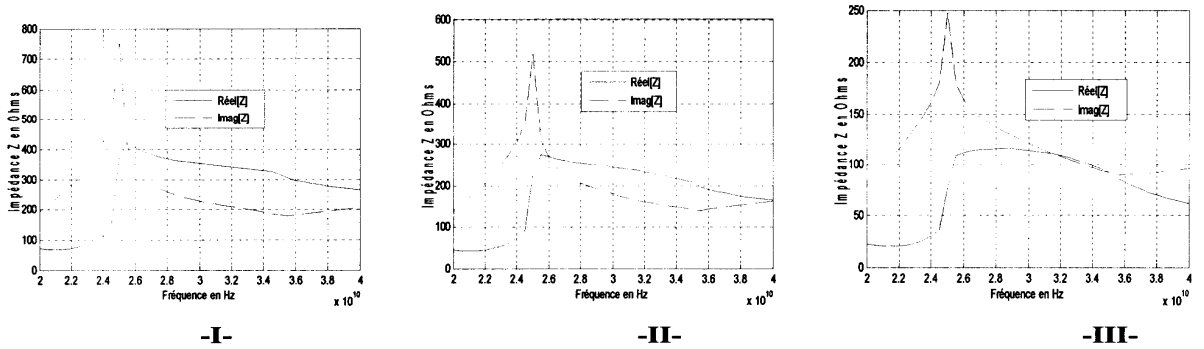
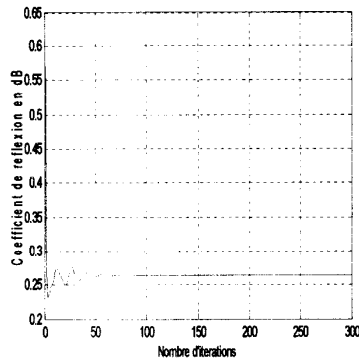
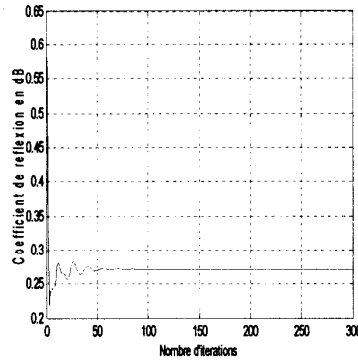


Figure IV-2-2 : Variation de l'impédance vue par la source Z dans la bande de fréquence [20 ; 40] GHz ; -I- $\epsilon_2=2.1$ (Téflon) ; -II- $\epsilon_2=3.78$ (Silice) ; -III- $\epsilon_2=9.6$ (Alumine).

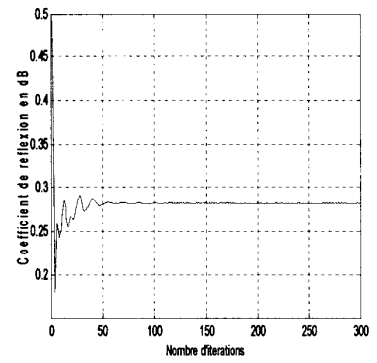
lication de la méthode itérative à une structure planaire active



-I-

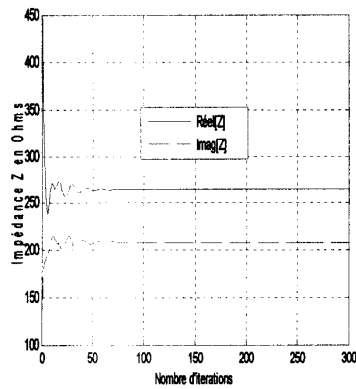


-II-

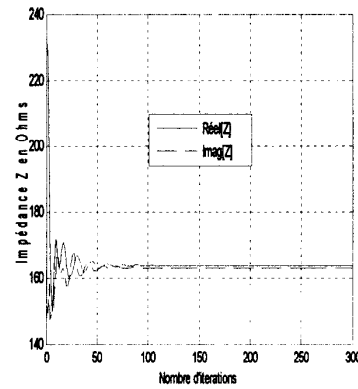


-III-

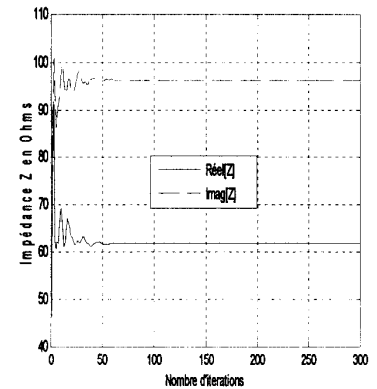
Figure IV-7-3 : Variation du Coefficient de réflexion en fonction du nombre d'itérations
-I- $\epsilon_2=2.1$ (Téflon) ; -II- $\epsilon_2=3.78$ (Silice) ; -III- $\epsilon_2=9.6$ (Alumine).



-I-

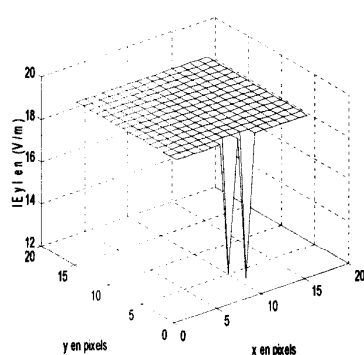


-II-

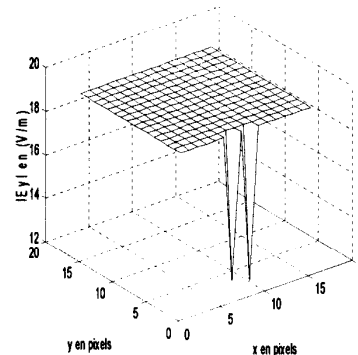


-III-

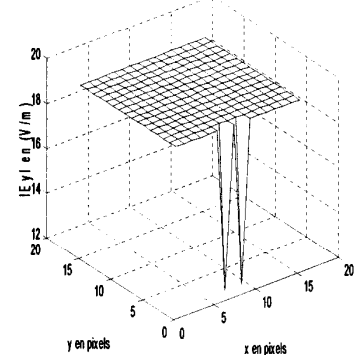
Figure IV-7-4 : Variation de l'impédance vue par la source Z en fonction du nombre d'itérations
-I- $\epsilon_2=2.1$ (Téflon) ; -II- $\epsilon_2=3.78$ (Silice) ; -III- $\epsilon_2=9.6$ (Alumine).



-I-



-II-



-III-

Figure IV-7-5 : Distribution du champ électrique $|E_y|$ en V/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ GHz ; -I- $\epsilon_2=2.1$ (Téflon) ; -II- $\epsilon_2=3.78$ (Silice) ; -III- $\epsilon_2=9.6$ (Alumine).

Application de la méthode itérative à une structure planaire active

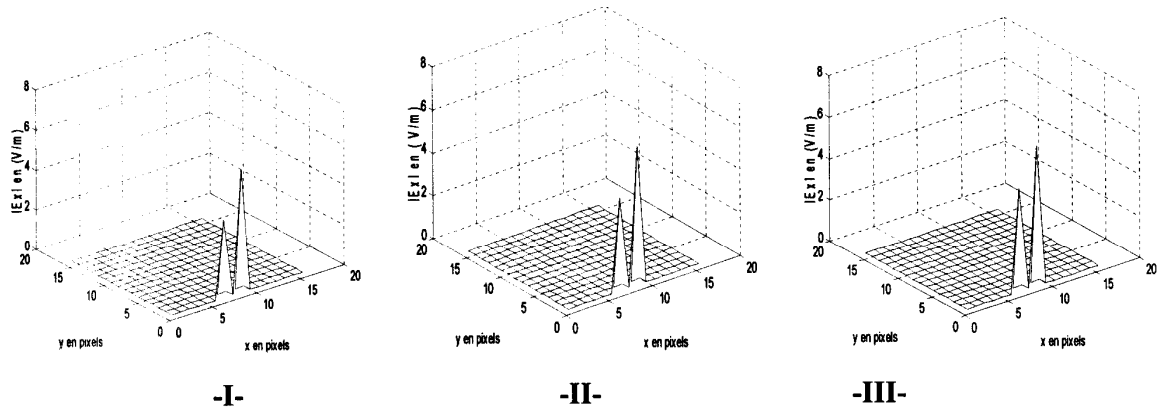


Figure IV-7-6 : Distribution du champ électrique $|E_x|$ en V/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ GHz; -I- $\epsilon_2=2.1$ (Téflon) ; -II- $\epsilon_2=3.78$ (Silice) ; -III- $\epsilon_2=9.6$ (Alumine).

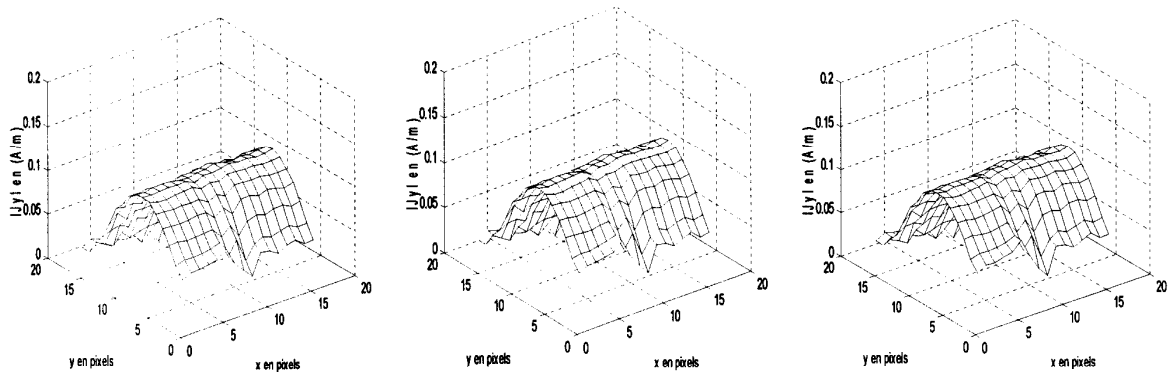


Figure IV-7-7 : Distribution de la densité courant électrique $|J_x|$ en Ampère/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ GHz ;-I- $\epsilon_2=2.1$ (Téflon) ; -II- $\epsilon_2=3.78$ (Silice) ; -III- $\epsilon_2=9.6$ (Alumine).

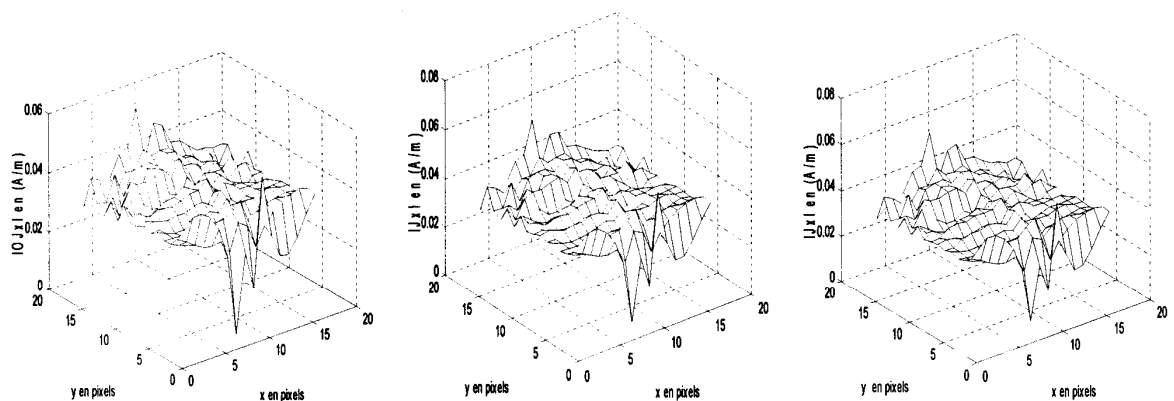


Figure IV-7-8 : Distribution de la densité courant électrique $|J_y|$ en Ampère/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ GHz -I- $\epsilon_2=2.1$ (Téflon) ; -II- $\epsilon_2=3.78$ (Silice) ; -III- $\epsilon_2=9.6$ (Alumine).

L'influence de la nature du substrat est remarquable, aux alentours de la résonance, par la diminution du coefficient de réflexion et de l'impédance avec l'augmentation de la permittivité du substrat, la

Application de la méthode itérative à une structure planaire active

transmission reste presque constante, pour les distributions des champs et des densités des courants aucune influence n'est visible.

4-3-Influence du nombre de pixels par structure :

Dans cette partie nous avons lancé le programme de simulation pour une même structure en variant le nombre de pixels par structure influant directement sur les rapport des dimensions des sources, des éléments localisés, des micro rubans et de la partie métallique. (-I- $mxn=15x15$ pixels; -II- $mxn=30x30$ pixels; -III- $mxn=60 \times 60$ pixels). Les autres paramètres de simulation retenus sont les mêmes que pour la partie 1.

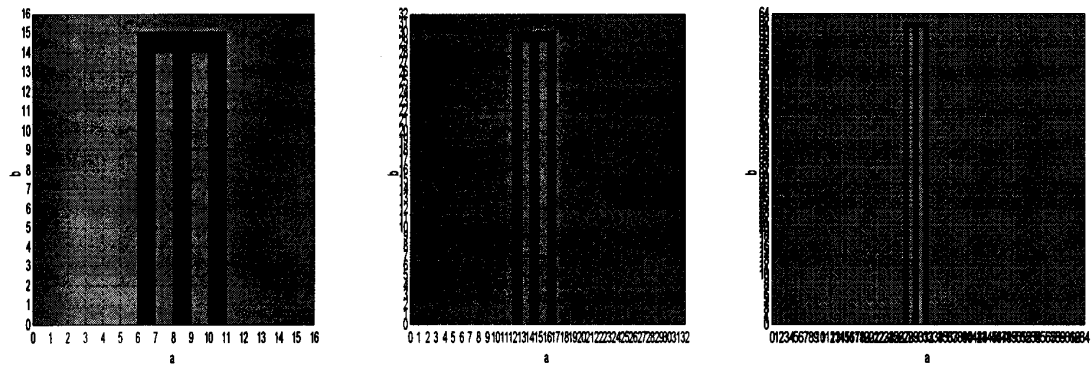


Figure IV-8-1 : structures de l'interface pour différents nombres de pixels/structure ;
 -I- $mxn=16x16$ pixels; -II- $mxn=32x32$ pixels ; -III- $mxn=64x64$ pixels.

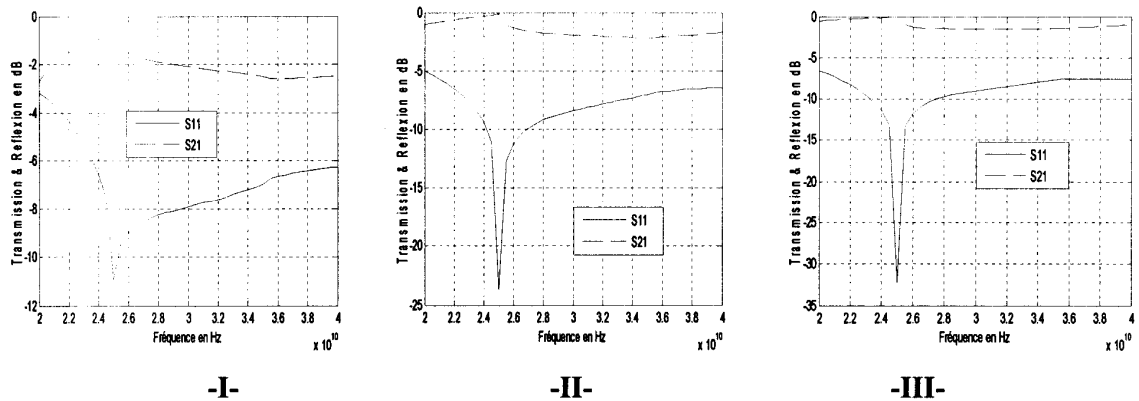


Figure IV-8-2 variation des coefficients de transmission S_{21} et de réflexion S_{11} dans la bande de fréquence [20 ; 40] GHz ; -I- $mxn=16x16$ pixels; -II- $mxn=32x32$ pixels ; -III- $mxn=64x64$ pixels.

Application de la méthode itérative à une structure planaire active

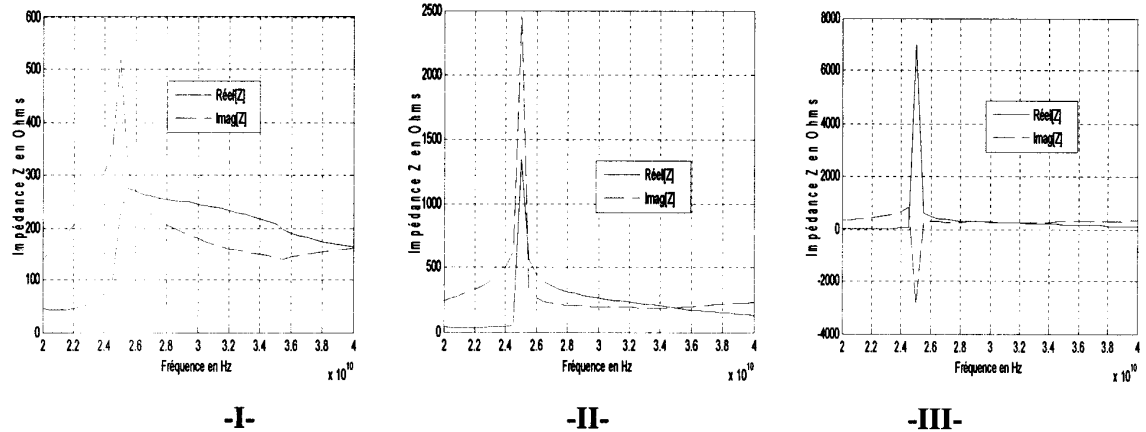


Figure IV-8-3 variation de l'impédance vue par la source Z dans la bande de fréquence [20 ; 40] GHz ; -I- $mxn=16 \times 16$ pixels ; -II- $mxn=32 \times 32$ pixels ; -III- $mxn=64 \times 64$ pixels.

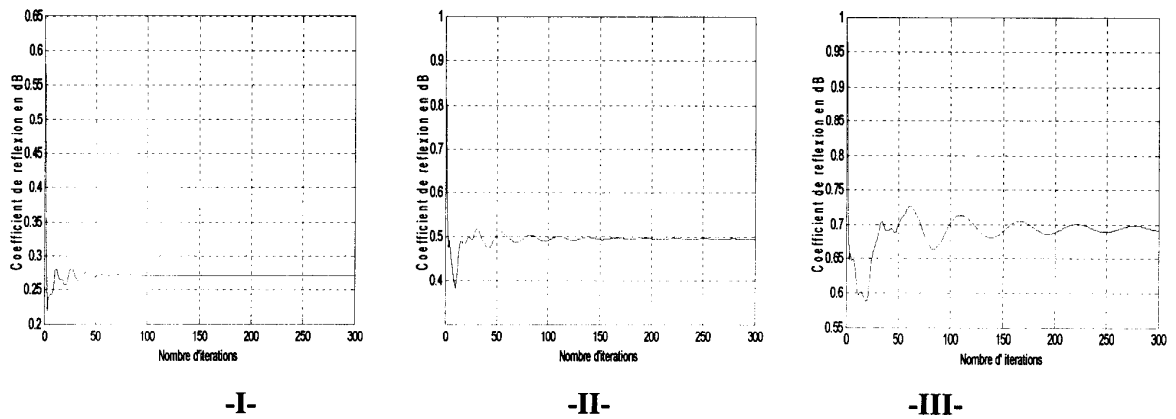


Figure IV-8-4 variation du coefficient de réflexion en fonction du nombre d'itérations ; -I- $mxn=16 \times 16$ pixels ; -II- $mxn=32 \times 32$ pixels ; -III- $mxn=64 \times 64$ pixels.

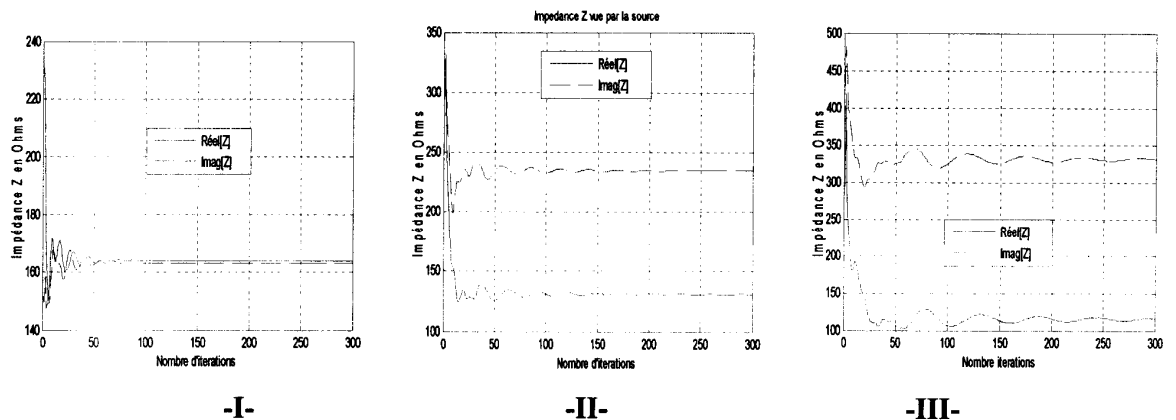


Figure IV-8-5 : Variation de l'impédance vue par la source Z en fonction du nombre d'itérations. - I- $mxn=16 \times 16$ pixels ; -II- $mxn=32 \times 32$ pixels ; -III- $mxn=64 \times 64$ pixels.

lication de la méthode itérative à une structure planaire active

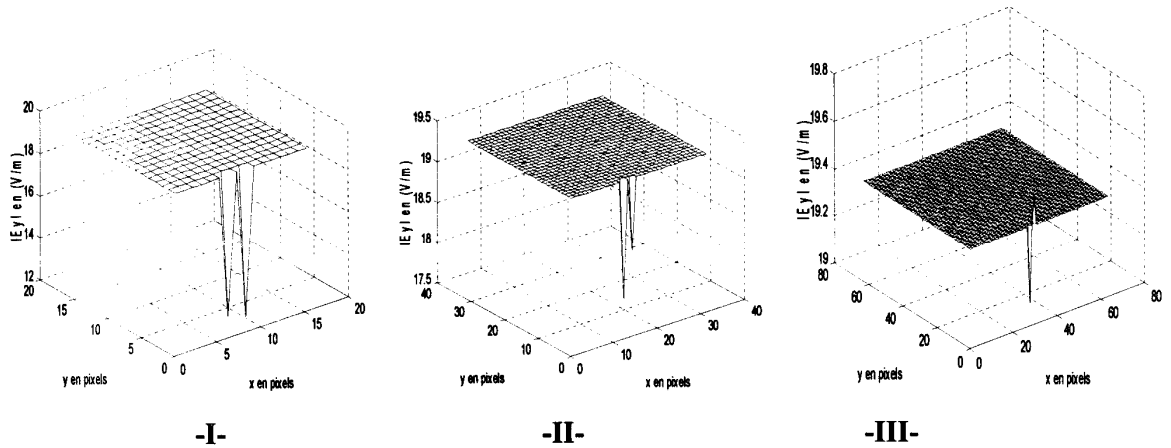


Figure IV-8-6 : Distribution du champ électrique $|E_y|$ en V/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ GHz variation ; -I- $mxn=16 \times 16$ pixels ; -II- $mxn=32 \times 32$ pixels ; -III- $mxn=64 \times 64$ pixels.

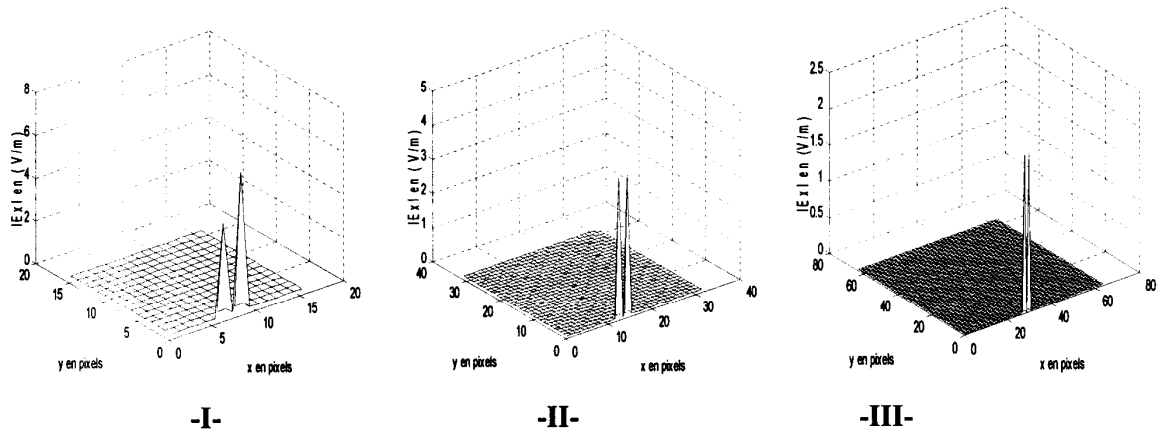


Figure IV-8-7 : Distribution du champ électrique $|E_x|$ en V/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ GHz ; -I- $mxn=16 \times 16$ pixels ; -II- $mxn=32 \times 32$ pixels ; -III- $mxn=64 \times 64$ pixels.

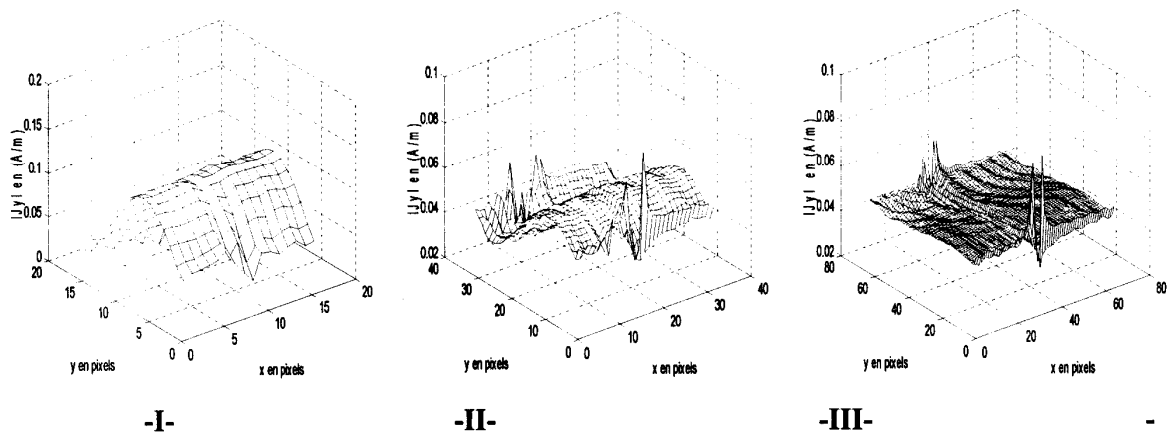


Figure IV-8-8 : Distribution de la densité courant électrique $|J_y|$ en Ampère/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ GHz ; -I- $mxn=16 \times 16$ pixels ; -II- $mxn=32 \times 32$ pixels ; -III- $mxn=64 \times 64$ pixels.

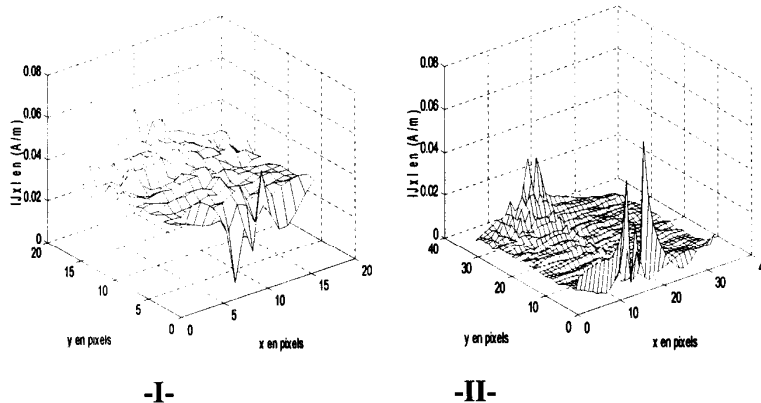


Figure IV-8-9 : Distribution de la densité courant électrique $|J_x|$ en Ampère/m sur le plan de l'interface pour $f=25$ GHz; -I- $m \times n=16 \times 16$ pixels; -II- $m \times n=32 \times 32$ pixels ; -III- $m \times n=64 \times 64$ pixels

L'augmentation du nombre de pixels par structure a augmenté la transmission et l'impédance d'entrée, a diminué la réflexion et enfin a rendu les distributions des densités de courants plus étalées.

Conclusion :

Ce quatrième chapitre nous a permis d'explorer la méthode itérative par son application à un circuit planaire actif. Par un logiciel développé sous matlab , on a lancer des simulations pour une structure planaire à base d'un transistor MESFET et par un jeu de paramètres caractérisant la structures(dimensions de la structure, nature du substrat, nombre de pixels par structure, ...)et des paramètres de simulation (bande de fréquence , nombre d'itération...), nous avons tracer des courbes caractéristiques pour voir l'influence de chaque paramètres sur les caractéristiques de la structure (circuit) étudiée (impédance d'entrée, le paramètres de transmission , le paramètre de réflexion, distribution des densités de courants et champs électriques à l'interface de la structure...

Conclusion générale :

Dans notre travail nous avons essayé de mettre en évidence l'intérêt que présente l'utilisation des simulateurs micro ondes pour la modélisation et la conception des circuits actifs. Ces simulateurs conçus à base de logiciel utilisant des méthodes de caractérisation électromagnétiques (TLM FTTD) sont devenus nécessaires durant l'étape d'optimisation des caractéristiques attendues du composant final.

Par la méthode itérative basée sur les ondes transverses, utilisant des sources auxiliaires localisées pour modéliser les éléments actifs (deux élément localisés pour modéliser un transistor dans notre cas), nous avons conçu un logiciel en MATABL par lequel on a lancer des simulation pour une structure planaire à base d'un transistor MESFET et par un jeu de paramètres caractérisant la structures(dimensions de la structure, nature du substrat, nombre de pixels par structure), nous avons tracer des courbes caractéristiques pour voir l'influence de chaque paramètres sur les caractéristiques de la structure (circuit) étudiée (impédance d'entrée, le paramètres de transmission , le paramètre de réflexion, distribution des densités de courants et champs électriques à l'interface de la structure)

Bien que notre étude n'a pas concerné un composant physique réel (composant fabriqué et caractérisé par des mesures directes), mais une étude par simulation à un composant théorique (le transistor MESFET), nous avons pu approcher les méthodes de modélisation électromagnétique et d'optimisation qui sont à la base des simulateurs électromagnétiques micro ondes.

D'autres études peuvent poursuivre la prospection de ce domaine, jusqu'ici, en plein expansion et approcher la modélisation des circuit hyperfréquences par la méthode itérative à cause de sa simplicité et car elle ne nécessite qu'un minimum d'équipements informatiques...

Références bibliographiques.

- [1].Méjri Fathi “Modélisation électromagnétique des structure active planaires par une méthode itérative avec une source auxiliaire localisé “ Thèse de doctorat ENIT. soutenue le 4 février 2006.
- [2]Christophe CHARBONNIAUD.” Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l’amplification de puissance micro-onde“ » Thèse de doctorat UNIVERSITE DE LIMOGES. soutenue le 20 octobre 2005
- [3]. BENBOUZA Mouhamed “ conception assistée par ordinateur des circuit integrés MESFET Ga As “ Thèse de doctorat université Hdj LAKHDAR BATNA 1993
- [4]. Fayçal REJIBA “ Modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques en milieux hétérogènes- Application au Radar Sol- “. Thèse de doctorat PARIS VI Soutenue le 27 mars 2002...aperçu sur ftd méthode e/m...02092002
- [5]. Yaser A. Khalaf “ Systematic Optimization Technique for MESFET Modeling “ Thèse de Doctor of Philosophy .Virginia Polytechnic Institute and State University July 2000...05...
- [6] Remus Teodorescu “ Conception et caractérisation d’une antenne active en technologie uniplanaire “ mémoire de maîtrise es science appliquées (génie électrique) école polytechnique de Montréal, février 2000
- [7]Philippe ANDRE “ Conception et réalisation d’oscillateurs intégrés monolithique micro ondes à base de transistor sur arséniure de galium“ Thèse de doctorat de l’université Paul Sabatier de Toulouse, soutenue le 20 juin 1995 ..
- [8]Walmark and Jonson “ field effect transistor, technologie and application “Printice –hall-Inc.(1966).
- [9]Laurent CHUSSEAU “ Paramètres S — Antennes » Centre d’Electronique et de Microélectronique de Montpellier UMR no 5507 CNRS Université Montpellier II. 2005
- [10] R. Badoual. Les micro-ondes, volume I & II. Masson, Paris, 1983.
- [11]Stéphane DELLIER “ Contributions à la conception des circuits micro-ondes “ Thèse de doctorat de l’université DE LIMOGES soutenue le 18 Juillet 2005
- [12]Francis DENANOT “ Techniques de sous-maillage dans la méthode FDTD, apports de l’approche variationnelle. “ Thèse de doctorat de l’université DE LIMOGES soutenue le 2 février 2006.

[13] Fabrice LACROUX “ Contribution à la modélisation d'éléments localisés pour les simulations électromagnétiques en transitoire .Application en millimétrique et au transport d'énergie sans fil.“ » Thèse de doctorat de l'université DE LIMOGES le 18 janvier 2005

[14] Alireza MAHANFAR “ Contribution au développement de méthodes d'optimisation avancées pour la conception électromagnétique de circuits et dispositifs micro-ondes“ » Thèse de doctorat de l'université DE LIMOGES soutenue Le 16 Décembre 2005

[15] Denis MERCIER “ Conception, modélisation, fabrication et caractérisation de composants MEMS RF “ Thèse de doctorat de l'université DE LIMOGES soutenue le 10 décembre 2003

[16] Étienne PERRET “ Application de l'approche par changements d'échelle aux circuits planaires hyperfréquences “ Thèse de doctorat de L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE- année 2005

[17] Jean-Marc Lesage “ Application de la méthode de compression à l'analyse électromagnétique globale des effets de mise en boîtier d'amplificateurs MMIC “ Thèse de doctorat de l'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE RENNES Soutenue le 21 Octobre 2005

[18]. Jun Zhao “ Development of Integrated “Chip-Scale” Active Antennas for Wireless Applications “ Masters of Science Thesis Virginia Polytechnic Institute and State University July, 26, 2002

[19]. Abdellatif HAFIANE “ Etude du couplage d'antennes imprimées par la méthode des différences finies et extraction du modèle électrique “ Thèse de doctorat de UNIVERSITE DE MARNE LA VALLEE -Soutenance le 10 mars 2003

Articles :

[20] MICHAEL S. SHUR “ Analytical model of GaAs MESFET ” IEEE ON ELECTRON DIVICES VOL ED-25 N° 6 JUNE 1978

[21] HERMAN STATZ “ GaAs FET DEVICE AND CIRCUIT SIMULATION IN SPICE ” IEEE ON ELECTRON DIVICES VOL ED-14 N° 2 FEBRUARY 1987

[22] Ban. Leong. Ooi “ A NEW MESFET NON LINEAR MODEL ” MICRO WAVES AND OPTICAL LETTERS VOL 29 N° 4 MAY 2001

[23] Ban. Leong. Ooi “ A Novel DRAIN CURRENT I-V MODEL FOR MESFET ” IEEE TRANSACTIONS ON MICRO WAVES THEORY AND TECHNIQUES VOL 50 N° 4 APRIL 2002

- [24] WALTER R.CURTICE " A MESFET MODEL FOR USE IN THE DESIGN OF GaAs INTEGRATED CIRCUITS" IEEE TRANSACTIONS ON MICRO WAVES THEORY AND TECHNIQUES VOL 28 N°5 MAY 1980.
- [25] Klas Yhland, « A Symmetrical Nonlinear HFET/MESFET Model Suitable for Intermodulation Analysis of Amplifiers and Resistive Mixers » IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES, VOL. 48, NO. 1, JANUARY 2000.
- [26] L.COHEN » METHODE MULTI-EHELLES POUR CIRCUITS PLANAIRE » Laboratoire d'électronique, ENSEEIHT, 2 Rue C.Camichel 31071 TOULOUSE, FRANCE
- [27]. Afroz K, et al. Time-domain analysis of lossy active transmission lines using FDTD method. Int J ElectronCommun (AEU) (2008), doi: 10.1016/j.aeue.2007.12.003
- [28]H. Ohyama « Radiation source dependence of device performance degradation for 4H-SiC MESFETs » Kumamoto National College of Technology, 2659-2 Suya Koshi Kumamoto, 861-1102, Japan. October 2006
- [29] A. Balijepalli « Large-signal modeling of SOI MESFETs »Arizona State University, Center for Solid State Electronics Research, P.O. Box 876206, Tempe, AZ 85287, United States. May 2006
- [30] M. Kaddour" Analysis and design criteria for traveling-wave MESFET" Département de Physique, Faculté des Sciences de Sfax, B.P. 802, 3018 Sfax, Tunisia- July 2003(art17)
- [31] F. Kung - A FINITE-DIFFERENCE TIME-DOMAIN (FDTD)SOFTWARE FOR SIMULATION OF PRINTED CIRCUIT BOARD (PCB) ASSEMBLY -Faculty of Engineering, Multimedia University Jalan Multimedia, 63100 Cyberjaya, Selangor, Malaysia Progress In Electromagnetic Research, PIER 50, 299-335, 2005
- [32]Sylvain DEMARTY " Contributions à l'étude électromagnétique théorique et expérimentale des cartes de circuits imprimés" Thèse de doctorat de l'université DE LIMOGES soutenue le 31 août 2006.
- [33] H-Zairi, A. Gharsallah, A. Gharbi et H. Baudrand " Analysis of planar circuits using a multigrid iterative method" IEEE PROC.Microw. Antenna propag, vol 153, N° 3 , JUNE 2006
- [34] Sandra DE MEYER "Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-flop d'amplificateurs distribués de puissance à très large bande" Thèse de doctorat de l'université DE LIMOGES N° :26-2005

[35] **B.MARIR** "Résolution itérative de problème à frontières libres. Application à la modélisation bidimensionnelle des TECs cas du MESFET" thèse de doctorat d'état université de Constantine octobre 1993.

A vertical dashed line on the left side of the page, consisting of 18 black rectangular dashes.

Annexes :

ètres Y_{ij} du transistor MESFET à partir de son schéma électrique équivalent :

Dans ce calcul on ne va s'intéresser qu'à la partie encadrée du schéma globale qui représente la partie intrinsèque modélisant le transistor. Pour simplifier on prend les impédances intermédiaires suivantes

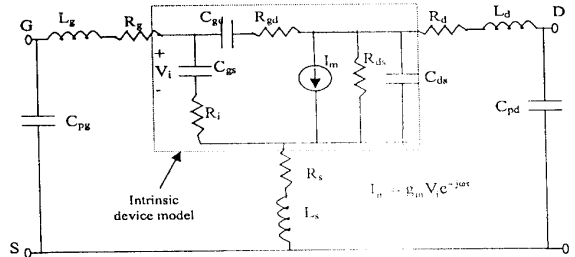


Figure A-3-a modèle petit-signal du MESFET.

$$Z_{gs} = R_i + \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_{gs}} ; Z_{gd} = \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_{gd}} ; Z_{ds} = \frac{R_{ds}}{1 + j \cdot \omega \cdot R_{ds} \cdot C_{gs}}$$

Et le schéma équivalent sera simplifié par le schéma suivant :

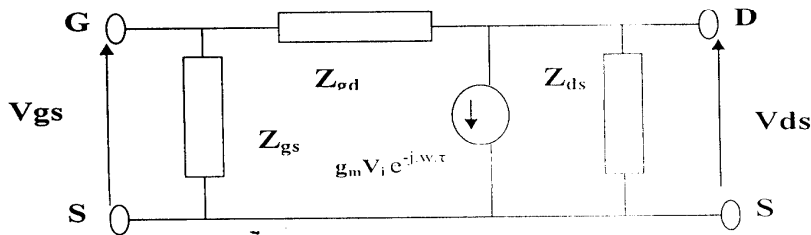


Figure A-3-b: schéma équivalent du modèle petit-signal du MESFET.

En utilisant le théorème de Miller le schéma précédent sera équivalent au schéma suivant :

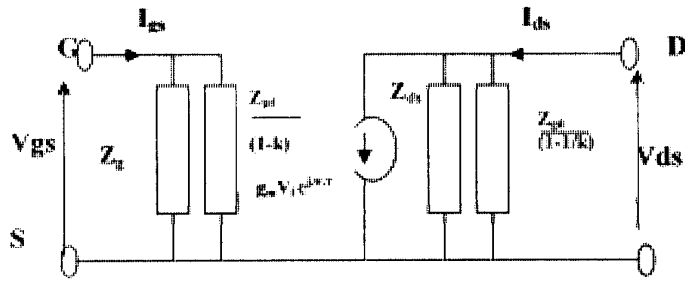


Figure A-3-c schéma équivalent du modèle petit-signal du MESFET

Avec $k = \frac{V_{th}}{V_{gs}}$

Du circuit d'entrée on tire

$$V_{gs} = \left(\frac{Z_{gs} \cdot Z_{gd}}{(1 - \frac{V_{th}}{V_{gs}})Z_{gs} + Z_{gd}} \right) I_{gs} \Rightarrow I_{gs} = \frac{Z_{gs} + Z_{gd}}{Z_{gs} \cdot Z_{gd}} V_{gs} - \frac{1}{Z_{gd}} V_{ds} \dots \text{II-1}$$

De même pour le circuit de sortie on tire

$$V_{ds} = \left[\frac{Z_{ds} \cdot Z_{gd}}{(1 - 1/k)Z_{ds} + Z_{gd}} \right] (I_{ds} - g_m V_i e^{-j \omega \tau}) \quad \text{Avec } V_i = \frac{1/j \cdot C_{gs} \cdot \omega}{Z_{gs}} V_{gs}$$

Après simplification on trouve :

$$I_{ds} = \left(\frac{1/j \cdot \omega \cdot C_{gs}}{Z_{gs}} g_m e^{-j \omega \tau} - \frac{1}{Z_{ds}} \right) V_{gs} + \left(\frac{1}{Z_{gd}} + \frac{1}{Z_{ds}} \right) V_{ds} \dots \text{II-2}$$

$$\begin{bmatrix} I_{gs} \\ I_{ds} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11tr} & Y_{12tr} \\ Y_{21tr} & Y_{22tr} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{gs} \\ V_{ds} \end{bmatrix}$$

En remplaçant les impédances Z_{gs} , Z_{gd} et Z_{ds} , on peut tirer les éléments Y_{ijTr} (les admittances) du transistor en fonction des éléments intrinsèques du transistor.

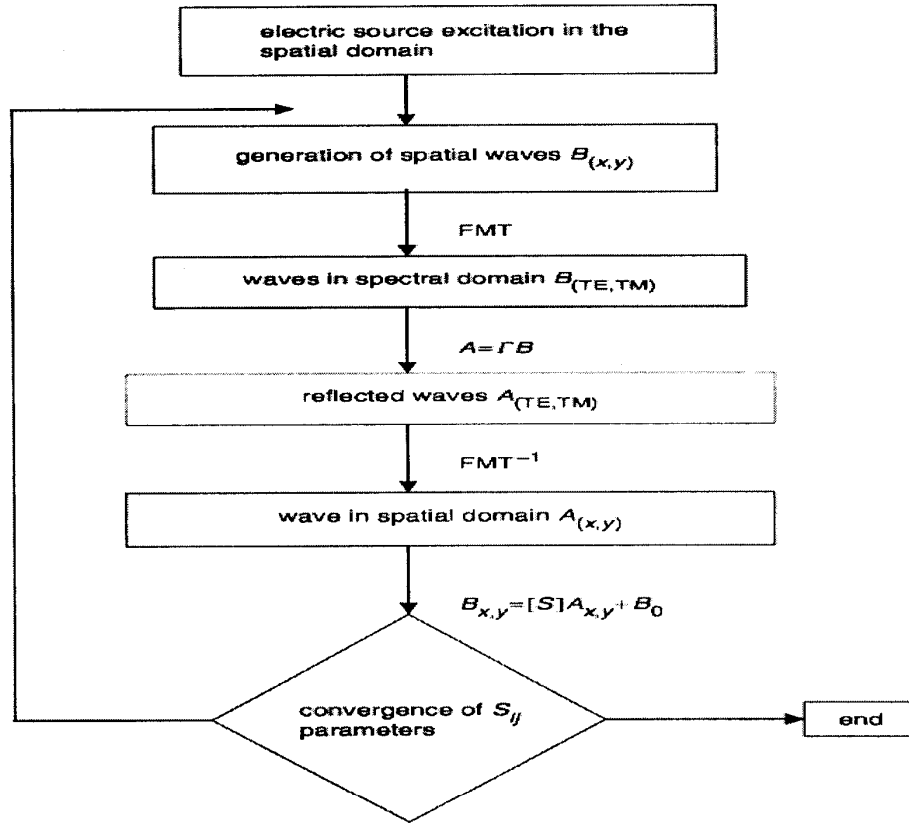
$$Y_{11Tr} = \frac{1}{R_i + \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_{gs}}} + j \cdot \omega \cdot C_{gd}$$

$$Y_{12Tr} = -j \cdot \omega \cdot C_{gd}$$

$$Y_{21Tr} = \frac{g_m \cdot e^{-j \cdot \omega \cdot \tau}}{1 + j \cdot \omega \cdot R_i \cdot C_{gs}} - j \cdot \omega \cdot C_{gd}$$

$$Y_{22Tr} = \frac{1}{R_{ds}} + j \cdot \omega \cdot (C_{gd} + C_{ds})$$

A2- organigramme de la méthode itérative :



A3- Interfaces du logiciel présentant les différentes étapes de la simulation :

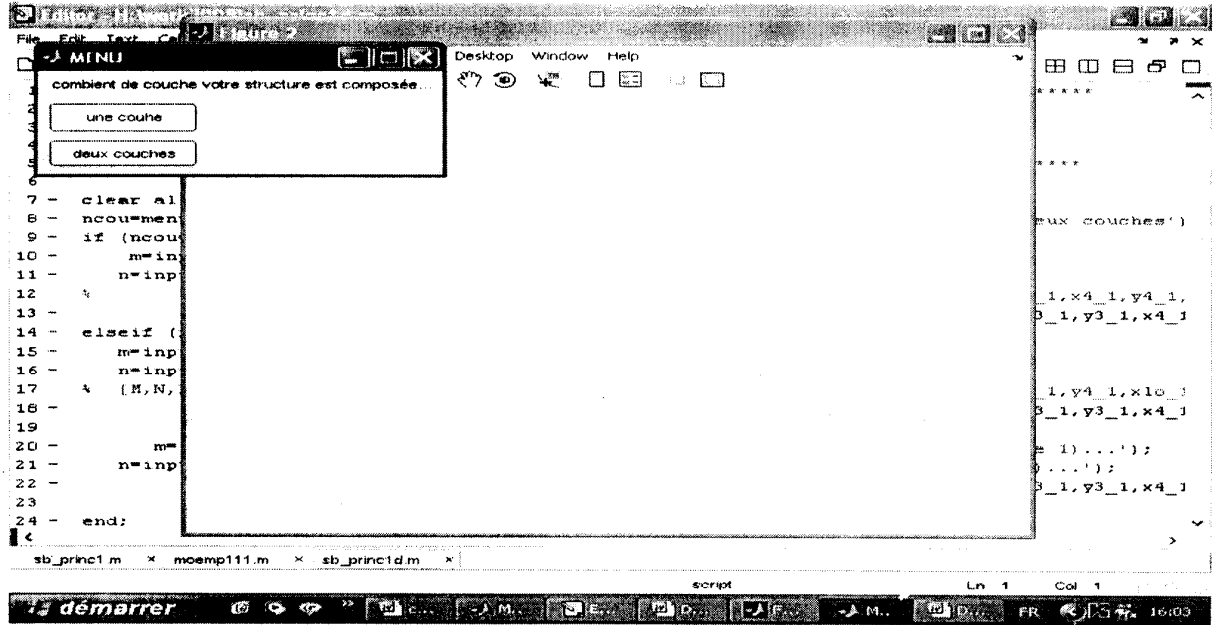


Figure 1 : Interface pour le choix du nombre de couche constituant la structure à étudier.

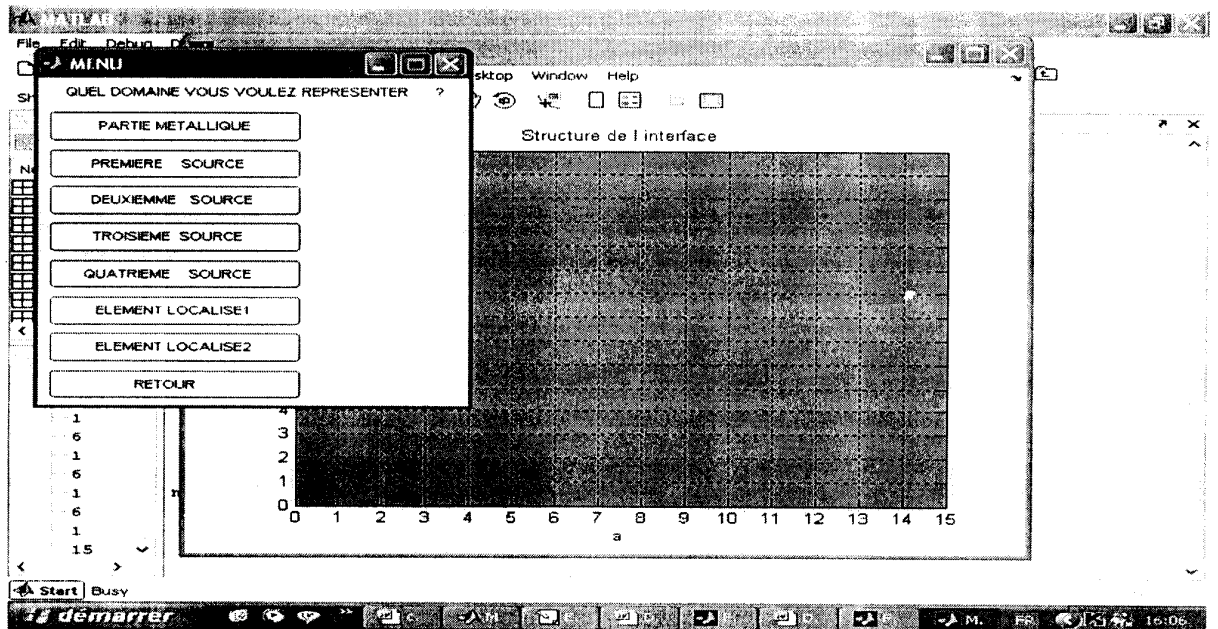


Figure 2 : Interface structure

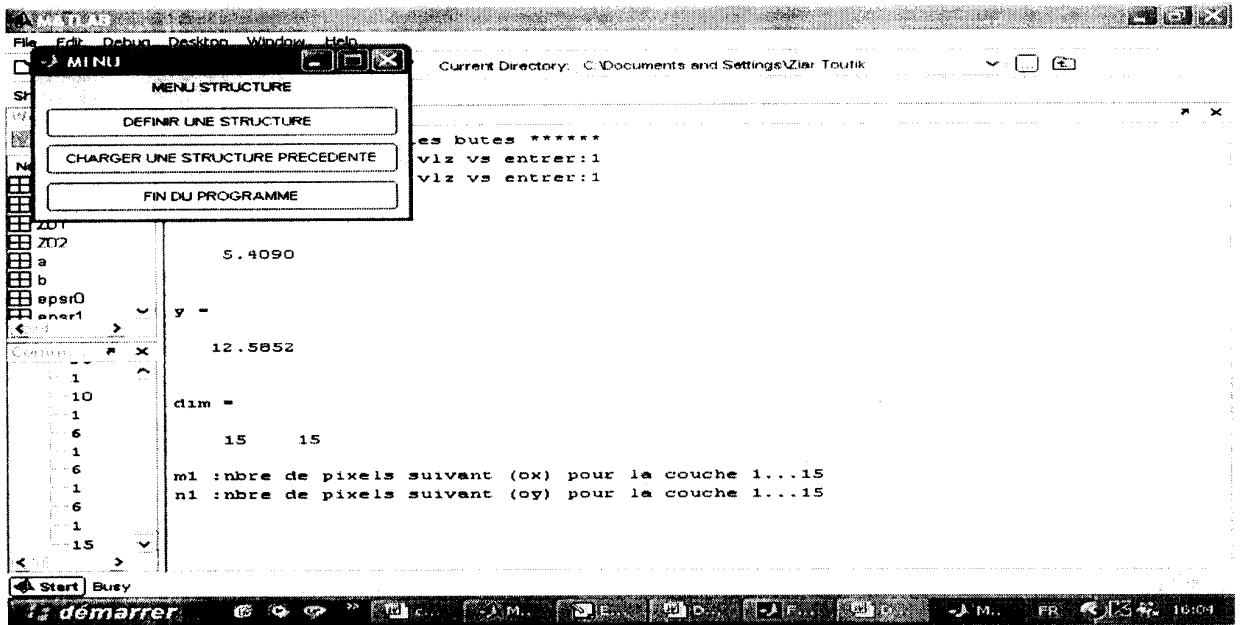


Figure 3 : Interface pour le choix du domaine à représenter.

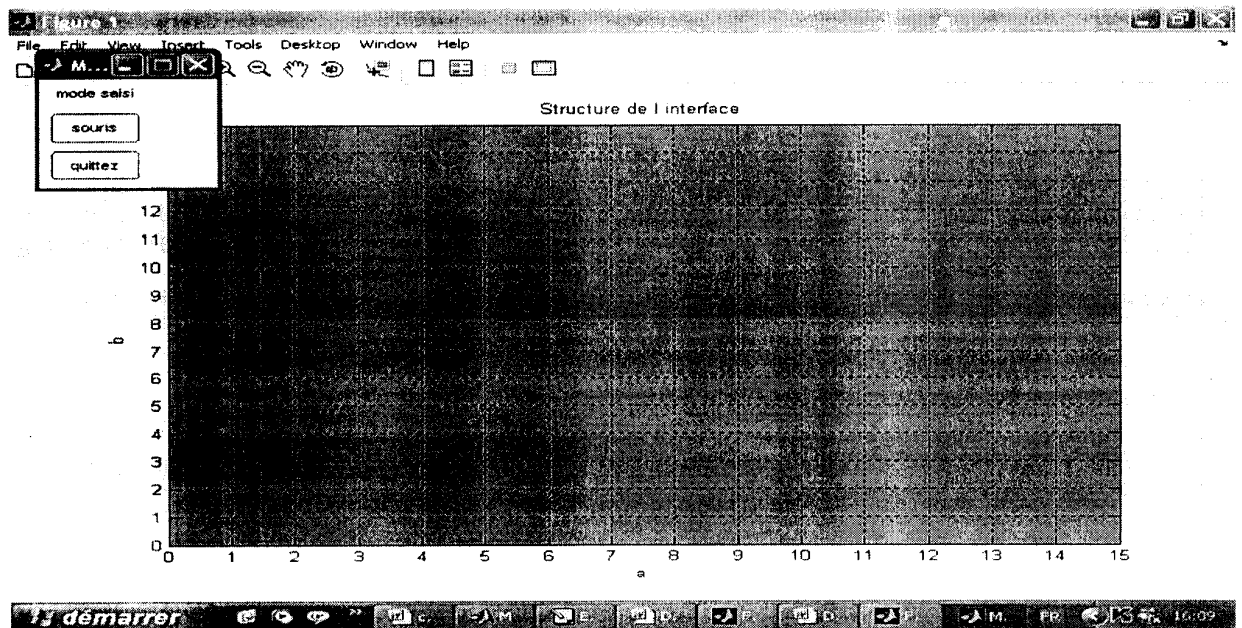


Figure 4 : Interface pour la représentation d'un domaine.

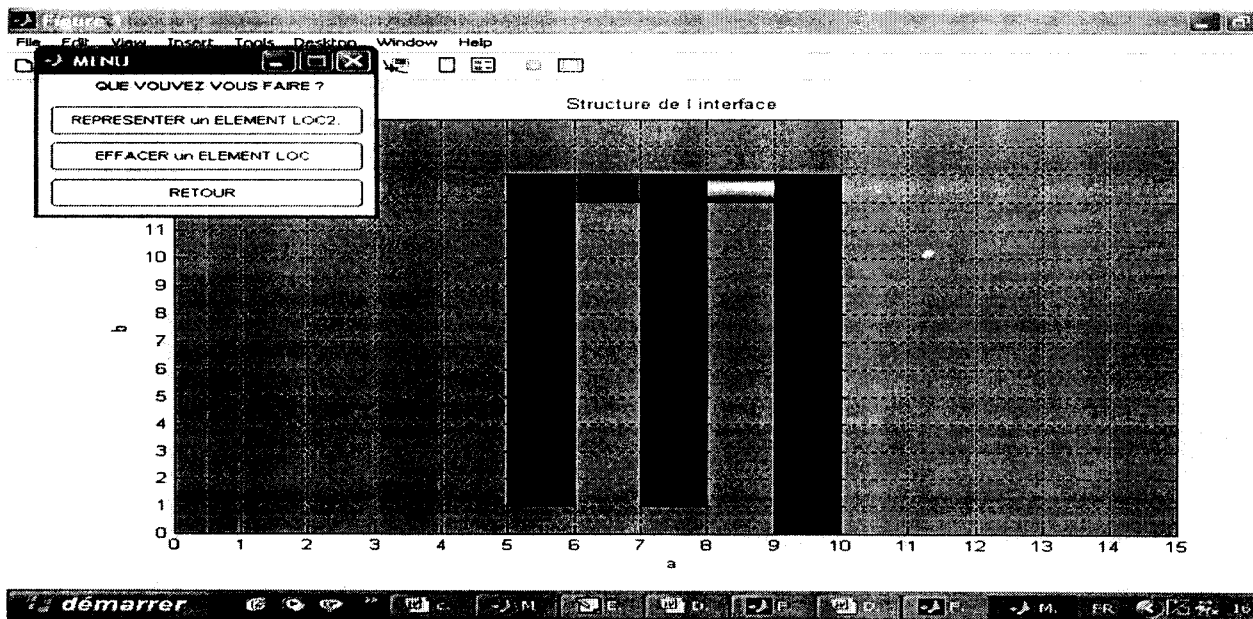


Figure 5 : Interface pour la saisie du nombre de pixels pour représenter un domaine.

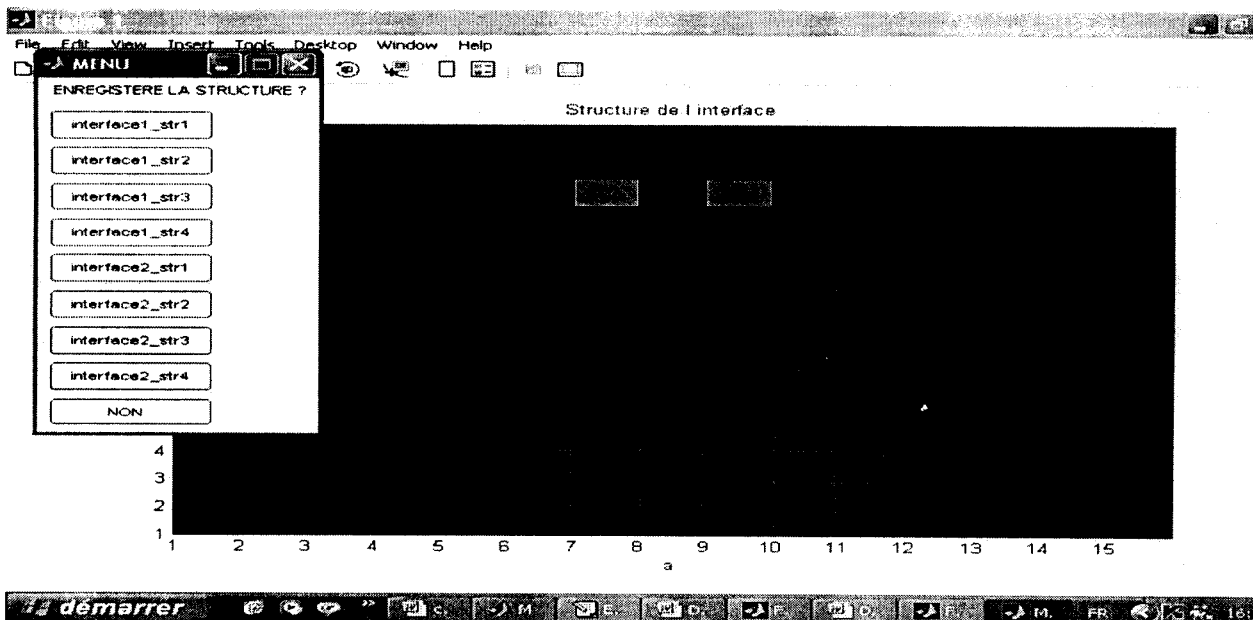


Figure 6 : Interface pour l'enregistrement d'une structure.

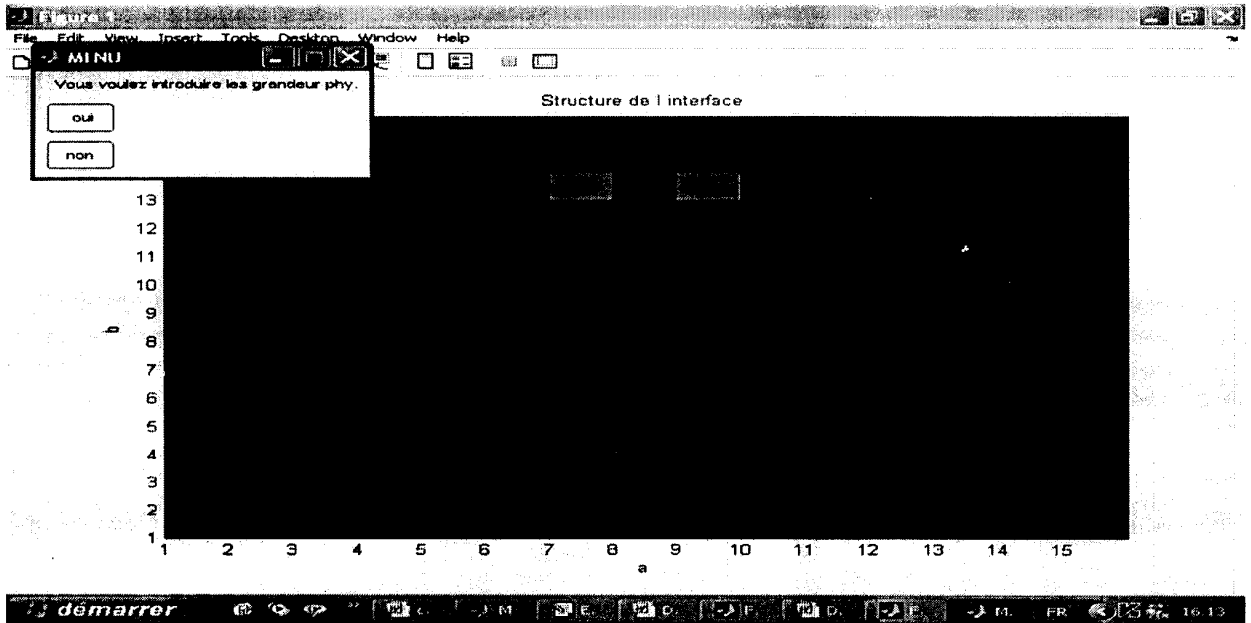


Figure 7 : Interface pour la saisie des grandeurs physiques.

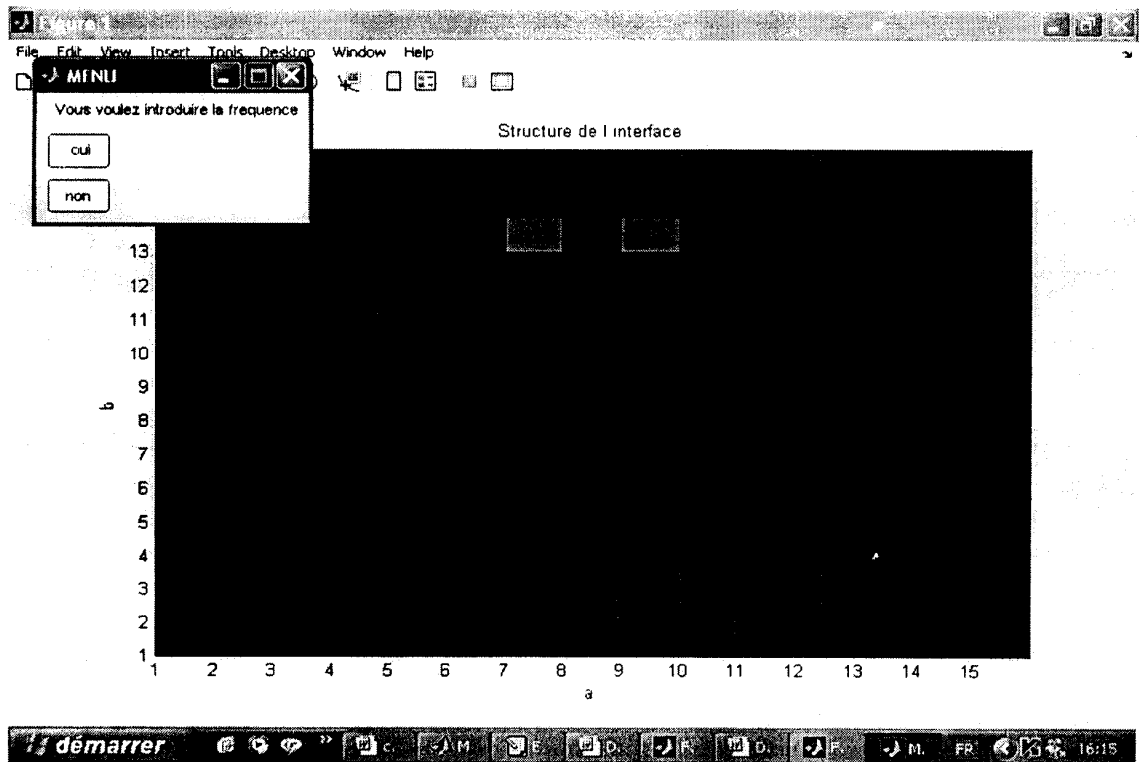


Figure 8 : Interface pour l'introduction de la fréquence.

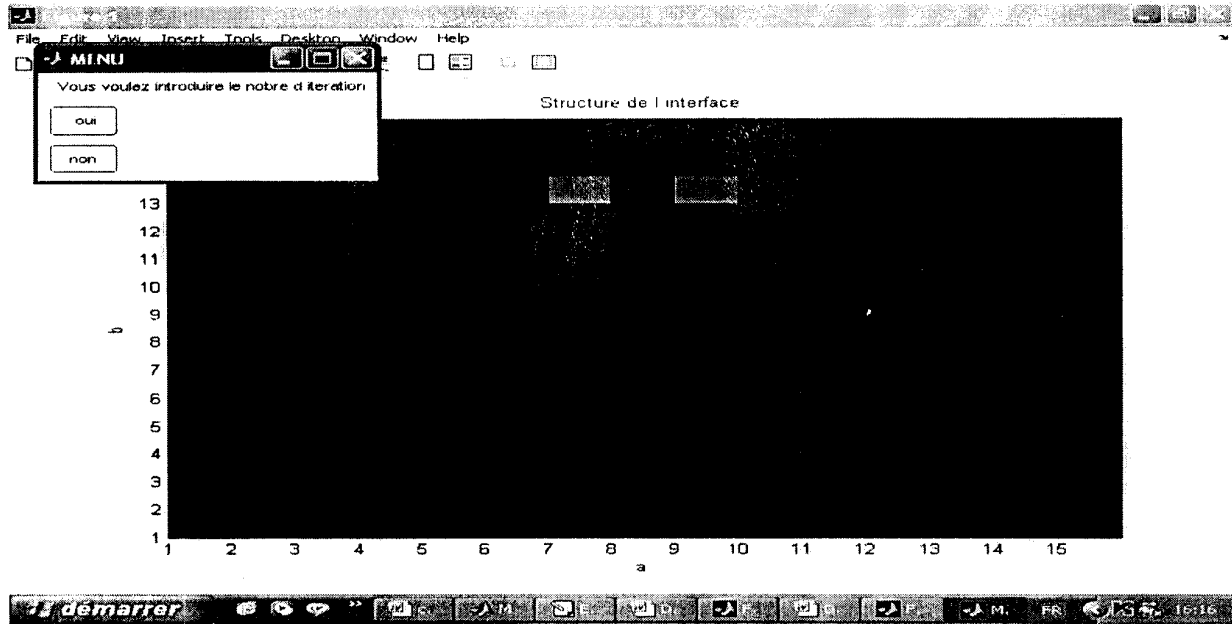


Figure 09 : Interface pour l'introduction du nombre d'itérations.

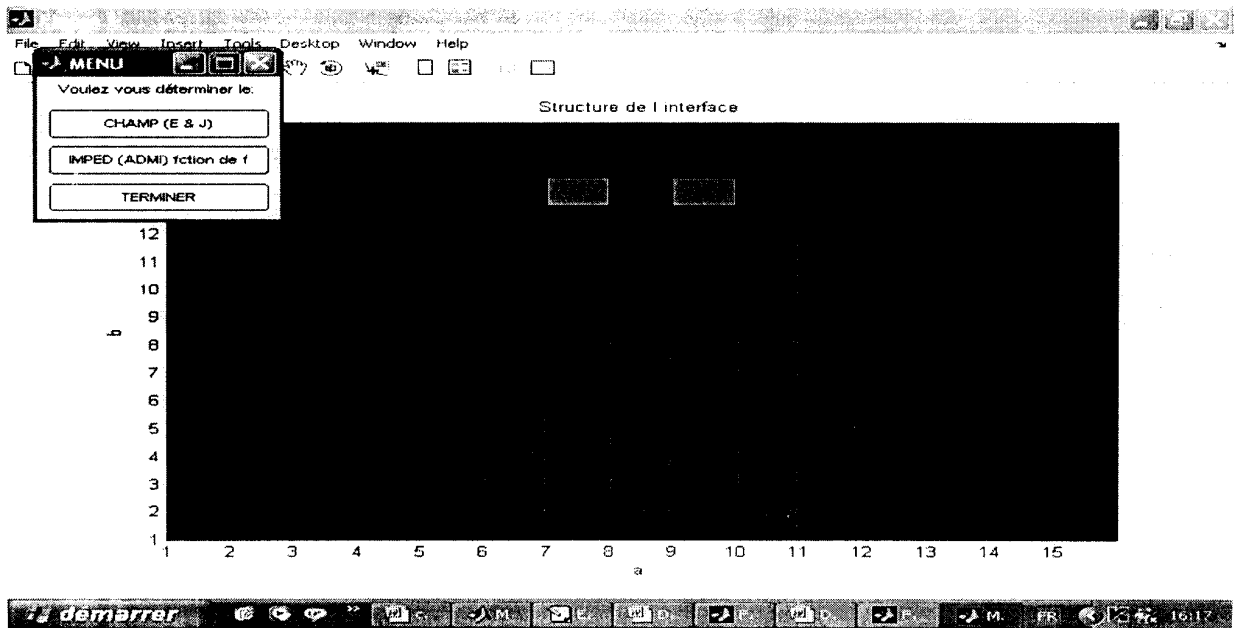


Figure 10 : Interface pour indiquer le sens des sources.

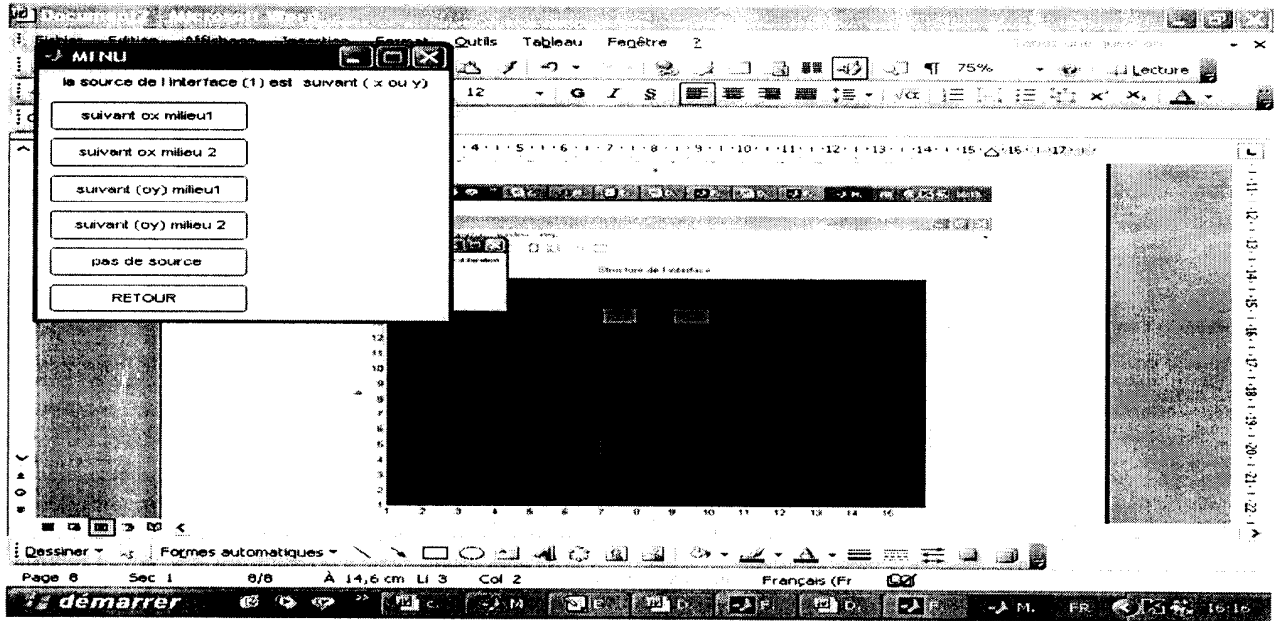


Figure 11 : Interface pour choisir les caractéristiques à déterminer.

Abstract:

In this manuscript we have tried to demonstrate the importance of the micro-wave Simulators in the manufacture of active planar circuit (in our case the active planar circuit is based on metal – semi-conductor Field effect transistors MESFET), especially in the stages of designing, modeling, and the search for the optimal characteristics expected of the final device. These Simulators designed on the basis of softwares used methods of global electromagnetic analysis such as:

a - time methods: - (Finite Difference Time Domain Technique (FDTD) - Finite Element Time Domain (FETD). Transmission Line Method (TLM))

b – frequency methods :-Finite Element (FE) - Method of Moment (MoM)

*The first chapter presents a study of the art of transistor MESFET and the micro strip-lines
The second chapter introduces the concept of modeling by the development of physical model (Shockley and empirical) and the model of the small signal electrical equivalent circuit of MESFET transistor.*

The third chapter presents a detailed study of the iterative method with local auxiliary sources theory.

In the fourth chapter ,we have developed software using MATLAB language to simulate a planar circuit based on a MESFET, and by changing the parameters of the structure (dimensions of the structure, surface quality, the number of pixels by structure.) ,we have plotted curves witch represent the influence of parameters on the characteristics of previous circuit such as input impedance, transmission parameter, reflection parameter and the distribution of electric current and electric Field densities on the interface of the circuit.

Keywords:

Modeling, MESFET, iterative method, global electromagnetic methods , simulation, planar active circuit ,micro stripe line...

تلخيص:

في هذه المذكرة حاولنا إظهار الأهمية التي تلعبها المحاكيات المكروبية في صناعة الدارات المسطحة النشيطة (في حالتنا دارة على أساس الترانزيستور ذو المفعول الحقلي معدن- شبه ناقل) خاصة في مراحل التصميم و النمذجة والبحث عن الخصائص المثلى المنتظرة من العنصر النهائي في الوسط الموجه له ، هذه المحاكيات التي صممت على قاعدة برمجيات تستعمل طرائق التخصيص الكهرومغناطيسية الكلية نذكر منها :

1 - الطرائق الزمنية: - المجال الزمني للفروق المنتهية - المجال الزمني للعناصر المنتهية- طريقة الخط الأفقي

Finite Element Time Domain (FETD) -Transmission Line -(Finite Difference Time Domain Technique (FDTD

Method (TLM))

ب- الطرائق التواترية: طريقة العزوم - طريقة العناصر المنتهية.

Method of Moment (MoM) -Finite Element (FE)

في الفصل الاول قدمنا دراسة واقية للترانزيستور ذو المفعول الحقلي معدن- شبه ناقل وكذا خطوط الوصل العصابة الدقيقة، اما في الفصل الثاني فبعد استعراض مختلف الطرق للنمذجة الفيزيائية الثنائية البعد للترانزيستور ذو المفعول الحقلي معدن- شبه ناقل نموذج شوكلي Schokley و نماذج أمبيرية تطرقنا إلى نموذج الدارة الكهربائية المكافئة في الفصل الثالث استعرضنا إحدى طرق التخصيص الكهرومغناطيسية الكلية المسماة الطريقة التكرارية المؤسسة على الأمواج الأفقية و المنابع الثانوية لنمذجة العناصر النشيطة .

وفي الفصل الرابع و الاخير طورنا برمجية على اساس الطريقة التكرارية بلغة MATLAB لمحاكاة دارة مسطحة نشيطة مكونة من الترانزيستور ذو المفعول الحقلي معدن- شبه ناقل-MESFET- و بتغيير الوسائط الخاصة بالهيكل (أبعاد الهيكل، نوعية السطح، عدد الدقائق المكونة لسطح الهيكل) قمنا برسم منحنيات تمثل تأثير الوسائط السابقة على خصائص الدارة من ناحية ممانعة الدخول للدارة ،وسيط الإرسال، ووسيط الانعكاس ،وكذلك توزيع كثافات الحقل والتيار الكهربائيين على السطح البيني للدارة.

الكلمات المفاتيح:

النمذجة ،الترانزيستور ذو المفعول الحقلي معدن- شبه ناقل، الطريقة التكرارية، طرائق التخصيص الكهرومغناطيسية الكلية، المحاكاة ، الدارات المسطحة النشيطة، خط العصابة الدقيقة...

vous avons essayer de démontrer l'importance des simulateurs micro-ondes dans la l'industrie des circuits planaires actifs (dans notre étude le circuit planaire actif est à base d'un transistor MESFET), spécialement dans les étapes de conception , de modélisation et de recherche des caractéristiques optimales attendues du circuit une fois dans son environnement final. Ces simulateurs sont conçus à base de logiciels développés à partir des méthodes de caractérisation électromagnétiques globales , citons par exemple :

a- les méthodes temporelles : FDTD (finite difference time domain technique), FEDT (finite element time domain) et la TLM (transmission line method).

a- les méthodes fréquentielles : la FE (finite element) et la MOM (method of moment).

Le premier chapitre présente l'état de l'art des transistors à effet de champ MESFET et des lignes micro ruban.

Le deuxième chapitre introduit le concept de modélisation du transistor à effet de champ metal semi conductor MESFET par la présentation du modèle Schokley et deux modèles empiriques ainsi que le modèle du circuit électrique équivalent.

Le troisième chapitre présente une étude théorique détaillée de la méthode itérative avec sources auxiliaires localisées.

Dans le quatrième chapitre, nous avons développer un logiciel en MATLAB pour simuler la structure du circuit planaire actif à base du transistor MESFET et par un changement de paramètres de la structure (dimensions, qualité du substrat, nombre de pixels par structure, largeur des micro ruban) ainsi que des paramètres de simulation(bande passante, nombre d'itérations) , nous avons tracé des courbes représentant l'influence de ces paramètres sur les caractéristiques du circuit étudié comme l'impédance d'entrée ,les coefficient de transmission et de réflexion, les distributions des densités des courant électrique et de champ électrique à l'interface du circuit.

Mots clés :

Modélisation, méthode itérative, MESFET, caractérisation avec les méthodes électromagnétiques globales, simulation, circuit actif planaire