



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITÉ LARBI BEN M'HIDI OUM EL BOUAGHI  
FACULTÉ DES SCIENCES EXACTES ET DES SCIENCES DE LA NATURE ET DE LA VIE  
DÉPARTEMENT DES SCIENCES DE LA MATIÈRE

N° Ordre:.....

Série:.....

## Thèse

Présentée pour l'obtention du diplôme de

Doctorat en Sciences en Physique

## Thème

# Étude des surfaces actives pour applications aux circuits

Option : Semi-conducteurs

Par

**Draïdi Mourad**

Devant le jury composé de :

Président :	C. Azizi	Professeur	Université Larbi Ben M'hidi - Oum El Bouaghi
Rapporteur :	M. Zaabat	Professeur	Université Larbi Ben M'hidi - Oum El Bouaghi
Examineur :	Y. Saidi	Professeur	Université Mentouri - Constantine
Examineur :	A. Boudine	Professeur	Université Larbi Ben M'hidi - Oum El Bouaghi
Examineur :	M.S. Benbouza	M.C 'A'	Université El Hadj - Lakhdar Batna
Examineur :	M. Titaouine	M.C 'A'	Université El Hadj - Lakhdar Batna

Soutenue le 30 Juin 2012

# Dédicaces

---

Je dédie ce modeste travail

À la mémoire de mes très chers parents

À ma femme, à mes enfants

À mes sœurs, à mes frères

À toute ma famille

À tous mes amis et mes enseignants

*M. Draïdi*

# Remerciements

---

Je tiens à remercier en premier lieu **ALLAH** l'Unique le Clément, le Miséricordieux qui nous a guidé vers le droit chemin, le **Tout-Puissant** qui m'a armé de volonté, de patience et de courage pour élaborer ce travail.

Cette thèse a été réalisée sous la direction de Monsieur **Zaabat Mourad** Professeur à la Faculté des sciences exactes et des sciences de la vie à l'Université Larbi Ben M'hidi d'Oum El Bouaghi, Directeur du Laboratoire des Composants Actifs et Matériaux. Je le remercie très sincèrement pour son soutien ainsi que la confiance qu'il a manifesté à mon égard, et pour la patience inouïe qu'il m'a témoigné tout au long de l'élaboration de ce travail. Je lui exprime particulièrement toute ma reconnaissance pour m'avoir fait bénéficier de ces compétences scientifiques, ses qualités humaines et sa constante disponibilité. Qu'il reçoive l'expression de ma très grande reconnaissance pour m'avoir fait l'honneur d'être mon encadreur.

Je remercie très sincèrement Madame **Azizi Cherifa**, Professeur à la Faculté des sciences exactes et des sciences de la vie de l'Université Larbi Ben M'hidi d'Oum El Bouaghi d'avoir accepté de présider le Jury de cette thèse. Je lui témoigne toute ma gratitude pour sa collaboration.

Je suis très reconnaissant à Madame **Saidi Yasmina**, Professeur à l'Université Mentouri de Constantine, à Monsieur **Boudine Azzedine** Professeur à l'Université Ben M'hidi d'Oum El Bouaghi, à Messieurs **Benbouza Mohamed Salah** et **Titaouine Mohammed** Maîtres de conférences 'A' à l'Université El Hadj Lakhdar de Batna, d'avoir accepté et d'être associé pour leur compétence à ce Jury.

Je ne pourrais terminer sans remercier très chaleureusement les enseignants de la Faculté des sciences exactes et des sciences de la vie de l'Université Larbi Ben M'hidi d'Oum El Bouaghi, ceux qui m'ont aidé de bon cœur, par leurs conseils, idées et soutien moral et matériel. Je leur témoigne dans ces quelques aimables et sincères mots l'expression de ma profonde gratitude.

Enfin, j'exprime tout particulièrement ma reconnaissance à toute ma famille, pour leur patience, leur motivation et leur soutien tout au long de l'élaboration de ce travail.

# Table des matières

---

Dédicaces .....	i
Remerciements .....	ii
Table des matières .....	iv
Liste des figures .....	viii
Liste des tableaux .....	xi
Introduction générale.....	2
Références bibliographiques de l'introduction générale .....	5
<b>CHAPITRE 1 : GÉNÉRALITÉS SUR LES TRANSISTORS À EFFET DE CHAMP ....</b>	<b>7</b>
<b>1.1.</b> Introduction .....	<b>7</b>
<b>1.2.</b> Les différents transistors à effet de champ.....	<b>7</b>
<b>1.2.1.</b> Généralités .....	<b>7</b>
<b>1.2.2.</b> Le transistor à effet de champ à jonction (JFET) .....	<b>9</b>
<b>1.2.2.1.</b> Historique .....	<b>9</b>
<b>1.2.2.2.</b> Description .....	<b>9</b>
<b>1.2.2.3.</b> Principe de fonctionnement du JFET .....	<b>10</b>
<b>1.2.2.4.</b> Contraintes et domaines d'utilisation .....	<b>11</b>
<b>1.2.3.</b> Transistor à effet de champ à grille isolée (MOSFET) .....	<b>12</b>
<b>1.2.3.1.</b> Historique .....	<b>12</b>
<b>1.2.3.2.</b> Description .....	<b>12</b>
<b>1.2.3.3.</b> Principe de fonctionnement du MOSFET .....	<b>13</b>
<b>1.2.3.4.</b> Contraintes et domaines d'utilisation .....	<b>15</b>
<b>1.2.4.</b> Transistor à effet de champ à contact SCHOTTKY (MESFET).....	<b>16</b>
<b>1.2.4.1.</b> Historique .....	<b>16</b>
<b>1.2.4.2.</b> Description .....	<b>16</b>
<b>1.2.4.3.</b> Principe de fonctionnement .....	<b>17</b>
<b>1.2.4.4.</b> Contraintes et domaines d'utilisation .....	<b>18</b>

1.2.5.	Le transistor HEMT .....	19
1.2.5.1.	Historique .....	19
1.2.5.2.	Description .....	19
1.2.5.3.	Principe de fonctionnement .....	20
1.2.5.4.	Contraintes et domaines d'utilisation .....	21
1.3.	Conclusion.....	22
	Références bibliographiques du Chapitre 1 .....	23
	<b>CHAPITRE 2 : LE TRANSISTOR À EFFET DE CHAMP MESFET GaAs.....</b>	<b>27</b>
2.1.	Introduction .....	27
2.2.	Propriétés des matériaux III-V .....	27
2.2.1.	Structure cristalline des matériaux III-V .....	29
2.3.	L'Arséniure de Gallium .....	30
2.3.1.	Propriétés électroniques du GaAs [7].....	30
2.3.2.	Equations de transport électronique .....	34
2.3.2.1.	Équation de transport cas général .....	34
2.3.2.2.	Équation de transport (cas du GaAs).....	35
2.3.3.	Fabrication du substrat semi-isolant GaAs [7] .....	37
2.3.	La diode SCHOTTKY .....	37
2.4.1.	Introduction [8], [2], [9]. .....	37
2.4.2.	Diagramme des bandes d'énergie.....	38
2.4.3.	Barrière de potentiel et zone de charge d'espace .....	38
	Références bibliographiques du Chapitre 2 .....	41
	<b>CHAPITRE 3 : LA MODÉLISATION DES SURFACES ACTIVES .....</b>	<b>44</b>
3.1.	La modélisation unidimensionnelle des surfaces actives .....	44
3.1.1.	Introduction .....	44
3.1.2.	Équations dans le semi-conducteur .....	44
3.1.3.	Fonction de GREEN .....	47
3.1.4.	Méthode des images .....	48
3.1.4.1.	Images simples .....	48

3.1.5.	Résolution des systèmes non linéaires .....	49
3.2.	La modélisation bidimensionnelle de la structure MESFET GaAs .....	50
3.2.1.	Introduction .....	50
3.2.2.	Modèle d'analyse à deux dimensions .....	51
3.2.2.1.	Approximation de Shockley .....	52
3.2.2.2.	Calcul du potentiel.....	52
3.2.2.3.	Détermination des capacités $C_{gs}$ et $C_{gd}$ .....	54
3.2.2.4.	Transconductance de drain $g_m$ .....	54
3.3.	Conclusion.....	54
	Références bibliographiques du Chapitre 3 .....	56
	<b>CHAPITRE 4 : RÉSULTATS ET DISCUSSIONS.....</b>	<b>61</b>
4.1.	Caractéristiques statiques .....	61
4.1.1.	Logiciel de simulation .....	61
4.1.2.	Résultats simulés comparés avec ceux de l'approximation de Schokley.....	63
4.1.2.1.	Dans le cas où $L = 20\lambda_d$ . $b = 80\lambda_d$ . $N_D = 10^{17} cm^{-3}$ en faisant varier $V_g$ . .....	63
4.1.2.2.	Dans le cas où $L = 10\lambda_d$ . $b = 80\lambda_d$ . $N_D = 10^{17} cm^{-3}$ en faisant varier $V_g$ . .....	66
4.1.3.	Résultats simulés du Profil de la zone dépeuplée pour différentes tensions.....	69
1)	le cas symétrique (6 6 6 6 6 6).....	71
2)	le cas non symétrique (3 2 5 1 9 8) .....	73
4.1.4.	Le potentiel de la zone active du MESFET.....	73
4.1.5.	Calcul des capacités $C_{gs}$ et $C_{gd}$ et de la transconductance $g_m$ .....	75
4.1.5.1.	Calcul de la capacité Grille –Source $C_{gs}$ .....	75
1)	Variation de la capacité $C_{gs}$ en fonction de la longueur de la grille $L$ .....	75
4.1.5.2.	Calcul de la capacité Grille –Drain $C_{gd}$ .....	76
1)	Variation de la capacité $C_{gd}$ en fonction de la longueur de la grille $L$ .....	76

<b>4.1.5.3.</b> Calcul de la Transconductance $g_m$ .....	78
1) Variation de la Transconductance $g_m$ en fonction la longueur de la grille $L$ et de la tension $V_{ds}$ (On prend $R_s=100 \Omega$ ) .....	78
2) Variation de la Transconductance $g_m$ en fonctionde la résistance $R_s$ et de la tension $V_{ds}$ (On prend $L =1E-6$ ) .....	79
<b>4.2.</b> Conclusion.....	80
Références bibliographiques du Chapitre 4 .....	81
Conclusion générale .....	83
Références bibliographiques de la conclusion générale.....	84
Annexe [A1] : Méthode des moments.....	86
Références bibliographiques de l'Annexe [A1] .....	88
Annexe [A2] : Méthode du gradient et de Newton .....	89
1) Méthode du gradient .....	89
a. Première méthode .....	90
b. Deuxième méthode .....	90
2) Méthode de NEWTON à N dimensions .....	91
Références bibliographiques de l'Annexe [A2] .....	93
Annexe [A3] : Calcul du potentiel par les fonctions de GREEN.....	94
Résumé.....	96
Abstract .....	97
الملخص .....	98
Liste des publications .....	99

# Liste des figures

---

<b>CHAPITRE</b>	<b>GÉNÉRALITÉS SUR LES TRANSISTORS</b>	
<b>1</b>	<b>À EFFET DE CHAMP</b>	
<b>Figure 1-1 :</b>	La famille des composants à effet de champ [4] .....	8
<b>Figure 1-2 :</b>	(a) Transistor JFET à canal N, (b) Symboles des deux types de JFET. ....	10
<b>Figure 1-3 :</b>	Comportement du JFET en fonction de $V_D$ pour $V_D < 0$ [(a), (b), (c)] ...	11
<b>Figure 1-4 :</b>	Structure du MOS à appauvrissement canal N [12] .....	13
<b>Figure 1-5 :</b>	Structure du MOS à enrichissement canal N [12] .....	13
<b>Figure 1-6 :</b>	Principe d'un MOSFET à canal N, les zones hachurées sont de type N .....	14
<b>Figure 1-7 :</b>	Pincement du canal en fonction de $V_D$ [(a) et (b)] .....	15
<b>Figure 1-8 :</b>	Vue en coupe du MESFET GaAs implanté auto-aligné .....	16
<b>Figure 1-9 :</b>	Vue en coupe et polarisation d'un MESFET .....	17
<b>Figure 1-10 :</b>	Structure de principe d'un HEMT classique associée à son diagramme de bande d'énergie .....	20
<b>Figure 1-11 :</b>	Influence de la polarisation de grille sur le diagramme de bande .....	21
<b>CHAPITRE</b>	<b>LE TRANSISTOR À EFFET DE</b>	
<b>2</b>	<b>CHAMP MESFET GaAs</b>	
<b>Figure 2-1 :</b>	Evolutions de l'énergie de bande interdite et du paramètre cristallin des alliages de composés III-V .....	29
<b>Figure 2-2 :</b>	Les mailles cristallographiques des structures Diamant et Zinc Blende [5] .....	29
<b>Figure 2-3 :</b>	Structure cristalline du GaAs. ....	30
<b>Figure 2-4 :</b>	Variation de l'énergie en fonction de k .....	32
<b>Figure 2-5 :</b>	Semi-conducteur GaAs à multi-vallées .....	33
<b>Figure 2-6 :</b>	Variation de la vitesse en fonction de l'énergie .....	34
<b>Figure 2-7 :</b>	Variation de la mobilité en fonction de l'énergie .....	34
<b>Figure 2-8 :</b>	Les niveaux d'énergie du métal et du semi-conducteur .....	36
<b>Figure 2-9 :</b>	Les niveaux d'énergie de la jonction métal semi-conducteur ( $\phi_m \geq \phi_s$ ) ..	37
<b>Figure 2-10 :</b>	Les niveaux d'énergie de la jonction métal semi-conducteur ( $\phi_m < \phi_s$ ) ..	38

**CHAPITRE  
3**

**LA MODÉLISATION DES  
SURFACES ACTIVES**

**Figure 3-1 :** Méthode des images simples.....48  
**Figure 3-2 :** La structure du transistor à effet de champ .....51  
**Figure 3-3 :** Schéma de la discrétisation de la structure.....53

**CHAPITRE  
4**

**RÉSULTATS ET  
DISCUSSIONS**

**Figure 4-1 :** Le programme de simulation .....62  
**Figure 4-2 :** Profondeur Y de la zone de déplétion pour  $V_g = -25U_{th}$  ..... 63  
**Figure 4-3 :** Profondeur Y de la zone de déplétion pour  $V_g = -50U_{th}$  .....64  
**Figure 4-4 :** Profondeur Y de la zone de déplétion pour  $V_g = -150U_{th}$ .....64  
**Figure 4-5 :** Variation de la densité de charge en fonction de la polarisation de la grille ( $L = 20\lambda_d$ ) .....65  
**Figure 4-6 :** Profondeur Y de la zone de déplétion pour  $V_g = -25U_{th}$  .....66  
**Figure 4-7 :** Profondeur Y de la zone de déplétion pour  $V_g = -50U_{th}$  .....66  
**Figure 4-8 :** Profondeur Y de la zone de déplétion pour  $V_g = -100U_{th}$  .....67  
**Figure 4-9 :** Profondeur Y de la zone de déplétion pour  $V_g = -200U_{th}$  .....67  
**Figure 4-10 :** Variation de la densité de charge en fonction de la polarisation de la grille ( $L = 10\lambda_d$ ) .....68  
**Figure 4-11 :** Variation du profil de la zone dépeuplée ( $V_{du} = 0$ )-Cas symétrique- .....69  
**Figure 4-12 :** Variation du profil de la zone dépeuplée ( $V_{du} = 10$ )-Cas symétrique- ....70  
**Figure 4-13 :** Variation du profil de la zone dépeuplée ( $V_{du} = 20$ )-Cas symétrique- ....70  
**Figure 4-14 :** Variation du profil de la zone dépeuplée ( $V_{du} = 30$ )-Cas symétrique- .....71  
**Figure 4-15 :** Variation du profil de la zone dépeuplée ( $V_{du} = 0$ )-Cas non symétrique- 71  
**Figure 4-16 :** Variation du profil de la zone dépeuplée ( $V_{du} = 10$ )-Cas non symétrique-72  
**Figure 4-17 :** Variation du profil de la zone dépeuplée ( $V_{du} = 20$ )- Cas symétrique- ....72  
**Figure 4-18 :** Variation du profil de la zone dépeuplée ( $V_{du} = 30$ )-Cas symétrique- .....73  
**Figure 4-19 :** Schéma simplifié d'un MESFET 3D .....74  
**Figure 4-20 :** Potentiel de la zone active du MESFET .....74  
**Figure 4-21 :** Variation de la capacité  $C_{gs}$  en fonction de la longueur de la grille  $L$  [(a), (b), (c)] .....76  
**Figure 4-22 :** Variation de la capacité  $C_{gd}$  en fonction de la longueur de la grille

	$L$ [(a), (b), (c)] .....	77
<b>Figure 4-23 :</b>	Variation de la Transconductance $g_m$ en fonction la longueur de la grille $L$ et de la tension $V_{ds}$ (On prend $R_s = 100 \Omega$ ) [(a), (b), (c)].....	79
<b>Figure 4-24 :</b>	Variation de la Transconductance $g_m$ en fonction de la résistance $R_s$ et de la tension $V_{ds}$ (On prend $L = 1E-6$ ) [(a), (b)] .....	80

# Liste des tableaux

---

**CHAPITRE  
1**

**GÉNÉRALITÉS SUR LES TRANSISTORS  
À EFFET DE CHAMP**

<b>Tableau 2-1 :</b>	Extrait de la classification périodique des éléments .....	27
<b>Tableau 2-2 :</b>	Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300°K.....	28
<b>Tableau 2-3 :</b>	Principales propriétés physiques et électriques du GaAs à température ambiante (T=300°K) .....	31



**Introduction générale**

## INTRODUCTION GÉNÉRALE

Dans tous les pays, les télécommunications sont une priorité incontournable. Les développements rapides de la recherche et de l'industrialisation ont permis à un large public d'accéder aux moyens modernes de communication. Les applications civiles telles que les télécommunications par satellites, les téléphonies mobiles, l'automobile avec le radar anticollision, les transmissions de données connaissent un essor rapide grâce à la maîtrise des techniques à mettre en œuvre.

Ainsi, le développement spectaculaire notamment des communications mobiles au cours des dernières années a conduit à une recherche de technologies robustes et fiables, à des coûts relativement raisonnables dans le domaine de l'électronique. Les études développées dans le cadre de nouveaux marchés militaires et civils sont à l'origine d'une évolution importante de tous les secteurs d'activités de l'électronique hyperfréquence.

Cette évolution est essentiellement dirigée vers le choix de nouvelles technologies autorisant en particulier des densités de puissance importantes et l'optimisation des composants actifs, intégrés dans de nombreux systèmes.

Un nombre considérable de travaux a donc été consacré ces dernières années à la technologie et aux propriétés électriques des MESFET GaAs. Les premiers ont eu pour objectif l'amélioration du matériau de base, l'Arséniure de Gallium, dont les avantages par rapport au silicium résident en particulier dans la possibilité d'obtenir un matériau semi- isolant et aussi dans une mobilité électronique plus élevée (de trois à six fois) et donc une vitesse transitoire plus importante.

Ces deux dernières propriétés étant favorables à un fonctionnement à fréquence élevée. Les travaux sur ce matériau ont eu pour résultats essentiels l'amélioration de la qualité cristallographique du semi-isolant et des qualités électriques du substrat. D'autres travaux ont été consacrés aux techniques lithographiques. Ainsi grâce à l'utilisation de masqueurs électroniques (ou à rayons X), ils ont permis, par la réduction des dimensions, d'améliorer sensiblement les performances dans le domaine des micro-ondes. Les résultats sont

néanmoins d'ores et déjà suffisamment satisfaisants pour qu'on puisse commencer à étudier des circuits dont la réduction des dimensions est très poussée.

Il n'aurait pas été possible de parvenir à de telles réalisations si on n'avait pu s'appuyer sur une modélisation des phénomènes physiques qui régissent le fonctionnement du composant. Ces modèles doivent aussi être susceptibles de suivre l'évolution technologique et de permettre d'apprécier d'éventuelles améliorations consécutives à l'utilisation de nouvelles techniques.

Le travail qui fait l'objet de notre thèse est de faire une étude sur le transistor MESFET GaAs et de déterminer l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les propriétés physiques du transistor à effet de champ à grille SCHOTTKY. Ce travail comportera les chapitres suivants :

Dans le premier chapitre une théorie générale sur les différents transistors à effet de champ JFET, MOSFET, MESFET a été présenté. Après avoir rappelé l'historique des transistors les plus utilisés actuellement, nous présentons leurs descriptions physiques et le principe de fonctionnement. Ensuite les contraintes et domaines d'utilisation de chacun d'eux sont établis.

Dans le deuxième chapitre, on a étudié les propriétés physiques et électriques de l'Arséniure de Gallium, suivi d'une présentation du contact SCHOTTKY ainsi que l'ensemble des phénomènes physiques et géométriques qui le définissent. Nous introduisons enfin les caractéristiques principales du composant MESFET GaAs en précisant la structure, le principe de fonctionnement dans les régions linéaire et saturée.

Dans le troisième chapitre on a présenté la fonction de GREEN dans le cas bidimensionnel par un modèle analytique qui associe la description des phénomènes physiques. Le calcul est basé sur la résolution bidimensionnelle de l'équation de POISSON par une méthode intégrale. Ceci permet un calcul rigoureux de la capacité quasi-statique de la zone de charge d'espace.

La résolution de l'équation de POISSON à deux dimensions se fait d'une manière classique par la méthode des différences finies [1], le plus souvent avec des domaines de définition de forme rectangulaire, ce qui mène à des matrices de dimensions importantes qui nécessitent des techniques particulières pour leurs traitements numériques [2],[3].

En général dans la littérature [4], [5] parmi d'autres), la limite de la zone dépeuplée créée par la polarisation inverse d'un contact SCHOTTKY, est calculée en utilisant l'hypothèse de SCHOTTKY unidimensionnelle, cette approximation étant valable pour les largeurs de ligne très grandes par rapport à la profondeur de la zone dépeuplée. Dans le cas contraire un calcul bidimensionnel est nécessaire, car les effets de bord ne peuvent plus être négligés.


Dans le cas où la frontière du domaine de définition est de forme quelconque, ou lorsqu'une partie de celle-ci n'est pas connue, On préfère utiliser la technique de fonction de GREEN ou une méthode intégrale. L'inversion de l'opérateur correspondant mène dans la plupart des cas à une équation intégrale du type FREDHOLM de première espèce [6]. Pour résoudre cette équation on utilise la méthode des moments décrite dans l'annexe [A1], [7].

La résolution bidimensionnelle de l'équation de POISSON à l'aide de la technique de GREEN donne la distribution des charges sur la grille ainsi que le profil bidimensionnel de la zone dépeuplée.

Dans le quatrième chapitre on a présenté l'ensemble des résultats de la simulation des caractéristiques statiques des modèles des transistors MESFET.

## Références bibliographiques de l'introduction générale

- [1] - **NEUYEN HUY XUONG,**  
"Mathematical 2 dimensional model of semiconductor devices"  
Electronics letters: 28 Thursday January 1971. Vol 7 N°2.
  
- [2] - **T. WADA AND R.L.M. DANG,**  
"Modification of ICCG method for application to semiconductor devices simulators"  
Electronics letters: 18 Thursday March 1982. Vol 18 N°6.
  
- [3] - **F.Y. CHANG AND L.F WAGNER,**  
"Generalized ICCG method for solution of asymmetric, sparse linear systems of discretised semiconductor device equation"  
Electronics letters: 22 Thursday July 1982. Vol 18 N°15.
  
- [4] - **D. JAGER AND W. RABUS,**  
"Bias-dependant phase delay of SCHOTTKY contact microstrip line"  
Electronics letters: May 1973. Vol 9 N°10.
  
- [5] - **Y.C. SHIH AND T. ITOH,**  
"Analysis of printed transmission lines or monolithic integrated circuits"  
Electronics letters: July 1982. Vol 18 N°14.
  
- [6] - **M. KRASNOV, A. KISSELEV ET G. MAKARENKI,**  
"Equations intégrales"  
Editions de Moscou 1977.
  
- [7] - **HARRINGTON R, F**  
"Computation y moment methods"  
Mc millan company, New York 1968.



# Chapitre 1

## CHAPITRE 1

# GÉNÉRALITÉS SUR LES TRANSISTORS À EFET DE CHAMP

### Introduction

De nos jours l'activité microélectronique moderne est dominée par les transistors. Dans ce domaine, l'effort considérable s'est concentré sur les composants unipolaires, ce sont les composants qui ne reposent que sur le transport d'un seul type de porteurs. Ces composants incluent les transistors à effet de champ sous leurs différentes formes, **JFET**, **MOSFET**, **MESFET**. Le **MESFET** à base de **GaAs** a reçu une très grande attention en particulier en raison de son application dans les systèmes hautes fréquences et de puissances.

Les différents transistors à effet de champ utilisés dans des conceptions hyperfréquences feront l'objet de ce chapitre. Une description géométrique et physique des transistors les plus utilisés actuellement seront étudiées. On présentera les **JFET**, **MOSFET**, **MESFET** et leurs dérivés les **HEMT**.

### Les différents transistors à effet de champ

#### Généralités

Le transistor à effet de champ dénommé **FET** ou **TEC** repose sur le fonctionnement d'un dispositif semi-conducteur unipolaire, c'est-à-dire qu'un seul type de porteur intervient. Ainsi, pour une utilisation aux hautes fréquences, il est préférable que le type de porteur responsable de l'effet transistor soit celui présentant les meilleures propriétés de transport : mobilité, vitesse et coefficient de diffusion. Les électrons possèdent des propriétés plus intéressantes que les trous les FET sont essentiellement élaborés sur du matériau de type N. Leur principe peut être comparé à une résistance semi-conductrice dont la section est modulée par une jonction polarisée en inverse, principe décrit pour la première fois en 1952 par **W. Shockley** [1]. L'effet fondamental est le suivant: le courant à contrôler circule dans un barreau de semi-conducteur appelé le canal, dont la section est contrôlée par l'application d'un

champ électrique. Sur ce principe, différentes structures de transistors à effet de champ correspondant à différents contacts de grille ont été élaborées [2]:

- Grille à jonction PN pour le transistor **JFET** (**J**unction **F**ield **E**ffect **T**ransistor),
- Grille métallique isolée pour le transistor **MOSFET** (**M**etal **O**xide **S**emi-conductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor),
- Grille métallique à barrière SCHOTTKY pour le transistor **MESFET** (**M**etal **S**emi-conductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor).

De nouveaux transistors pouvant contrôler des puissances supérieures à celles des FET homogènes sont en train d'émerger [3]. Ils ne sont pas faits en Silicium ou en Arséniure de Gallium car ces matériaux sont utilisés près de leurs limites physiques ultimes.

Aujourd'hui, les semi-conducteurs à large bande interdite sont les candidats idéaux pour réaliser un nouveau saut technologique. Nous pouvons citer les FET à Hétérostructure. En effet, les propriétés physiques (champ électrique de claquage, vitesse de saturation, conductivité thermique) des matériaux utilisés (ex : Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As) en font de ces composants un bon choix pour un grand nombre d'applications de forte puissance et à haute température.

Dans ce sens, les technologues ont imaginé des procédés de fabrication de plusieurs types de composants à effet de champs qu'on regroupe suivant la structure de la **figure 1-1**.

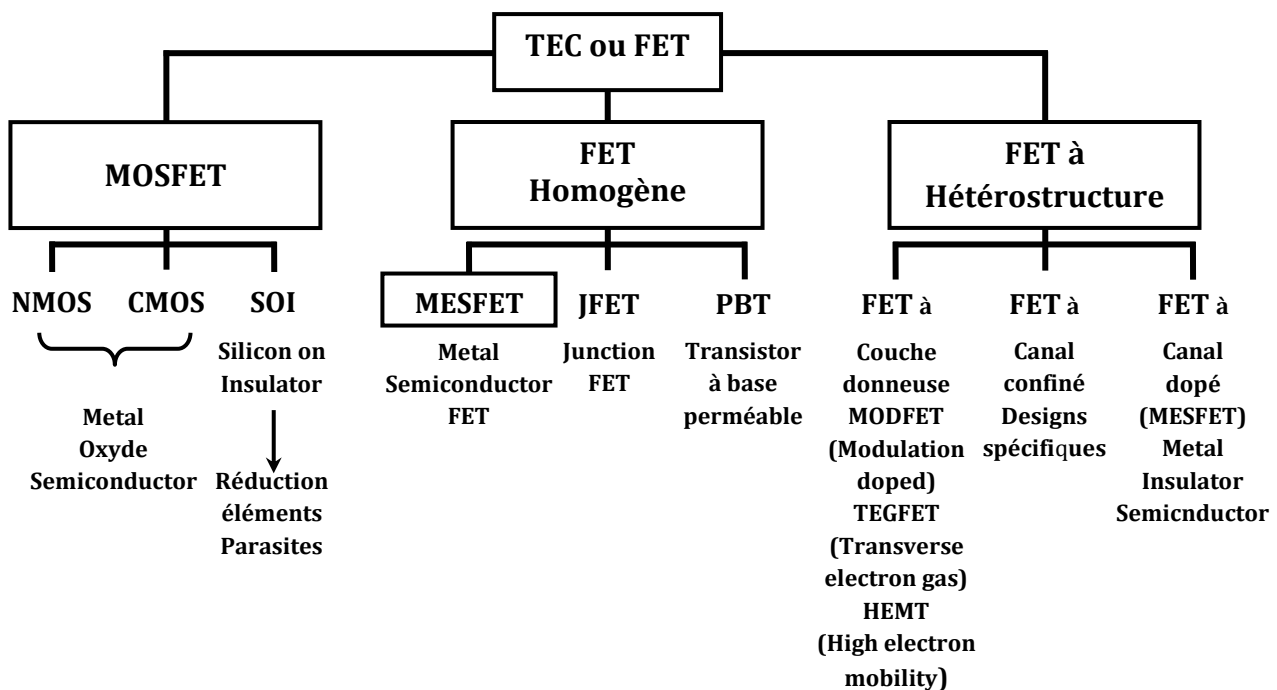


Figure 1-1 : La famille des composants à effet de champ [4].

## Le transistor à effet de champ à jonction (JFET)

### Historique

Le concept d'un semi-conducteur à triode [5] comme structure similaire au transistor à effet de champ à jonction (JFET) a été proposé, la première fois, par **Jules Lilienfeld** dans trois révélations de brevet dans les années 20, suivis d'un brevet semblable par **Oskar Heil** en 1935.

Cependant, un dispositif fonctionnant réellement est demeuré évasif durant une période de 25 années, ceci était principalement dû à la difficulté de développer une surface semi-conductrice propre.

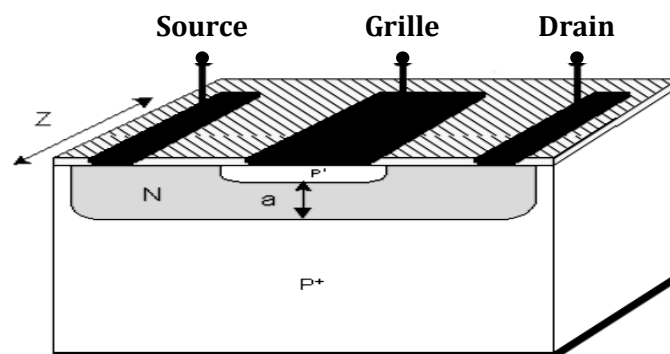
Après ces années, les efforts cumulatifs d'un certain nombre de chercheurs aux laboratoires de **Bell** comprenant **Atalla, Bardeen, Brattain, Brun, Derick, Frosch, Gibney, Hoerni, Kahng, Ligenza, Shockley, Spitzer, et Warner** ont lentement mené à la réalisation de ce dispositif.

### Description

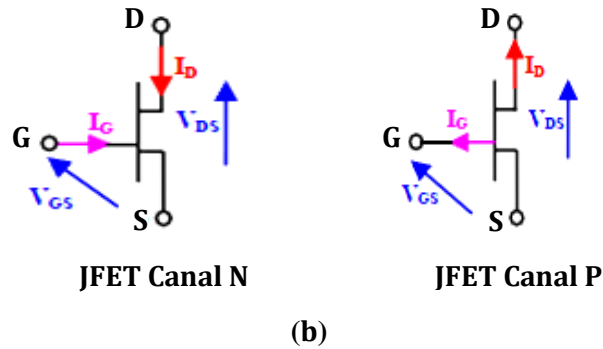
Le transistor JFET (Junction Field Effect Transistor) [6] est un composant de structure plane. Il est constitué par une mince couche de matériau semi-conducteur de type  $N$  (pour un JFET canal  $N$ ), sur un substrat de type  $P$ .

Une diffusion de type  $P^+$  à la surface de la couche réalise l'électrode de **la grille** et constituant ainsi une jonction  $P^+N$  verticale (**figure 1-2**).

Deux diffusions  $N^+$ , aux extrémités du canal, permettent d'assurer les contacts ohmiques de **source** et de **drain**.



(a)



**Figure 1-2 : (a) Transistor JFET à canal N,  
(b) Symboles des deux types de JFET.**

### Principe de fonctionnement du JFET

Dans le transistor à effet de champ à jonction (JFET), la variation de la tension de polarisation permet la modulation de la largeur de la zone de charge d'espace de la jonction latérale  $P^+N$ . Autrement dit, la variation de la polarisation module la variation de la section conductrice du canal [7]. Sans polarisation, il peut y avoir une zone de désertion sur une certaine profondeur dans le canal.

La désertion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés d'interface.

- **Pour une tension drain-source  $V_D$  nulle**

La variation de la tension grille  $V_G$  module la profondeur de la zone de désertion, et donc la partie conductrice du canal.

Pour une polarisation  $V_G < 0$  (et  $V_G \approx 0$  volt), la zone de désertion se développe plus profondément dans le canal, provoquant le rétrécissement de celui-ci et donc une augmentation de sa résistance.

Pour une tension  $V_G = V_P$  (tension de pincement), la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal. La résistance entre drain et source devient très élevée.

- **Pour une tension  $V_D$  non nulle et une tension  $V_G$  négative**

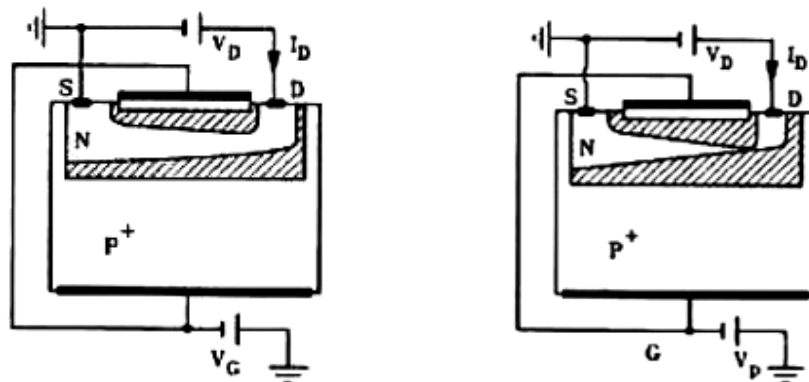
On a un canal conducteur. Un courant  $I_D$  circule entre le drain et la source. Si  $V_D$  devient de plus en plus positive, le champ électrique à travers le canal augmente ainsi que la vitesse des électrons.

La distribution de tension à travers le canal aura pour conséquence une différence de potentiel entre la grille et le canal sur la longueur de celui-ci.

Ceci explique la différence observée pour la profondeur de la zone de désertion le long du canal, qui augmente vers le drain (**figure 1-3**).

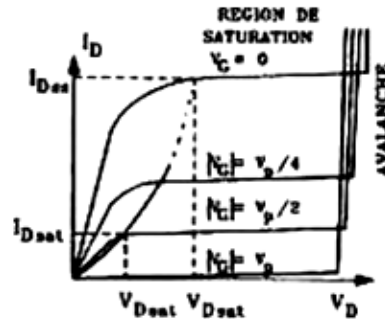
- **Si la tension  $V_D$  atteint la valeur  $V_{Dsat}$  (tension de saturation)**

Le régime de pincement apparaît. Le courant  $I_D$  atteint sa valeur de saturation. L'augmentation de la tension  $V_D$  au-delà de  $V_{Dsat}$  n'affecte pas l'évolution du courant  $I_D$  qui garde une valeur relativement constante.



(a)  $V_D > 0$   $V_G < 0$

(b) Pincement



(c) Caractéristique  $I(V)$

**Figure 1-3 : Comportement du JFET en fonction de  $V_D$  pour  $V_G < 0$  [(a), (b), (c)].**

### Contraintes et domaines d'utilisation

La forte impédance d'entrée des JFET (plusieurs dizaines, voire centaines de mégohms) associée à un faible bruit propre, rend ces transistors particulièrement bien adaptés à l'amplification des faibles signaux sous forte impédance [8]. En commutation, ils présentent par rapport aux transistors bipolaires certains avantages, comme un gain en puissance plus

élevé et une impédance d'entrée aux faibles fréquences beaucoup plus forte, ce qui permet de réaliser de grandes constantes de temps avec des capacités assez faibles (réalisation de monostables ou d'astables).

## Transistor à effet de champ à grille isolée (MOSFET)

### Historique

Le principe de fonctionnement du transistor (MOSFET) métal oxyde semi-conducteur à effet de champ a été décrit pour la première fois par **Lilienfield** en 1930 [9]. En décembre 1947, **John Bardeen** et **Walter H. Brattain** réalisaient le premier transistor en germanium [10]. Avec **William B. Shockley** le transistor à jonction et la théorie associée sont développées aux Bell Laboratoires en 1951. En 1958, **Jack Kilby** invente le circuit intégré en fabriquant cinq composants sur le même substrat [11]. C'est en 1960 que **Kahng** et **Attala** ont présenté le premier transistor MOS sur Silicium qui reste aujourd'hui le semi-conducteur généralement le plus utilisé, vu la qualité inégalée de l'interface créée par le silicium et l'oxyde de silicium (SiO<sub>2</sub>), qui sert d'isolant.

Peu après, l'élaboration de la technologie CMOS assura le futur commercial et technologique du MOSFET en électronique intégrée (mémoires, microprocesseurs, circuits logiques) grâce à une géométrie simple et une consommation pouvant être très faible.

### Description

Le MOSFET, acronyme anglais de **M**étal **O**xide **S**emi-conducteur **F**ield **E**ffect **T**ransistor, en français **T**ransistor à **E**ffet de **C**hamp (à grille) **M**étal-**O**xyde, comme tous les transistors ou même les tubes à vide, le MOSFET module le courant qui le traverse à l'aide d'un signal appliqué à son électrode d'entrée ou grille [12].

La structure du transistor MOSFET comprend un isolant (silice SiO<sub>2</sub>), deux îlots, de type opposé à celui du substrat, la source et le drain, délimitent la région active du dispositif qui se situe précisément sous l'électrode de grille. L'intensité du courant circulant entre la source et le drain est commandée par la tension entre la grille et le substrat. Très souvent les électrodes de source et de substrat sont électriquement reliées.

Les deux types fondamentaux du MOSFET sont les MOSFET à appauvrissement D-MOSFET (**figure 1-4**), et les MOSFET à enrichissement E-MOSFET (**figure 1-5**).

Dans chaque type de MOSFET, on peut distinguer le MOSFET canal  $N$  (le courant provient du déplacement d'électrons) et le MOSFET canal  $P$  (le courant provient du déplacement des trous).

Les transistors MOS à enrichissement sont bloqués sans tension de commande sur la grille (NORMALLY OFF), ils deviennent passants à partir d'une certaine tension de grille  $V_{TH}$ . Plus  $|V_{GS}| > |V_{TH}|$ , plus le E-MOS devient passant. Les transistors MOS à appauvrissement sont passants sans tension de commande sur la grille (NORMALLY ON), ils deviennent de moins en moins conducteurs au fur et à mesure que la tension de commande augmente pour finalement se bloquer au delà d'une tension de blocage  $V_{GSoff}$ .

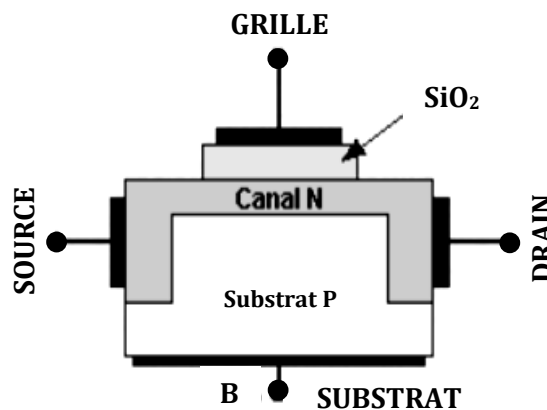


Figure 1-4 : Structure du MOS à appauvrissement canal N [12].

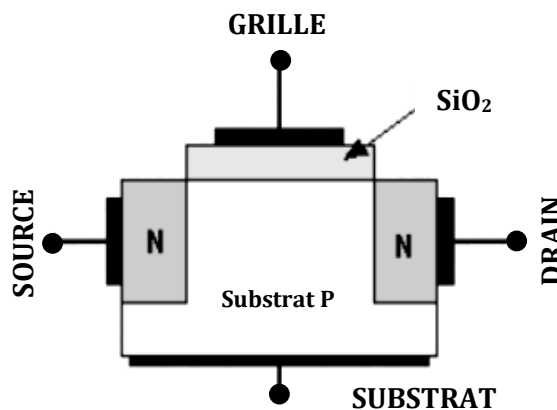
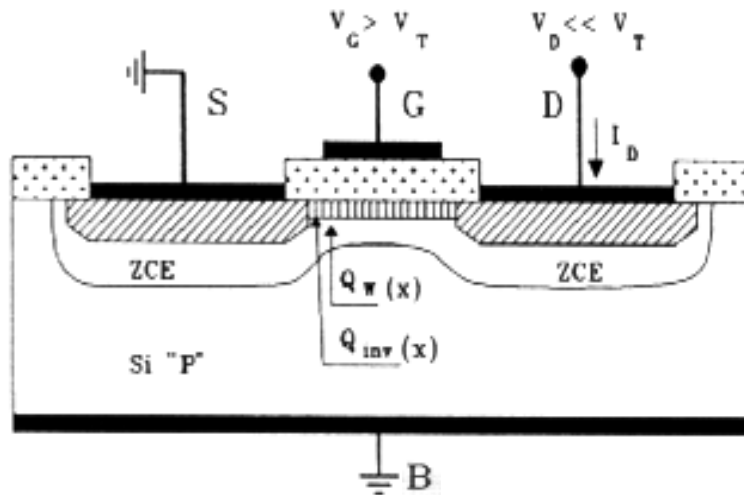


Figure 1-5 : Structure du MOS à enrichissement canal N [12].

### Principe de fonctionnement du MOSFET

La **figure 1-6** ci-dessous illustre parfaitement le principe d'un transistor MOS à canal  $N$ . La source et le drain sont de type  $N^+$ , (hachures obliques) et la grille est isolée du semi-conducteur par une couche d'oxyde.

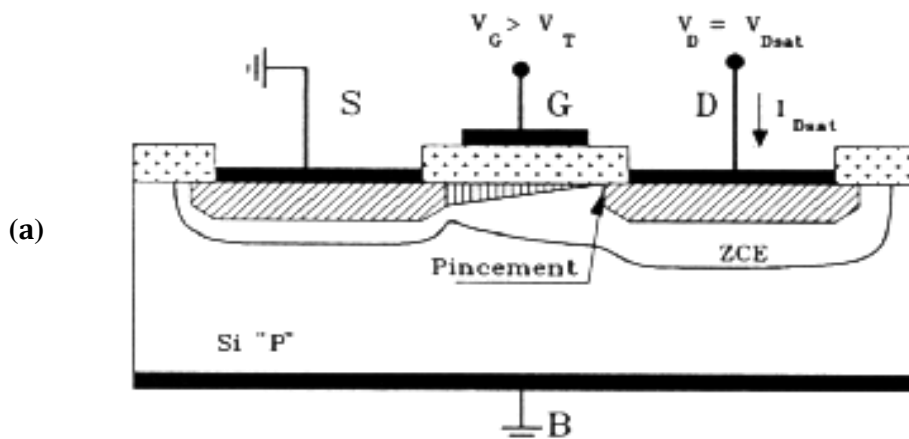
Lorsque la grille est polarisée positivement elle crée à l'interface diélectrique semi-conducteur une couche dite **d'inversion** (hachures verticales) comportant un grand nombre d'électrons (porteurs minoritaires de la zone P), dès que  $V_G$  est supérieure à une valeur de seuil  $V_T$  cette couche est suffisamment importante pour créer un canal conducteur entre les deux zones  $N^+$ .



**Figure I-6 : Principe d'un MOSFET à canal N, les zones hachurées sont de type N.**

Mais ceci suppose que le potentiel au drain soit très inférieur à ce seuil. La relation liant  $I_D$  à  $V_D$  est linéaire et le canal se comporte comme une simple résistance.

Si  $V_D$  croît, alors on obtient un effet de pincement analogue à celui constaté dans le JFET, illustré sur la **figure 1-7**, car la capacité du fait du potentiel positif appliqué sur le drain est moins polarisée de ce côté. Ce qui en d'autres termes revient à dire que la couche d'inversion présente une épaisseur non uniforme et décroissante de la source vers le drain. Pour une valeur de  $V_D = V_{Dsat}$  on atteint la limite du pincement.



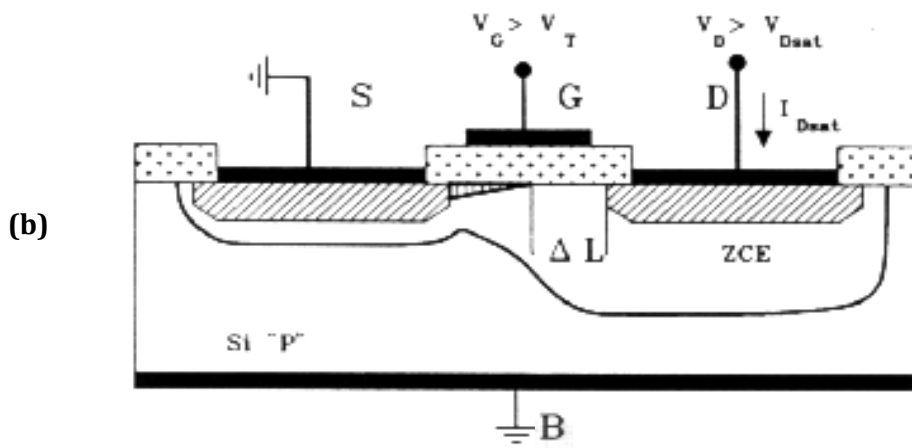


Figure 1-7 : Pincement du canal en fonction de  $V_D$  [(a) et (b)].

### Contraintes et domaines d'utilisation

La grille étant isolée, la résistance d'entrée du transistor MOS est très élevée (de  $10^{11}\Omega$  à  $10^{15}\Omega$ ), et la capacité grille-source étant très faible, ces transistors sont extrêmement sensibles aux charges électrostatiques qui peuvent provoquer le claquage de la couche de silice [13]. Il faut donc intégrer des dispositifs de protection contre les surtensions (le plus souvent, deux diodes tête-bêche placées entre grille et source).

En raison de leurs très petites dimensions, de leur faible consommation et de leur facilité d'intégration, le domaine privilégié d'emploi des transistors MOS est celui des circuits intégrés (mémoires, microprocesseurs, circuits logiques).

Certes, ces dispositifs sont encore moins rapides [14]. Bien que des progrès spectaculaires ont été effectués en vue de la miniaturisation des transistors MOS et plus particulièrement la diminution de la longueur du canal, ce qui a permis d'augmenter la densité d'intégration et la vitesse de fonctionnement des circuits mais cette réduction de dimensions à engendrer des phénomènes parasites (modification de la tension de seuil, augmentation du phénomène des porteurs chauds, ...) qui détériorent les caractéristiques courant-tension.

Toutefois, les technologues ont imaginé des procédés de fabrication particuliers en vue de conserver ces caractéristiques (Technologie SOI, NMOS, CMOS, VMOS, ...), par exemple les transistors de type VMOS (à grille particulière en forme de V) permettent des applications de puissance (plusieurs dizaines de watts) jusqu'à des fréquences très élevées (plusieurs milliers de mégahertz).

## Transistor à effet de champ à contact SCHOTTKY (MESFET)

### Historique

Le MESFET (**ME**tal **S**emi-conducteur **F**ield **E**ffect **T**ransistor) fut le premier composant à être fabriqué à partir d'un composé III-V [15], En 1966 **Carver Mead** [16] proposa en premier lieu de remplacer le Silicium des premiers FET par un semi-conducteur III-V tel que l'Arséniure de Gallium (GaAs), puis réalisé par **Hoop** [17]. Cette évolution au niveau matériau a permis l'utilisation des MESFET aux fréquences micro-ondes, et depuis cette date de nombreux travaux ont été effectués pour réaliser des transistors de plus en plus performants à base de matériau à grand gap. Les premiers résultats obtenus avec un MESFET au carbure de silicium (4H-SiC) datent de 1994.

### Description

Dans l'état de l'art aujourd'hui, la structure du Transistor à effet de champ à contact SCHOTTKY repose sur une couche active (**canal**) directement implantée dans le substrat semi-isolant. Ensuite, la **grille** en métal réfractaire est déposée pour matérialiser le **contact SCHOTTKY** [3]. Puis les zones N+ sont implantées en se servant du métal comme d'un masque pour obtenir deux zones d'accès auto alignées sur la grille.

La **figure 1-8** présente une coupe schématique d'un MESFET. La structure présentée met en évidence les différentes couches utilisées pour sa réalisation. La couche active est généralement une couche du type *N* qui repose sur un substrat semi-isolant. Les contacts de source et de drain sont des contacts ohmiques contrairement au contact SCHOTTKY de grille.

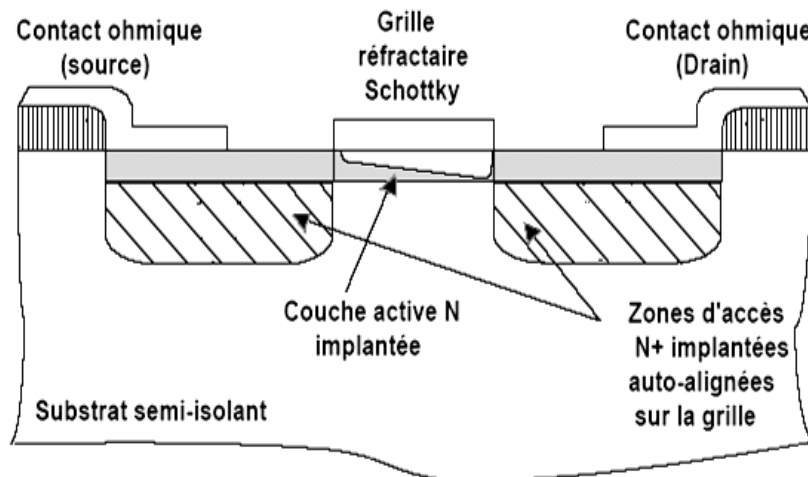


Figure 1-8 : Vue en coupe du MESFET GaAs implanté auto-aligné.

### Principe de fonctionnement

La base du fonctionnement d'un MESFET est la possibilité de moduler l'épaisseur du canal sous la grille (**figure 1-9**). Le contact de grille est de type SCHOTTKY. Une couche dépeuplée d'électrons libres, appelée zone de charge d'espace (**ZCE**), se crée sous la grille [15]. Aucun courant ne peut traverser cette couche. La région où le courant peut circuler est donc réduite à la fraction de la couche active non dépeuplée. En régime de fonctionnement normal le drain est polarisé positivement par rapport à la source, tandis que la grille est polarisée négativement, toujours par rapport à la source.

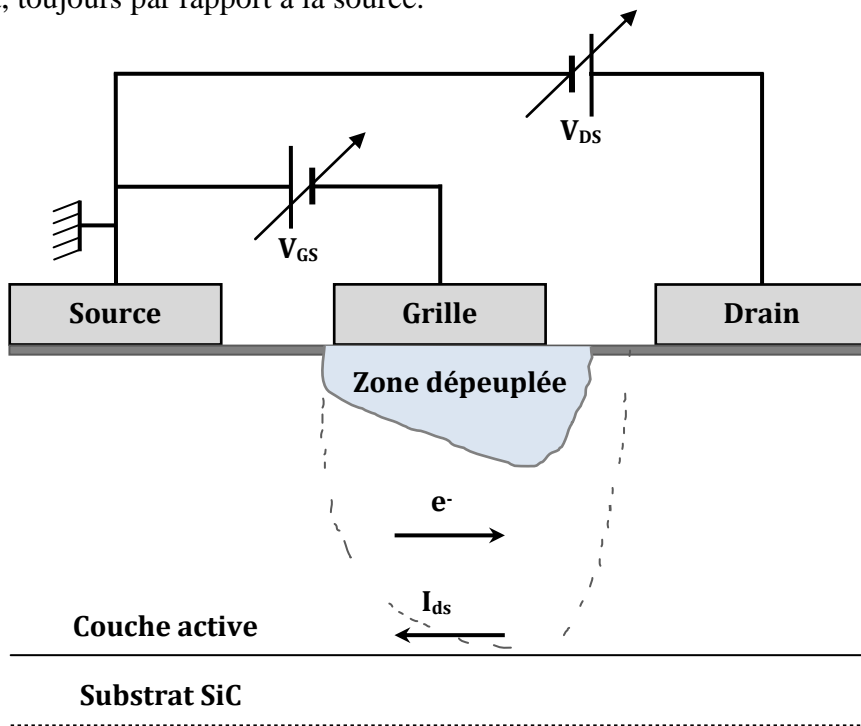


Figure 1-9 : Vue en coupe et polarisation d'un MESFET.

- **À tension de drain fixée**  
La polarisation négative de la grille a pour effet d'augmenter la pénétration de la zone de charge d'espace dans la couche active, diminuant ainsi le passage du courant.  
Lorsque la tension de grille est suffisamment négative, la **ZCE** vient complètement obstruer le canal (en pointillé sur la **figure 1-9**), ne laissant plus passer le courant. Le transistor est alors dit "pincé" et la tension appliquée sur la grille est alors appelée tension de pincement  $V_p$ .
- **À tension de grille fixée**  
L'augmentation de la tension positive de drain crée un champ électrique dans le canal.

Ce champ entraîne les électrons de la source vers la grille, établissant ainsi un courant  $I_{DS}$  (drain-source).

- **Avec l'accroissement de la tension de drain**

La section de la zone dépeuplée (zone de charge d'espace) commence à se déformer en devenant beaucoup plus importante côté drain que côté source.

Ce resserrement du canal provoque un ralentissement de la croissance du courant de drain. Arrivé à un certain stade, l'augmentation de la tension  $V_{DS}$  n'a quasiment plus aucune influence sur le courant.

On nomme le courant de saturation  $I_{Dsat}$ , lorsque le courant de drain  $I_{DS}$  du transistor commence à rentrer dans la zone de saturation pour une tension de polarisation de grille  $V_{GS}$  nulle.

### **Contraintes et domaines d'utilisation**

Le MESFET GaAs est longtemps resté le composant à effet de champ prépondérant pour l'amplification de puissance micro-onde [15].

En effet, les propriétés de transport électronique de l'Arséniure de Gallium permettent d'obtenir des densités de porteurs dont la vitesse moyenne dans le canal est bien supérieure à celle du Silicium. Avantage supplémentaire, le GaAs permet le dépôt de contacts ohmiques de bonne qualité par rapport à la plupart des autres composés III-V.

Pour fournir une puissance élevée, le FET doit pouvoir délivrer un courant drain-source  $I_{DS}$  le plus élevé possible tout en supportant des tensions  $V_{DS}$  de grande amplitude.

Cependant, l'obtention d'un fort courant  $I_{DS}$  nécessite l'emploi de dopages élevés qui entraînent une dégradation de la tension de claquage.

D'autre part, si l'on veut privilégier un fonctionnement à de très hautes fréquences, il convient de réduire la longueur de grille.

La nécessité de garder un facteur d'aspect (le rapport entre la longueur de grille et l'épaisseur de la couche active) raisonnable contraint alors à diminuer l'épaisseur de cette couche active, ce qui se traduit par une diminution de courant drain-source.

Pour des applications de forte puissance, des MESFET utilisant des matériaux dits à "grand gap" présentent des caractéristiques intéressantes. Ainsi, l'utilisation du Carbure de

Silicium SiC permet d'obtenir des performances élevées grâce à un champ de claquage huit fois plus élevée et une conductivité thermique trois fois plus élevée que le Silicium.

Ces propriétés permettent d'utiliser les composants avec des tensions très élevées, de plusieurs dizaines de volts et à haute température.

Compte tenu de ces performances, le domaine d'utilisation privilégié de ces composants est l'amplification de très forte puissance (Objectif > 100W) pour l'émission en station de base par exemple.

## **Le transistor HEMT**

### **Historique**

Les premiers transistors **HEMT** (**H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor) sont apparus en 1980 (**Fujitsu, Thomson**) [18]. En 1985, le HEMT est présenté comme un composant micro-onde unique ayant les plus faibles caractéristiques en bruit au monde. Initialement, ce transistor était utilisé dans un radiotélescope à **Nobeyama**, Japon, qui présente un diamètre de 45 mètres. En refroidissant le composant à la température de l'hélium liquide, il est possible de capter un signal provenant d'une molécule interstellaire située à mille années lumières de la Terre.

Plus tard, le HEMT sera implanté dans des récepteurs de télévision pour capter les signaux des satellites géostationnaires (36000km d'altitude). Puis petit à petit, ce composant se fera une place dans notre quotidien.

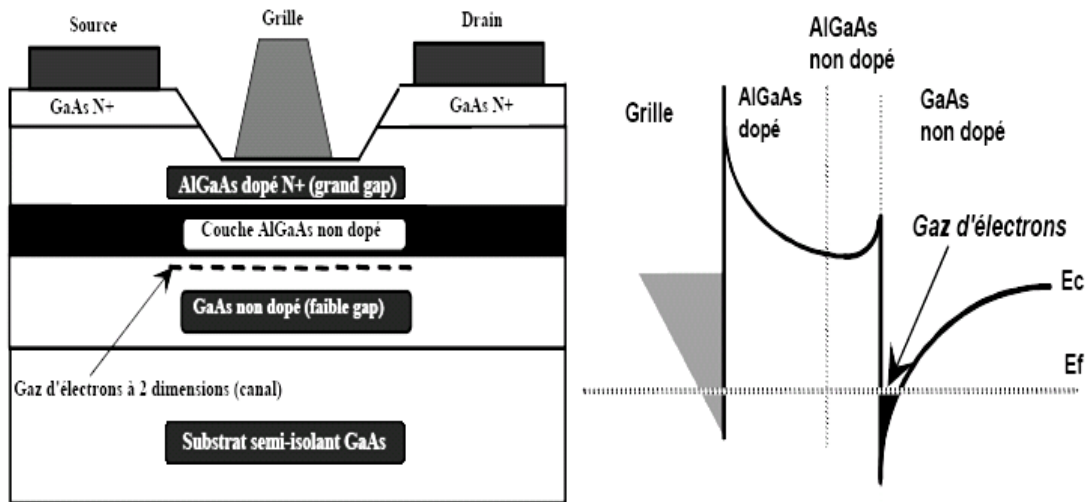
Le HEMT constitue une évolution majeure du MESFET et a pris le pas sur ce dernier depuis le début des années 1990.

### **Description**

La **figure 1-10** représente la structure de couches ainsi que le diagramme de bande d'énergie d'un HEMT classique utilisant le GaAs et l'AlGaAs comme couches actives. La couche de surface utilise l'AlGaAs fortement dopé N avec un grand gap se comportant ainsi comme un isolant. En revanche, le canal, non dopé, est composé d'un matériau à faible gap (GaAs). De ce fait, des électrons libres diffusent de l'AlGaAs vers la couche GaAs laissant la zone N de grand gap déplétée et donc chargée positivement. Ces électrons s'accumulent à l'hétérointerface (grand gap / petit gap) formant ainsi un gaz d'électrons à deux dimensions plus ou moins profond suivant la polarisation de la tension de grille. Les propriétés de

transport de ce gaz d'électrons sont considérablement supérieures à celles des électrons libres dans un MESFET classique puisque le canal se situe dans une zone non dopée à très forte mobilité.

De plus, les collisions entre électrons n'ont que rarement lieu en raison de défauts peu nombreux. Pour ces différentes raisons, le HEMT est un dispositif à très fort gain et à très faible bruit HF.



**Figure 1-10 : Structure de principe d'un HEMT classique associée à son diagramme de bande d'énergie.**

### Principe de fonctionnement

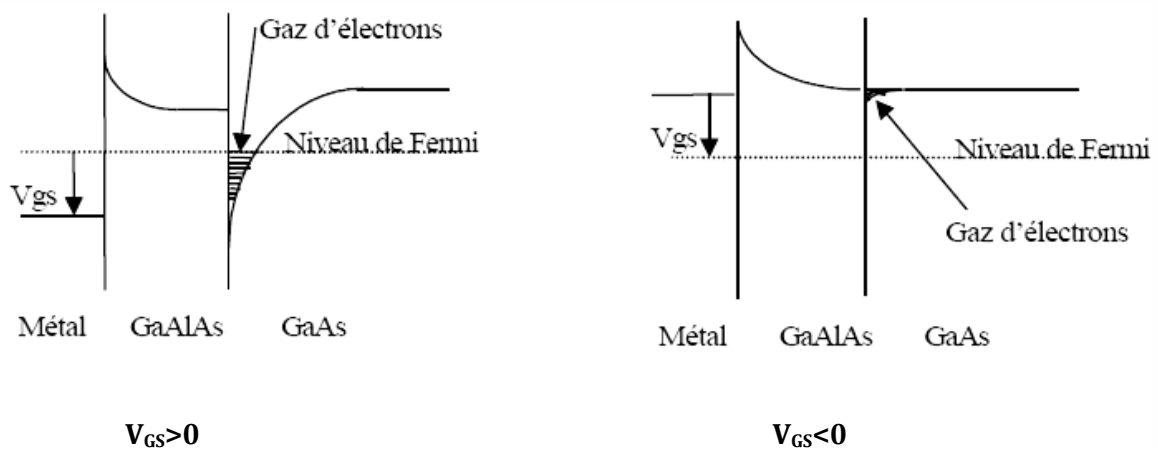
La structure des couches des HEMT est réalisée de façon à séparer physiquement les électrons libres dans le canal des donneurs ionisés, ceci afin d'augmenter la mobilité des électrons par la réduction de la répartition des impuretés ionisées. Ainsi la différence essentielle entre les MESFET et les HEMT se situe au niveau du principe même du contrôle du courant dans le canal. Alors que dans le cas du MESFET, l'électrode de grille contrôle la section du canal disponible pour la conduction, dans le cas du HEMT, elle contrôle la densité d'un gaz d'électrons libres dans une zone non dopée située sous l'hétérointerface qui constitue le canal du transistor.

Le gaz d'électrons étant créé, il est possible de contrôler la densité de porteurs dans le canal par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille. La **figure 1-11** présente les diagrammes de bande de la zone située sous la grille en fonction de la polarisation de grille appliquée. Lorsque la tension  $V_{GS}$  augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le GaAs. Comme

pour le MESFET, la tension  $V_{DS}$  crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant  $I_{DS}$  (drain-source).

Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule dans le canal. Le HEMT est alors pincé. L'évolution du courant de drain en fonction de la tension de drain et pour différentes valeurs de la tension de grille est sensiblement la même que pour le MESFET.

De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le HEMT. Il provient de la limite de vitesse des électrons.



**Figure 1- 11 : Influence de la polarisation de grille sur le diagramme de bande.**

### Contraintes et domaines d'utilisation

Si le HEMT a permis des utilisations en fréquence bien plus hautes que celles du MESFET, sa limite fréquentielle est de l'ordre de 60-70 GHz [3].

Cette limite est principalement due aux propriétés de transport du matériau intrinsèque, c'est-à-dire l'Arséniure de Gallium. De plus le HEMT génère un bruit basse fréquence élevé. Il est le composant privilégié pour des applications de puissance hautes fréquences ainsi que pour des applications à faible bruit telles que les circuits de pré-amplification des satellites ou encore les oscillateurs.

En conséquence pour satisfaire aux besoins sans cesse croissants de montée en fréquence, l'idée de base a été de remplacer le GaAs du canal par un autre matériau à faible gap autorisant une vitesse  $v_s$  à fort champ électrique la plus élevée possible : l'InGaAs.

Les récents progrès technologiques en matière d'épitaxie ont donc donné naissance à un nouveau type de transistor à hétérojonction : le **HEMT pseudomorphique (PHEMT)**.

### **Conclusion**

Après avoir rappelé la structure physique et le principe de fonctionnement des différents transistors à effet de champ (JFET, MOSFET, MESFET et des HEMT), et à travers une analyse de leurs performances pour des applications hautes fréquences et hautes puissance, nous nous sommes particulièrement intéressés au MESFET GaAs qui est longtemps resté le composant à effet de champ prépondérant pour l'amplification de puissance micro-onde [19].

En effet, les propriétés de transport électronique de l'Arséniure de Gallium permettent d'obtenir des densités de porteurs dont la vitesse moyenne dans le canal est bien supérieure à celle du Silicium.

Ceci va permettre de réduire le temps de transit dans la grille ainsi que dans les résistances de contact. Avantage supplémentaire, le GaAs permet le dépôt de contacts ohmiques de bonne qualité par rapport à la plupart des autres composés III-V.

Ceci indique que pour des composants tels que les MESFET, les performances fréquentielles seront supérieures à celles des composants réalisés sur silicium.

## Références bibliographiques du Chapitre 1

- [1] - **W. SHOCKLEY**,  
"A unipolar field effect transistor".  
Proc. Of the IRE, vol.40, pp.1365-1376, 1952.
- [2] - **SOUAD BELHOUR**,  
"Simulation du transistor à effet de champ a grille Schottky à l'arséniure de gallium MESFET GaAs" Mémoire de magister, Université de Constantine, 2007.
- [3] - **HILDE MULLER ET JAN NICOLAS MYKLEBUST**,  
"Les composants actifs hyperfréquences"  
[www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors\\_HF.doc](http://www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors_HF.doc)
- [4] - **OLIVIER VANBESIEN**,  
"Modèles linéaires et non linéaires des composants actifs pour la CAO. Hyperfréquences", Cours DESS, Septembre 2003.
- [5] - **RENUKA P. JINDAL**,  
"Compact Noise Models for MOSFETs"  
IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 53, NO. 9, September 2006.
- [6] - **HENRY MATHIEU**,  
Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques  
Edition MASSON (2004).
- [7] - **RACHID KHELIL**,  
"Hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension" et Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2005.
- [8] - **MICHEL HUBIN**,  
<http://pagesperso-orange.fr/michel.hubin/index.htm>
- [9] - **J.E. LILIENFELD**,  
"Amplifier for electric currents", US Patent No. 1, 877,140, application filed December 8, 1928.

- [10] - **JOHN BARDEEN ET AL,**  
Three electrode circuit element, U.S. Patent No. 2, 524,035, Issued October 3, 1950.  
Filed June 17, 1948.
- [11] - **JACK KILBY,**  
Miniaturized Electronic Circuits, U.S. Patent No. 3, 138,743, June 23, 1964.
- [12] - **MOHAMED AMIR ABDI,**  
"Modélisation de l'inverse de la pente sous seuil des transistors FETs nanométriques"  
Mémoire de magister, Université de Batna, 2006.
- [13] - **J.C.MICHEL,**  
"COURS : Les transistors à effet de champ"  
<http://JC.MICHEL.free.fr>
- [14] - **FAYCAL DJEFFAL,**  
"Modélisation et simulation prédictive du transistor MOSFET fortement submicronique, application à la conception des dispositifs intégrés"  
Thèse de doctorat, Université de Batna, 2006.
- [15] - **NICOLAS DUBUC,**  
"Modélisation Electrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haut rendement"  
Thèse doctorat d'état, Université de Limoges, 2003.
- [16] - **C. A. MEAD,**  
"SCHOTTKY barrier gate field effect transistor".  
Proceedings of the IEEE 54 (2):307–308. (Feb. 1966).
- [17] - **W. ALIOUAT,**  
"Etude des propriétés des transistors à effet de champs à grille SCHOTTKY à l'Arséniure de Gallium" Thèse de Magistère, université de Constantine, 2006.
- [18] - **SANDRA DE MEYER,**  
"Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de puissance à très large bande" Thèse de doctorat, Université De Limoges, Année : 2005.

[19] - **FRANCIS HUIN,**

"Etude des formes d'ondes permettant une optimisation des performances des amplificateurs de puissance. Application à la conception d'amplificateurs, à faible tension de polarisation, pour les communications mobiles"

Thèse de doctorat, Université de LIMOGES, 2001.



# Chapitre 2

## CHAPITRE 2

# LE TRANSISTOR À EFFET DE CHAMP MESFET GaAs

## Introduction

On présente dans ce chapitre les propriétés électroniques de l'Arséniure de Gallium, ainsi que la technique de fabrication des substrats semi-isolants GaAs. On étudie par la suite les différents phénomènes physiques du contact SCHOTTKY qui représente la caractéristique principale du transistor MESFET GaAs qui fera l'objet d'une analyse structurale et d'une présentation de son principe de fonctionnement.

## Propriétés des matériaux III-V

Les matériaux III-V sont constitués des éléments des colonnes IIIb et Vb de la classification périodique des éléments.

Le **tableau 2-1** regroupe un extrait de cette classification (les chiffres en haut et en bas représentent respectivement le nombre atomique et la masse atomique). Ainsi, de nombreux composés binaires peuvent être réalisés.

IIIb	IVb	Vb
5 <b>B</b> 10.81	6 <b>C</b> 12.01	7 <b>N</b> 14.01
13 <b>Al</b> 26.98	14 <b>Si</b> 28.09	15 <b>P</b> 30.97
31 <b>Ga</b> 69.74	32 <b>Ge</b> 72.59	33 <b>As</b> 74.92
49 <b>In</b> 114.82	50 <b>Sn</b> 118.69	51 <b>Sb</b> 121.75

**Tableau 2-1 : Extrait de la classification  
périodique des éléments.**

Toutefois l'étude de leur structure de bandes montre, que les éléments les plus légers donnent des composés dont la bande interdite est large et indirecte, et dans laquelle la masse effective des électrons est élevée [1].

Le **tableau 2-2** résume cette situation en donnant l'énergie  $E_g$  de bande interdite, la masse effective  $m^*/m_0$  (où  $m^*$  et  $m_0$  sont respectivement la masse effective et la masse de l'électron dans le vide) des électrons du bas de la bande de conduction, la mobilité électronique à champ faible ' $\mu$ ' et le paramètre cristallin ' $a$ ' [2], [3].

La **figure 2-1** [4] représente le diagramme des variations de l'énergie de bande interdite en fonction du paramètre cristallin  $a$  qui varie lui même avec la composition.

Les points du graphe montrent la position des composés binaires stœchiométriques, et les lignes représentent l'évolution du gap  $E_g$  et du paramètre cristallin  $a$ , en fonction de la composition des alliages ternaires.

Ce diagramme est donc très important parce qu'il permet de connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être déposé en couche mince, par épitaxie, sur un substrat binaire comme GaAs ou InP. Les matériaux III-V offrent donc une grande variété de compositions permettant de modifier leurs propriétés électroniques.

Composé III-V	$E_g$ (eV)	$m^*/m_0$	$\mu$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	$a$ (Å)
<b>BN</b>	7,5	-	-	3,6150
<b>AlP</b>	2,45	-	-	5,4510
<b>AlAs</b>	2,16	-	-	5,6605
<b>AlSb</b>	1,58	0,12	200	6,1355
<b>BP</b>	2,0	-	-	4,5380
<b>GaP</b>	2,26	0,82	110	5,4512
<b>GaAs</b>	1,42	0,067	8500	5,6533
<b>GaSp</b>	0,72	0,042	5000	6,0959
<b>InP</b>	1,35	0,077	4600	5,8686
<b>InAs</b>	0,36	0,023	33000	6,0584
<b>InSb</b>	0,17	0,0145	80000	6,4794

**Tableau 2-2 : Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300°K.**

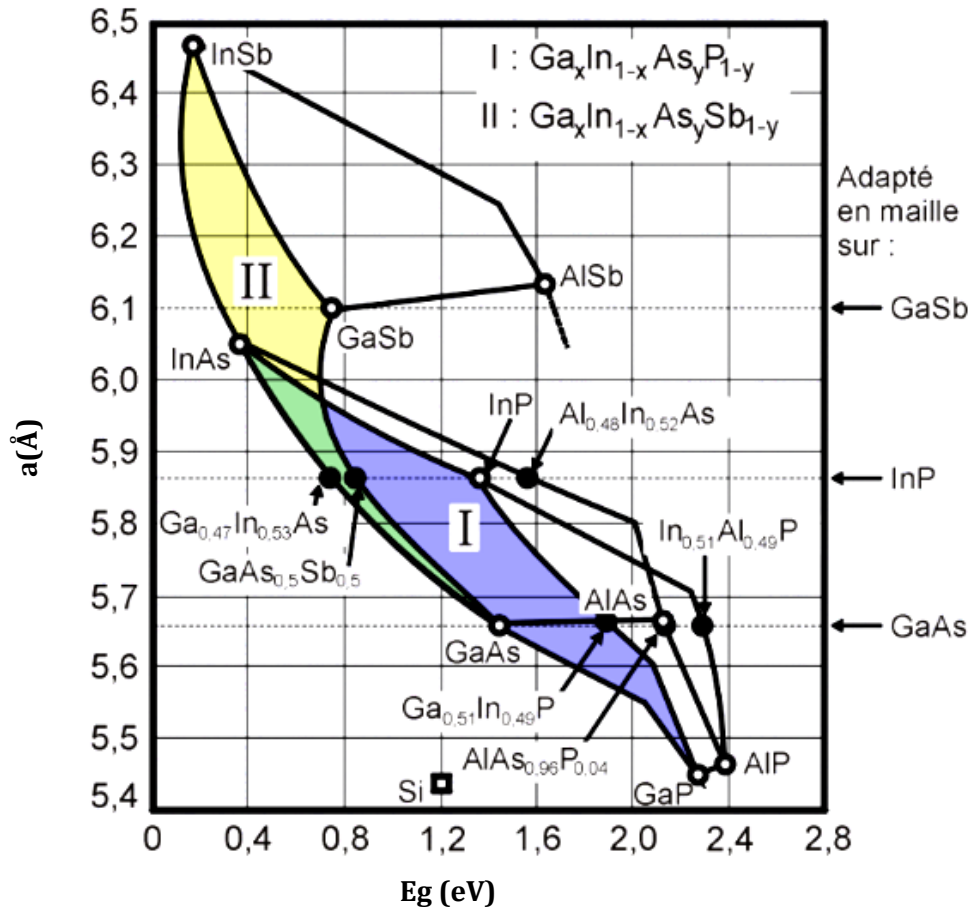


Figure 2 - 1 : Evolutions de l'énergie de bande interdite et du paramètre cristallin des alliages de composés III-V.

### Structure cristalline des matériaux III-V

La plupart des matériaux III-V cristallisent dans la structure sphalérite dite "Zinc Blende". Cette structure présentée sur la **figure 2-2**, qui s'apparente à celle du diamant (C, Ge, Si, etc.), est constituée de deux sous-réseaux cubique face centrée (cfc), l'un d'éléments III et l'autre d'éléments V, décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale.

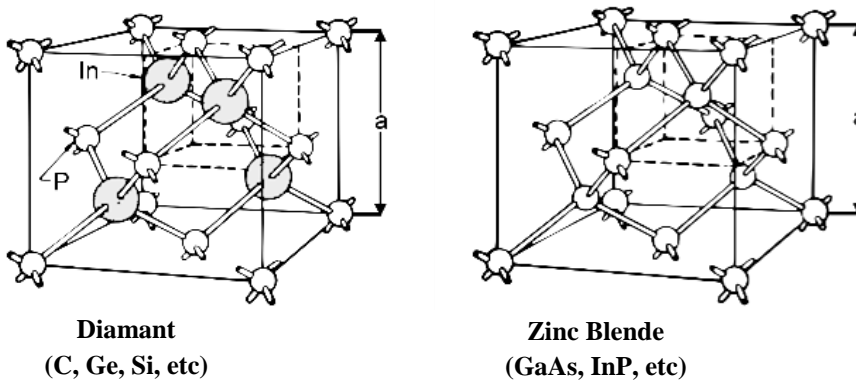


Figure 2 - 2 : Les mailles cristallographiques des structures Diamant et Zinc Blende [5].

## L'Arséniure de Gallium

Le choix d'un matériau permettant d'obtenir de hautes performances en circuits intégrés ne dépend pas uniquement de ses propriétés électriques. Il résulte d'un compromis entre différents critères tels que ses propriétés métallurgiques (tenue aux divers processus technologiques, par exemple), la diversité de composants élémentaires réalisables, et la tenue en fiabilité. Pour la réalisation des circuits intégrés numériques très rapides, l'Arséniure de Gallium (et ses dérivés ternaires) présente de nombreux avantages.

Le GaAs présente une structure cristallographique de la blende de zinc qui se compose de deux réseaux cubiques à face centrée (FCC) déplacée par un vecteur  $(a_0/4, a_0/4, a_0/4)$ , avec  $a_0$  étant la longueur de l'arête du cube élémentaire ( $a_0 = 5.653 \text{ \AA}$ ), le premier réseau se compose entièrement d'atome Ga et l'autre d'atomes As.

La **figure 2-3** présente la structure cristalline du GaAs et sur le **tableau 2-3** nous avons reporté les principales propriétés du GaAs à température ambiante [6].

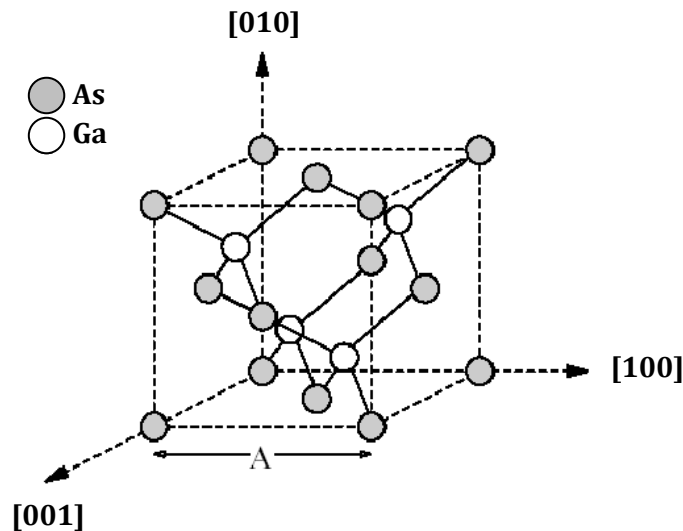


Figure 2-3 : Structure cristalline du GaAs.

### Propriétés électroniques du GaAs [7]

La structure de bande directe du **GaAs**, lui confère des propriétés électroniques intéressantes :

1. Il se prête facilement à la réalisation de diodes SCHOTTKY de hauteur de barrière élevée à partir de métaux divers qui rendent possible la fabrication de transistors à effet de champ à jonction métal-semi-conducteur (MESFET).

2. Il permet, par l'épitanie d'un composé ternaire (par exemple Ga-Al-As de largeur de bande différente). De réaliser des composants nouveaux tels que le transistor à effet de champ à gaz d'électrons bidimensionnel (HEMT). Ou encore les transistors bipolaires à hétérojonctions HBT.
3. Les propriétés de transport électronique du GaAs sont remarquables : mobilité très élevée ( $8000 \text{ cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1}$  pour un matériau peu dopé), vitesse de saturation élevée ( $2.10^7 \text{ cm/s}$ ) obtenue pour un champ électrique trois fois plus faible que pour le silicium. Ces propriétés garantissent l'obtention de vitesses de commutation élevées sous de faibles consommations (**tableau 2-3**).
4. De par sa grande largeur de bande interdite, le GaAs peut être obtenu sous forme d'un semi isolant de haute résistivité ( $10^7$  à  $10^9 \Omega.\text{cm}$ ). L'épitanie ou l'implantation de la couche active dans ce semi-isolant, permet d'assurer l'isolation interdispositif et, ainsi, d'offrir des capacités parasites entre les dispositifs et le plan de masse extrêmement faibles.

Nom	Symbole	Unités	Valeur
<b>Structure cristalline</b>			Zinc Blende
<b>Paramètre cristallin</b>	a	Å	5,63
<b>Masse molaire</b>	M	g.mole <sup>-1</sup>	144,63
<b>Masse volumique</b>	$\rho$	g.cm <sup>-3</sup>	5,32
<b>Nombre atomes par unité de volume</b>	N	cm <sup>-3</sup>	$4,4.10^{22}$
<b>Hauteur de la Bande Interdite</b>	Eg	eV	1,42
<b>Densité effective d'états dans la Bande de Conduction</b>	Nc	cm <sup>-3</sup>	$4,7.10^{17}$
<b>Densité effective d'états dans la Bande de Valence</b>	Nv	cm <sup>-3</sup>	$7,0.10^{18}$
<b>Mobilité des électrons</b>	$\mu_n$	cm <sup>2</sup> .v <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>	$8,5.10^3$
<b>Mobilité des trous</b>	$\mu_p$	cm <sup>2</sup> .v <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>	$4,0.10^2$
<b>Vitesse de saturation des électrons</b>	vsn	cm.s <sup>-1</sup>	$1.10^7$
<b>Constante diélectrique relative</b>	$\epsilon_r$		12.9
<b>Champ de claquage</b>	Eav	kV.cm <sup>-1</sup>	$3.10^2$
<b>Affinité électronique</b>	$\chi_s$	eV	4.07
<b>Coefficient de dilatation thermique</b>	$\alpha_l$	K <sup>-1</sup>	$6,86.10^{-6}$
<b>Chaleur spécifique</b>	C	J.g <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>	0.35
<b>Conductivité thermique</b>	$\lambda$	W.cm <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	0.46
<b>Température de fusion</b>	Tf	°C	1240

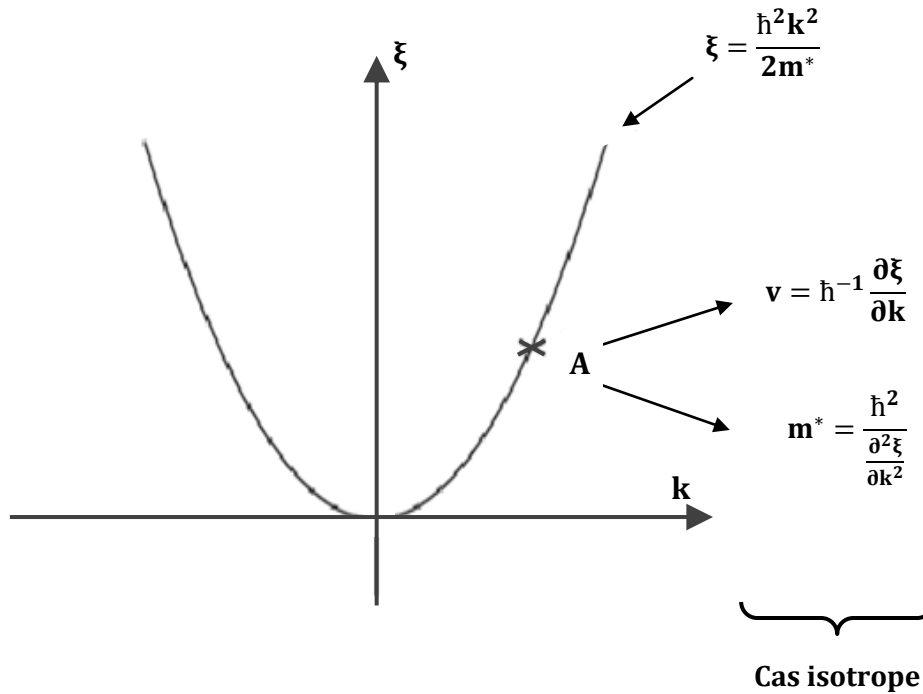
**Tableau 2-3 : Principales propriétés physiques et électriques du GaAs à température ambiante (T=300°K).**

## Equations de transport électronique

Toutes les études menées ces dernières années ont prouvé que les propriétés des matériaux sont liées à la configuration des bandes d'énergies. Ainsi la mobilité  $\mu$  d'un matériau est fonction de la vitesse des porteurs, donc avec l'énergie, de ce fait une étude énergétique est nécessaire.

### Équation de transport cas général

La variation de l'énergie en fonction du vecteur d'onde  $k$  pour la plupart des matériaux, comme le montre la **figure 2-4**, est un domaine parabolique.



**Figure 2-4 : Variation de l'énergie en fonction de k.**

Si on applique un champ électrique  $E$  dans une direction d'un barreau semi-conducteur, on obtient les équations de conservation suivantes :

$$m^* \frac{dv}{dt} = q E - m^* \frac{v}{\tau_m} \quad \text{Équation de conservation de la vitesse} \quad (2.1)$$

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{(\xi - \xi_0)}{\tau_E} + q E v \quad \text{Équation de conservation de l'énergie} \quad (2.2)$$

$\tau_m$  : Temps de relaxation du moment.

$\tau_E$  : Temps de relaxation de l'énergie.

En régime stationnaire :

$$\frac{dv}{dt} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{d\xi}{dt} = 0$$

La vitesse de l'électron est donc : 
$$v = \frac{q \tau_m}{m^*} E \quad (2.3)$$

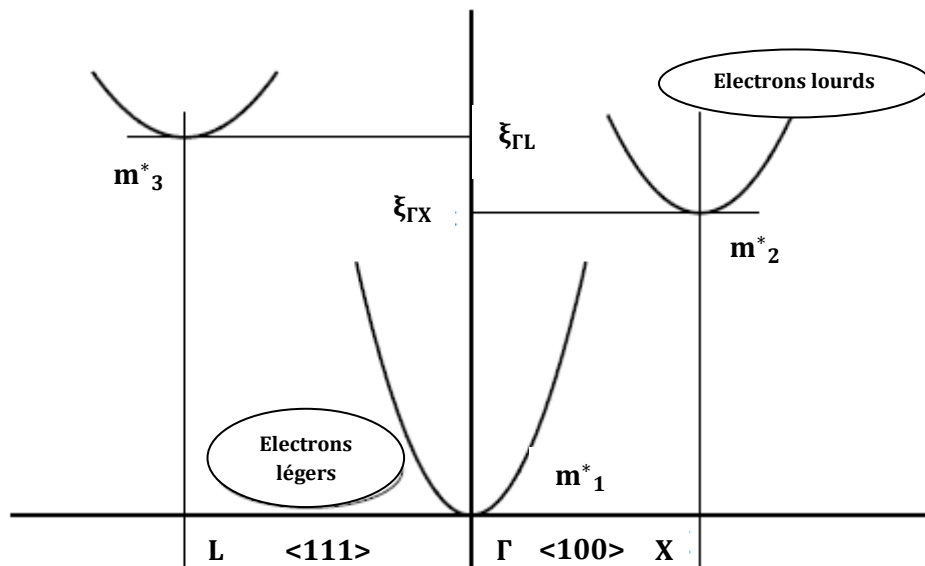
On appelle mobilité : 
$$\mu(\xi) = \frac{q \tau_m}{m^*} \quad (2.4)$$

Cette mobilité dépend de l'énergie (via  $\tau_m$ ) et de la masse effective  $m^*$  :

$$\xi - \xi_0 = q v \tau_E E = \frac{q \tau_m \tau_E}{m^*} E^2 \quad (2.5)$$

### Equation de transport (cas du GaAs)

Dans le cas du GaAs, la situation est plus complexe dès que l'on dépasse un certain champ électrique critique, car le semi-conducteur est multi-vallée (**figure 2-5**) :



**Figure 2-5 : Semi-conducteur GaAs à multi-vallées.**

En général  $m^*_1 \ll m^*_2, m^*_3$

Dès que l'énergie de l'électron se rapproche de  $\xi_{rL}$  ou  $\xi_{rX}$  les porteurs transfèrent de la vallée centrale vers les vallées satellites et voient leur masse effective changer et augmenter. En conséquence, leur mobilité diminue.

Les **figure 2-6** et **figure 2-7** représentent respectivement la variation de la vitesse en fonction du champ  $E$  et la variation de la mobilité en fonction de l'énergie.

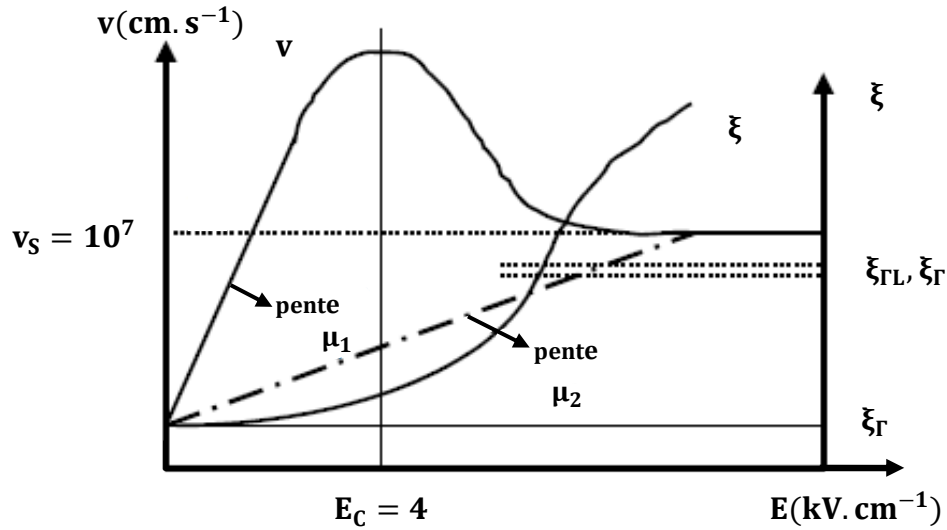


Figure 2-6 : Variation de la vitesse en fonction de l'énergie.

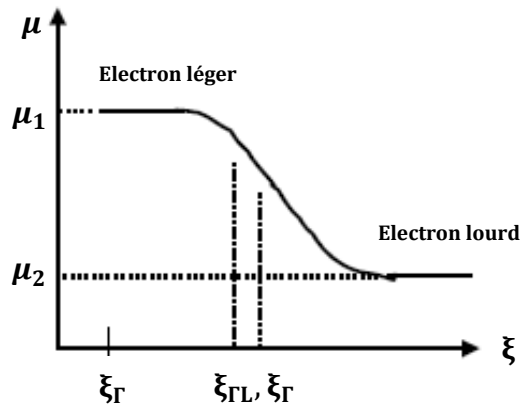


Figure 2-7 : Variation de la mobilité en fonction de l'énergie.

Ainsi, le GaAs montre un effet de mobilité différentielle négative.

Les phénomènes en régime non stationnaire sont obtenus en utilisant les équations (2.1) et (2.2) qui ne seront plus valables dans certains cas, notamment s'il y a des variations significatives dans le temps ou dans l'espace :

- $\frac{dv}{dt} \neq 0$  et  $\frac{d\xi}{dt} \neq 0$  lorsque la fréquence de la tension ou du champ électrique dépasse quelques dizaines de GHz.
- $\frac{dv}{dt} = \frac{1}{v} \left( \frac{dE}{dt} \right)$  lorsqu'on travaille sur des composants de dimensions submicroniques ( $< 0.5 \mu\text{m}$ ).

On peut alors obtenir des effets de survitesse ; à cause de gradients élevés et de transport balistique. La plupart des recherches actuelles cherchent à exploiter ces effets pour augmenter les fréquences de fonctionnement de ces composants.

### **Fabrication du substrat semi-isolant GaAs [7]**

L'introduction de techniques de purification très poussées a rendu possible la fabrication de matériau GaAs intrinsèque présentant un niveau de dopage résiduel très faible (de l'ordre de  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) et dont la qualité semi-isolante ne nécessite qu'une très faible teneur en impuretés de compensation. La technique Liquid-Encapsulated Czochralski (LEC) a permis la croissance de lingots de GaAs de haute pureté. De grandes dimensions (76.2mm de diamètre, jusqu'à 5kg), présentant de faibles dislocations ( $10^4 \text{ cm}^{-3}$ ), une stabilité remarquable et une haute résistivité convenant à l'utilisation des techniques d'implantation ionique. De grandes plaquettes rondes orientées  $\langle 100 \rangle$  sont maintenant disponibles pour être traitées par les équipements modernes de fabrication de semi-conducteurs.

Bien que tout ne soit pas résolu dans ce domaine, et que des progrès importants restent à faire, les améliorations apportées par l'emploi de la méthode de tirage Czochralski permettent l'implantation directe de la couche active dans le substrat semi-isolant. Ce procédé offre l'énorme avantage d'un excellent contrôle de la tension de seuil sur l'ensemble de la plaque.

Des techniques très sophistiquées faisant appel à des mesures de profils de photoluminescence, de photo courant, de photo absorption et de courant d'obscurité, permettent de juger de la quantité des impuretés, de défauts et de dislocations du cristal élaboré.

### **La diode SCHOTTKY**

#### **Introduction [8], [2], [9].**

La diode SCHOTTKY est un élément de base pour les composants à l'état solide en hyperfréquences dans la mesure où :

- Elle peut être utilisée seule pour ses caractéristiques non-linéaires en détecteur, mélangeur ou multiplieur... avec, selon sa dimension de zone active, des fréquences de coupure supérieures au Terahertz ;
- Le contact SCHOTTKY est l'élément de commande en tension des transistors à effet de champ (grille). Nous la retrouverons ainsi pour le MESFET et les HEMT.

L'hétérojonction **Métal-Semi-conducteur** est fondamentale pour la réalisation du composant semi-conducteur [10]. Elle se présente sur tous les dispositifs sous forme de contact ohmique pour assurer la connexion entre la "puce" et le boîtier. Elle peut également se comporter comme un contact redresseur de l'électrode de grille d'un transistor à effet de champ.

### Diagramme des bandes d'énergie

Pour étudier la jonction métal-SC, il faut connaître [10] :

**1. Le travail de sortie du métal :  $e\phi_m$**

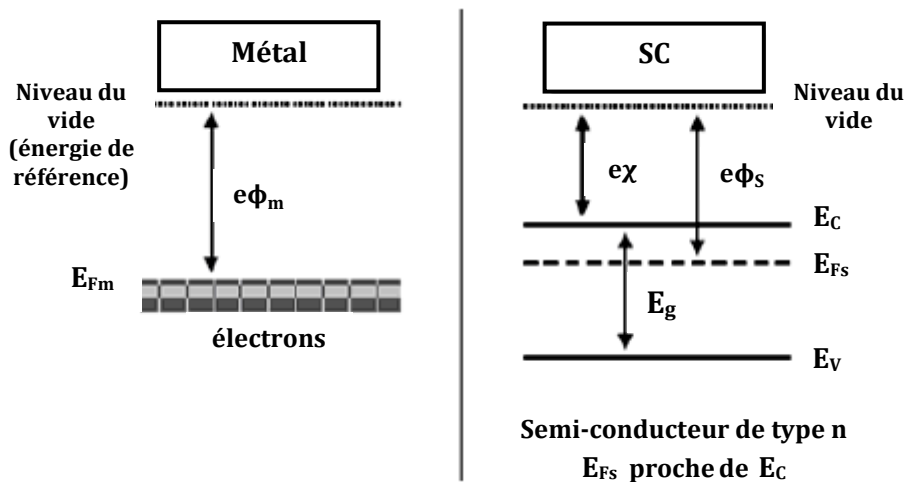
C'est l'énergie nécessaire pour libérer un électron du niveau de fermi d'un métal et l'amener au niveau du vide.

**2. L'affinité électronique du SC :  $e\chi$**

C'est l'énergie nécessaire pour libérer un électron du bas de la bande de conduction d'un semi-conducteur et l'amener au niveau du vide. Lorsqu'un métal et un semi-conducteur sont en contact, il existe à l'interface une barrière de potentiel [11]. En première approximation, la barrière qui se forme à la jonction est donnée par :

$$E_b = e\phi_m - e\chi \tag{2.6}$$

La **figure 2-8** représente les niveaux d'énergies du métal et du semi-conducteur avant contact.



**Figure 2-8 : Les niveaux d'énergie du métal et du semi-conducteur.**

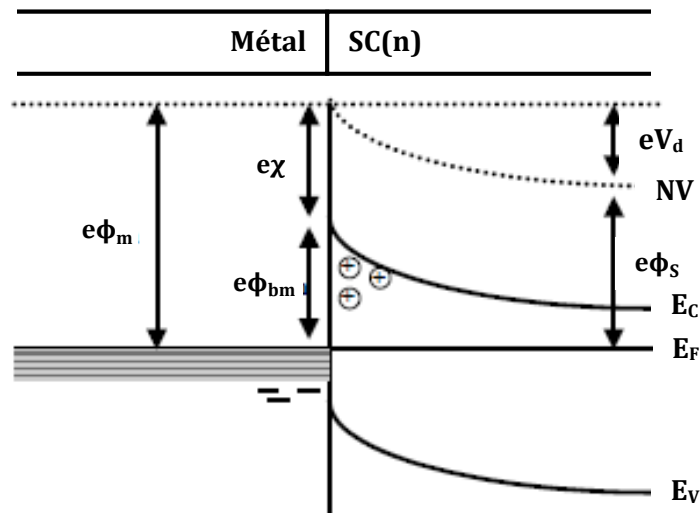
Il va falloir discerner deux cas possibles (pour un semi-conducteur de type n) :

- $\phi_m \geq \phi_s$
- $\phi_m < \phi_s$

a) **Contact redresseur [8] :** Cas  $\phi_m \geq \phi_s$

Lorsque les deux matériaux sont en contact et que, à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi s'alignent, les états d'énergie peuplés les plus hauts en énergie sont dans le semi-conducteur. Il y a donc des états d'énergie plus faibles vides dans le métal. Un certain nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal d'où le phénomène d'accumulation et désert le semi-conducteur pour créer **la zone de charge d'espace**.

Un champ électrique interne va se créer pour lutter contre cette diffusion, un équilibre va se créer et le phénomène va s'arrêter. On aboutit alors à l'équilibre schématisé par la **figure 2-9**. On voit que dans ce cas, la barrière à l'interface va "commander" le passage du courant du métal vers le semi-conducteur et vice versa : on se trouve dans le cas d'un contact redresseur ou **SCHOTTKY**.



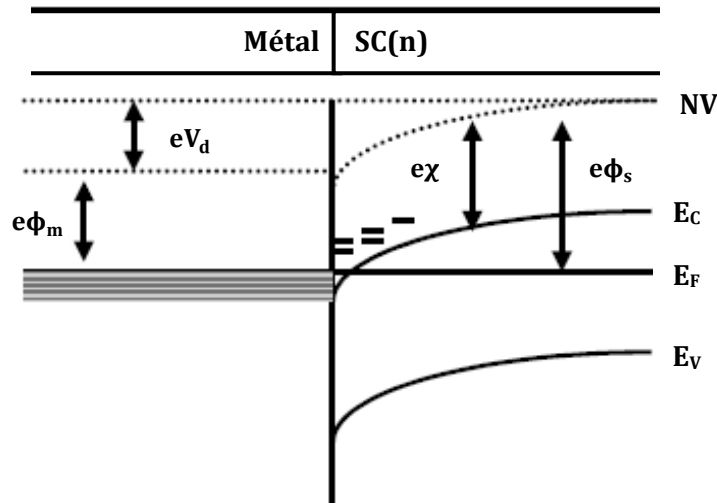
**Figure 2-9 : Les niveaux d'énergie de la jonction métal semi-conducteur lorsque  $\phi_m \geq \phi_s$  ( $V_d$  : tension de diffusion).**

b) **Contact ohmique [12] :** Cas  $\phi_m < \phi_s$

Lorsque les deux matériaux (métal et semi-conducteur) sont mis en contact, le travail de sortie du métal étant inférieur à celui du semi-conducteur, les électrons sortent du métal pour entrer dans le semi conducteur et font apparaître ainsi dans le métal un déficit d'électrons,

localisé à la surface, et dans le semi-conducteur une zone d'accumulation très peu étalée. Il en résulte une courbure vers le bas, des bandes de valence et de conduction (**figure 2-10**).

Si on polarise la structure tout les électrons supplémentaires, par rapport au régime d'équilibre, qui arrive à l'interface dans le semi-conducteur passe librement dans le métal et vice versa : on se trouve dans le cas d'un **contact ohmique**.



**Figure 2-10 : Les niveaux d'énergie la jonction métal semi-conducteur lorsque  $\phi_m < \phi_s$  ( $V_d$  : tension de diffusion).**

### Barrière de potentiel et zone de charge d'espace

Considérons la structure métal semi-conducteur de type  $N$ , avec  $\phi_m \geq \phi_s$ . On obtient la distribution du potentiel dans la zone de charge d'espace en intégrant l'équation de Poisson. Nous supposons que le semi-conducteur est homogène, avec une densité de porteurs que nous appellerons  $N_d$  pour alléger l'écriture. Nous admettrons que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante et que la densité d'état d'interface est négligeable. Nous ferons l'hypothèse de la zone de charge d'espace vide de porteurs et nous appellerons  $h$  la largeur de cette zone.

Ainsi la densité de charges dans le semi-conducteur s'écrit [12] :

$$0 < y < h \quad \rho(y) = qN_d \quad (2.7-a)$$

$$y > h \quad \rho(y) = 0 \quad (2.7-b)$$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2V(y)}{dy^2} = -\frac{qN_d}{\varepsilon} \quad \text{avec} \quad \varepsilon = \varepsilon_o \varepsilon_{GaAs} \quad (2.8)$$

En intégrant une première fois avec la condition  $E = 0$  pour  $y \geq h$  on obtient :

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = -\frac{qN_d}{\varepsilon} (y - h) \quad (2.9)$$

Le champ électrique varie linéairement dans la zone de charge d'espace sa valeur à l'interface est :

$$E_s = -\frac{qN_d}{\varepsilon} h \quad (2.10)$$

En intégrant une deuxième fois, et en prenant l'origine des potentiels à l'interface, on obtient :

$$V(y) = -\frac{qN_d}{\varepsilon} \left( \frac{y^2}{2} - hy \right) \quad (2.11)$$

Le potentiel a une variation parabolique, il prend sa valeur maximale qui est la tension de diffusion  $V_{bi}$  (built in voltage) à  $y = h$ . La tension de diffusion est donnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur.

$$qV_{bi} = q\phi_m - q\phi_s \quad (2.12)$$

Elle correspond à la différence de potentiel entre la surface du semi-conducteur et le volume, c'est à dire aux bornes de la zone de charge d'espace du semi-conducteur.

$$V_{bi} = V(y = h) - V(y = 0) = -\frac{qN_d}{\varepsilon} \left( \frac{y^2}{2} - h^2 \right) = \frac{qN_d}{2\varepsilon} h^2 \quad (2.13)$$

D'où la largeur de la zone de charge d'espace à l'équilibre :

$$h = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} V_{bi} \right]^{1/2} = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} (\phi_m - \phi_s) \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

Si la structure est polarisée par une tension extérieure  $V$ , supposée dans le sens direct c'est à dire quand le métal est polarisée par rapport au semi-conducteur, la barrière de potentiel devient  $(V_{bi} - V)$  et la largeur de la zone de charge d'espace devient :

$$h(V) = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V) \right]^{1/2} \quad (2.15)$$

Ceci reste vrai tant que la zone de charge d'espace existe.

Afin de comprendre l'évolution de la profondeur de la zone désertée qui est plus importante du côté drain que du côté source, on exprime les épaisseurs  $h_s$  et  $h_d$  compte tenu la polarisation du transistor  $V = V_{gs}$  coté source et  $V = V_{gs} - V_{ds}$  coté drain [11] ; l'expression (2.15) permet d'écrire (Jonction abrupte) :

$$h_s = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs}) \right]^{1/2} \quad h_d = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs} + V_{ds}) \right]^{1/2} \quad (2.16)$$

Or 
$$V_{gd} = V_{gs} - V_{ds} \quad (2.17)$$

Sachant que  $V_{ds} > 0$  alors  $V_{gd} > V_{ds}$  ce qui implique  $h_d > h_s$ . Ce fait explique que la zone désertée est plus importante du côté drain que du côté source.

## Références bibliographiques du Chapitre 2

- [1] - **SAMIA AMOURACHE,**  
"Modélisation du transistor à effet de champ à grille SCHOTTKY à l'Arséniure de Gallium" Thèse de doctorat, Université de Constantine, 2007.
- [2] - **HENRY MATHIEU,**  
"Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", 4eme Edition.  
Masson, Paris 1997.
- [3] - **GERALD BASTARD,**  
"Wave mechanics applied semiconductor heterostuctures", les éditions de physique,  
Paris, 1988
- [4] - **T. BOUMAAZA,**  
"Caractérisation d'un MESFET à grille fondue pour la détection optique" Thèse de  
doctorat, 3 cycle, 1987.
- [5] - **GILBERT PASCAL,**  
"Etude des transistors HEMT", site Internet, espace perso : [www.eudil.fr](http://www.eudil.fr),2005.
- [6] - **M. R. BROZEI,**  
"Properties of Gallium Arsenide", book .Centre for Electronic Materials, UMIST  
.UK.
- [7] - **C. AZIZI, M.S. BENBOUZA, S. KHEMISSI, N. MERABTINE,**  
"Influence des paramètres technologiques sur les caractéristiques I-V du transistor  
MESFET GaAs à grille courte" Sciences et technologie B-N° 24 Décembre 2005.
- [8] - **MOHAMED SALAH BENBOUZA,**  
"Conception assistée par ordinateur des circuits intégrés MESFET GaAs"  
Thèse de doctorat, Université de Batna, 2006
- [9] - **S. KHEMISSI,**  
"Modélisation et simulation des transistors MESFET GaAs", mémoire de magister,  
université Mentouri .Constantine 2003.

- [10] - **T. YTTERDAL, M. HURT, M. SHUR , H.PARK , TSAI AND W.C.B PEATMAN,**  
"High- temperature characteristics of two dimensional MESFETs" IEEE Elect. Dev. Lett, Vol 17n° 5 pp 214 - 216 May 1966.
- [11] - **OLIVIER VANBESIEN,**  
"Modèles linéaires et non linéaires des composants actifs pour la CAO, Hyperfréquences" Cours DESS, Septembre, 2003.
- [12] - **CHRISTIAN KARL,**  
"MESFET MODELS BASED ON GaAs". Edition 1996



Chapitre 3

## CHAPITRE 3

# LA MODÉLISATION DES SURFACES ACTIVES























## Références bibliographiques du Chapitre 3

- [1] - **F. BRITO,**  
"Application des fonctions de Green à l'étude des lignes sur semi-conducteur en milieu dissipatif". Thèse de doctorat I.N.P., Toulouse. 1987.
- [2] - **H. BAUDRAND,**  
"Physique des composants unipolaires"  
Cours de 3<sup>ème</sup> année de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electronique d'Electrotechnique d'Informatique d'Hydraulique de Toulouse. 1981.
- [3] - **CHENG T. WANG,**  
"Are-extrapolation technique in NEWTON for computer simulation of semiconductor devices"  
Solid-states electronic. Vol. 25 N°11 PP 1083-1087 1982
- [4] - **RANDOLPH B, DONALD J. ROSE AND WOLFGANG F,**  
"Numerical method for semiconductor device simulation"  
IEEE. Vol ED-30 N°9. September 1983.
- [5] - **ANDREA. F. FRANNZ AND ALL,**  
"Finite boxes- a generation of the finite difference method neitable for semiconductor device simulation"  
IEEE. Vol ED-30 N°9. September 1983.
- [6] - **OSMAN ERSED AKCASU,**  
"Convergence properties of NEWTON'S method for the solution of the semiconductor transport equation and hybrid solution techniques for multidimensional simulation of VLSI devices"  
Solid-states electronic. Vol. 27 N°4 PP 319-328, 1983.
- [7] - **S. LEFEUVRE,**  
"Techniques des micro-ondes"  
Cours de 3<sup>ème</sup> année de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electronique d'Electrotechnique d'Informatique d'Hydraulique de Toulouse. 1980.

- [8] - **MORSE P.M. AND FESHBACK,**  
"Methods of theoretical physics"  
Mc Gray-Hill. New York. 1953.
- [9] - **G.F. ROACH,**  
"GREEN'S functions introductory theory with applications"  
V N R Company. London. 1970.
- [10] - **R.E COLLIN,**  
"Field theory of guided waves"  
Mc Gray-Hill. New York. 1960.
- [11] - **V. SMIRNOV,**  
"Cours de Mathématiques supérieures"  
Tome IV-Editions de Moscou 1984.
- [12] - **R.COURANT AND D. HILBERT,**  
"Methods of mathematical physics"  
Vol I interscience publishers; INC, New York 1953.
- [13] - **JUAN-AMON MOSIG,**  
"Les structures micro ruban : analyse au moyen des équations intégrales"  
Thèse de Doctorat d'état : Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne. 1983.
- [14] - **MASANORI KOBAYASHI,**  
"GREEN'S functions in a Region with Inhomogeneous Isotropic Dielectric Media"  
IEEE. September 1975.
- [15] - **MASANORI KOBAYASHI,**  
"GREEN'S functions technique for solving anisotropic electrostatic field problems"  
IEEE. Vol MTT-26 N°7. July 1978.
- [16] - **R. CRAMPAGNE, M. AHMADPANAHI AND J.L. GUIRAUD,**  
"A simple method for determining the GREEN'S functions for a large class of MIC  
having multilayered dielectric structures"  
IEEE. Vol MTT-26 N°2. February 1978.
- [17] - **DEMIDOVITCH**  
"Eléments de calcul numérique"  
Tome II-Editions de Moscou.

- [18] - **K. MADSEN**  
"An algorithm for minimax solution of overdetermined systems of non - linear equations"  
J. Inst. Maths applics - 1976 - 16, 321-328.
- [19] - **K. MADSEN, HANS AND J. VOLDBY**  
"Automated minimax design of networks"  
IEEE. October 1975.
- [20] - **J.W BANDLER, W. KELLERMANN AND K. MADSEN**  
"A super linearly Convergent Minimax Algorithm for Microwave Circuit design"  
IEEE. October 1975
- [21] - **THOMAS F. COLEMAN AND A.R.CONN**  
"On the local convergence of a quasi-NEWTON method for the nonlinear programming problem"  
SIAM J. NUMER ANAL. Vol.21, N°4, August 1984.
- [22] - **J. HALD AND K. MASEN**  
"Combined LP and quasi-NEWTON method for the nonlinear LI optimization"  
SIAM J. NUMER ANAL. Vol.22, N°1, February 1985.
- [23] - **P. KENNIS ET L. FAUCON,**  
"Rigorous analysis of planar MIS transmission lines layered lossy media"  
// Electron. Lett. 18(14), July 1982.
- [24] - **BENGHALIA A., M. BAUDRAND AHMADPANA ET H. BAUDRAND,**  
"Accurate two-dimensional approach for capacitance calculation in microcoplanar MES transmission lines"  
// Electron. Lett. 24(16), p. 996-998 (August 1988).
- [25] - **M. J. GOLIO, J.R.C. GOLIO,**  
IEEE Trans. Microwave  
Theory Tech. 39, 142-146 (1991).
- [26] - **ENOKI T., S. SUGITANI, Y. YAMANE,**  
IEEE Trans.  
Electron. Devices 37, p. 935-941 (1990).

- [27] - **S. LEPAUL,**  
"Contribution a la modélisation numérique des composant électroniques aux dimensions nanométriques" // Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 1996.
- [28] - **A. CAPPY ET W. HEINRICH,**  
"High frequency FETnoise performance: a new approach"  
// IEEE Trans.Electron. Devices, ED-36, no. 2 (Feb. 1989).
- [29] - **H. FUJIMOTO & AL,**  
"New high power planar gate GaAs MESFET with improved gate-drain breakdown voltage"  
// Electron. Lett. 61(2), p. 137 (Jan. 1995).
- [30] - **KAZUSHIGE HORIO ET TOMIKO YAMADA,**  
"Two dimensional analysis of surface state effects on turn-on characteristics in GaAs MESFET's" // IEEE Trans. Electron. Devices, ED-46, no. 4 (April1999).
- [31] - **SCHOKLEY W. ET W. T. LIRE,**  
"Statistics of the recombination of holes and electrons"  
// Phys. Rev.**87**, p. 835-842 (1952).



# Chapitre 4

## CHAPITRE 4

# RÉSULTATS ET DISCUSSIONS







































## Références bibliographiques du Chapitre 4

- [1] - **M. J. GOLIO, J.R.C. GOLIO,**  
IEEE Trans. Microwave  
Theory Tech. 39, 142-146 (1991).
  
- [2] - **SCHOKLEY W. ET W. T. LIRE,**  
"Statistics of the recombination of holes and electrons"  
// Phys. Rev.**87**, p. 835-842 (1952).
  
- [3] - **K. BLOTEKJEAR,**  
"Transport equation for electron in two valleys semiconductors"  
IEEE Trans. On Electron. Dev.,  
ED-17, n 1, Jan. 1970



**Conclusion générale**

## CONCLUSION GÉNÉRALE

Dans cette thèse, on a étudié les propriétés d'un transistor MESFET.

En rappelant la structure, le principe de fonctionnement et les contraintes et les domaines d'utilisation du transistor MESFET, nous avons fait pour une modélisation bidimensionnelle le calcul de la caractéristique courant-tension.

A l'aide de la méthode des fonctions de Green et l'équation de Poisson on a pu déterminer le profil de la zone dépeuplée et le potentiel correspondant.

La simulation que nous avons réalisée nous a permis d'étudier la variation de la hauteur du canal ou l'épaisseur de la zone dépeuplée avec la variation de la tension appliquée à la grille, ce qui permet ainsi de contrôler le courant à travers le composant en tenant compte de la géométrie exacte du composant.

Ensuite, nous avons prouvé que le modèle unidimensionnel [1, 2, 3] donne des résultats avec une précision très faible, en particulier pour les grandes valeurs de la polarisation de grille.

Nous pouvons utiliser nos résultats pour la détermination des caractéristiques statiques pour le transistor à effet de champ (comme les capacités, la résistance, la conductance du canal, ...). Nous pensons que nos résultats peuvent contribuer à la conception des transistors à effet de champ en technologie planaire, et par conséquent à réduire le coût de fabrication du composant.

Cette étude a été couronnée par l'élaboration d'un logiciel de calcul en Matlab qui nous a permis de représenter ces caractéristiques pour les comparer aux résultats de la littérature.

Les résultats obtenus sont en accord avec ceux de la littérature dans des conditions identiques, la méthode reste applicable pour toutes autres formes géométriques.

## Références bibliographiques de la conclusion générale

- [1] - **M. J. GOLIO, J.R.C. GOLIO,**  
IEEE Trans. Microwave  
Theory Tech. 39, 142-146 (1991).
  
- [2] - **SCHOKLEY W. ET W. T. LIRE,**  
"Statistics of the recombination of holes and electrons"  
// Phys. Rev.**87**, p. 835-842 (1952).
  
- [3] - **M.M. AHMED,**  
// IEEE Trans. Electron. Devices 47,  
p. 299-303 (2000).



*Annexes*

## Méthode des moments

La méthode des moments est très utile pour la résolution des équations intégrales ; on y trouvera dans [1], [2], [3], les propriétés fondamentales de cette méthode et notamment son caractère variationnel.

Soit l'équation :

$$\widehat{L}|f\rangle = |g\rangle \quad (1)$$

Où  $\widehat{L}$  est un opérateur intégral,  $f$  est la fonction inconnue, et  $g$  est une fonction connue.

On écrit  $f$  sous la forme :

$$|f\rangle = \sum_n A_n |f_n\rangle$$

Les  $f_n$  étant des fonctions des bases orthogonales, alors [1]

$$\sum_n A_n |f_n\rangle = |g\rangle \quad (2)$$

On projette [2] sur une base  $|h_m\rangle$ , les  $h_m$  étant des fonctions tests ou fonctions poids (pas forcément orthogonales), on obtient alors :

$$\sum_n A_n \langle h_m | \widehat{L} | f_n \rangle = \langle h_m | g \rangle \quad (3)$$

Dans le cas où  $\widehat{L}$  est linéaire, [3] devient :

$$\sum_n A_n L_{mn} = U_m$$

Avec

$$L_{mn} = \langle h_m | \widehat{L} | f_n \rangle$$

Et  $U_m = \langle h_m | g \rangle$

Soit

$$[L][A] = [U] \quad \Rightarrow \quad [A][L]^{-1} = [U]$$

Si  $h_n \equiv f_n \quad \forall n$ , on est dans le cas de la méthode de GALERKIN.

Pour déterminer le degré des intégrales dans la construction de la matrice  $[L]$  et du vecteur  $[U]$ , on peut prendre comme fonction test la fonction delta de DIRAC, c'est la méthode de collocation par points (point matching).

Dans tous les cas il est intéressant de prendre une base par sous-domaine :

$$D_n = [X_n - h/2, X_n + h/2]$$

Tel que  $f_n(X) = 1 \quad X \in D_n$  et d'utiliser une collocation de calcul, notamment lorsqu'il s'agit d'équations non linéaires.

## Références bibliographiques de l'Annexe [A1]

- [1] - **HARRINGTON R.F,**  
"Computation by moment methods"  
Mc millan company, New York, 1968.
- [2] - **C.A BREBBIA AND S.WALKER,**  
"Boundary element techniques in engineering"  
Butterworth and Co Ltd London, 1980.
- [3] - **GOURI DHATT AND GILBERT TOUZOT,**  
"Une présentation de la méthode des éléments finis"  
Maloine S.A. Editeur Paris. 1984 .Deuxièmes éditions.

## Méthode du gradient et de Newton

### 1. Méthode du gradient

On considère le système à résoudre sous la forme :

$$\bar{F}(\bar{X}) = \bar{0} \quad (1)$$

Avec :

$$\bar{F} = \begin{bmatrix} f_1(\bar{X}) \\ \vdots \\ f_n(\bar{X}) \end{bmatrix} \quad \bar{X} = \begin{bmatrix} X_1 \\ \vdots \\ X_n \end{bmatrix} \quad \bar{0} \text{ étant le vecteur nul.}$$

On forme la fonctionnelle convexe :

$$U = \sum_{i=1}^N f_i^2(\bar{X})$$

Le minimum absolu de cette fonctionnelle correspond à la solution de l'équation (1), en partant d'une approximation  $\bar{X}_n$  on cherche le point suivant sous la forme :

$$\bar{X}_{n+1} = \bar{X}_n - \lambda_n \cdot \text{grad}(U)_{\bar{X}_n}$$

Le paramètre de  $\lambda_n$  est donné par la condition :

$$U(\bar{X}_{n+1}) \text{ minimum par rapport à } \lambda_n$$

Dans la plupart des cas cette condition traduit une équation non linéaire d'une inconnue, dont la résolution exacte deviendrait coûteuse en temps de calcul.

Deux méthodes approchées sont alors proposées pour évaluer le paramètre  $\lambda_n$ .

**a. Première méthode**

Celle-ci, est purement numérique on peut y trouver l’algorithme complet dans [1]. (page 124). On y trouve également (page 126) une méthode qui tient compte des discontinuités des surfaces dans l’évaluation de la matrice jacobienne. Dans le cas où le jacobien est singulier à la solution, on peut utiliser la méthode de BROYDEN [2].

**b. Deuxième méthode**

On considère la fonction d’une variable :

$$\Phi(\lambda_n) = \sum_{i=1}^N (f_i(\bar{X}_n - \lambda_n \text{grad}(U)_{\bar{X}_n}))^2$$

En faisant un développement limité aux termes linéaires en  $\lambda_n$  des fonctions  $f_i$  nous avons :

$$\Phi(\lambda_n) \approx \sum_{i=1}^N \left( f_i(\bar{X}_n) - \lambda_n \left( \frac{\partial f_i}{\partial \bar{X}} \right)_{\bar{X}_n} \text{grad}(U)_{\bar{X}_n} \right)^2$$

$\lambda_n$  est donné par la condition  $\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda_n} = 0$

Soit :

$$\lambda_n = \frac{\sum_{i=1}^N \left( f_i(\bar{X}_n) \cdot \left( \frac{\partial f_i}{\partial \bar{X}} \right)_{\bar{X}_n} \right) \cdot \text{grad}(U)_{\bar{X}_n}}{\sum_{i=1}^N \left( \left( \frac{\partial f_i}{\partial \bar{X}} \right)_{\bar{X}_n} \cdot \text{grad}(U)_{\bar{X}_n} \right)^2}$$

Soient :

$J_n$  la matrice jacobienne à l’approximation n et  $\bar{F}_n = \bar{F}(\bar{X}_n)$  on a alors les relations :

$$\sum_{i=1}^N f_i(\bar{X}_n) \cdot \left( \frac{\partial f_i}{\partial \bar{X}} \right)_{\bar{X}_n} = \bar{F}_n^T \cdot J_n^T$$

$\bar{F}_n^T$  étant le transposé en  $\bar{F}_n$

$$\sum_{i=1}^N \left( \left( \frac{\partial f_i}{\partial \bar{X}} \right)_{\bar{X}_n} \cdot \text{grad}(U)_{\bar{X}_n} \right)^2 = 4 \bar{F}_n^T \cdot J_n \cdot J_n^T \cdot J_n \cdot J_n^T \cdot \bar{F}_n$$

$J_n^T$  étant le transposé de  $J_n$

$$\text{grad}(U)_{\bar{X}_n} = 2 J_n^T \cdot \bar{F}_n$$

On obtient alors :

$$\lambda_n = \frac{1}{2} \frac{\bar{F}_n^T \cdot J_n \cdot J_n^T \cdot \bar{F}_n}{\bar{F}_n^T \cdot J_n \cdot J_n^T \cdot J_n \cdot J_n^T \cdot \bar{F}_n}$$

L'approximation suivante est donnée par :

$$\bar{X}_{n+1} = \bar{X}_n + \Delta \bar{X}_n$$

Avec

$$\Delta \bar{X}_n = -2\lambda_n \cdot J_n^T \cdot \bar{F}_n$$

On peut encore écrire :

$$\Delta \bar{X}_n = \frac{NU}{DE} J_n^T \cdot \bar{F}_n$$

Avec

$$NU = \left\{ \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N (f_i(\bar{X}_n) \cdot f_j(\bar{X}_n) \cdot J_{jk} \cdot J_{ik}) \right\}_{\bar{X}_n}$$

Où  $J_{nm} = J(n, m)$

$$DE = \left\{ \sum_{i=1}^N \left[ \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N (f_i(\bar{X}_n) \cdot f_j(\bar{X}_n) \cdot J_{jk} \cdot J_{ik}) \right]^2 \right\}_{\bar{X}_n}$$

L'expression de  $\Delta \bar{X}_n$  est valable même dans le cas où la matrice  $J_n$  n'est pas carrée.

## 2. Méthode de NEWTON à N dimensions

On cherche comme dans la méthode du gradient :

$$\bar{X}_{n+1} = \bar{X}_n + \Delta\bar{X}_n$$

On développe alors chaque fonction  $f_i$  en série de TAYLOR en ne gardant que les termes linéaires en  $\Delta\bar{X}$ , en supposant que :

$$\bar{F}(\bar{X}_{n+1}) \approx \bar{0}$$

On a :

$$J_n \cdot \Delta\bar{X}_n = -\bar{F}(\bar{X}_n) = -\bar{F}_n$$

Si la matrice  $J_n$  est carrée nous avons :

$$\Delta\bar{X}_n = -J_n^{-1} \cdot \bar{F}_n$$

Dans le cas contraire on peut inverser au sens des moindres carrés, soit alors :

$$\Delta\bar{X}_n = -(J_n^T \cdot J_n)^{-1} \cdot J_n^T \cdot \bar{F}_n$$

Sur les méthodes itératives en général et leur optimisation, des théorèmes généraux existent dans [3].

## Références bibliographiques de l'Annexe [A2]

[1] - **J. VIGNES**

"Algorithmes numériques analyse et mise en œuvre-Tome 2 équations et systèmes non linéaires"

Editions TECHNIP-Paris 1980.

[2] - **D.W. DECKER AND C.T. KELLEY**

"BROYDEN'S method for a class of problems having singular jacobian et the root"

SIAM J. NUMER ANAL. Vol.22, N°3, June 1985.

[3] - **G. MARCHOUK**

"Méthodes de calcul numérique"

Editions de Moscou.

## Calcul du potentiel par les fonctions de GREEN

En statique, le potentiel vérifie l'équation de POISSON :

$$\Delta V = -\frac{\rho(X, Y)}{\varepsilon} \quad (1)$$

Où  $\Delta$  est l'opérateur laplacien  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2}$  et  $V$  satisfait certaines conditions aux limites dans le domaine de définition de l'équation de (1).

Par définition la fonction de GREEN est solution de l'équation :

$$\begin{aligned} \Delta_0 G &= -\delta(X - X_0) \delta(Y - Y_0) \\ \Delta_0 &= \frac{\partial^2}{\partial X_0^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y_0^2} \end{aligned} \quad (2)$$

En outre, la deuxième identité de GREEN pour les fonctions  $V$  et  $G$ , s'écrit :

$$\iint_D (V \Delta G - G \Delta V) dX_0 \cdot dY_0 = \oint_{\Gamma D} \left( V \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial V}{\partial n} \right) d\Gamma D$$

$\Gamma D$  : étant le contour de  $D$  (parcouru dans le sens direct).

$n$  : la normale extérieure.

En tenant compte des équations (1) et (2) on obtient :

$$\iint_D \left( V(-\delta(X - X_0) \delta(Y - Y_0) + G \frac{\rho(X_0, Y_0)}{\varepsilon}) \right) dX_0 \cdot dY_0 = \oint_{\Gamma D} \left( V \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial V}{\partial n} \right) d\Gamma D$$

Soit alors 
$$V(X, Y) = \frac{1}{\varepsilon} \iint G \left( \frac{X}{X_0}, \frac{Y}{Y_0} \right) \rho(X_0, Y_0) dX_0 \cdot dY_0 - \oint_{\Gamma D} \left( V \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial V}{\partial n} \right) d\Gamma D$$

Dans certains problèmes il est possible d'éliminer l'intégrale de contour, si  $V = 0$  sur  $\Gamma D$  (conditions de DIRICHLET) on peut choisir  $G$  également nulle sur ce contour.

$$\frac{\partial V}{\partial n} = 0$$

De même si nous avons (conditions de NEWMANN)

On choisira  $\frac{\partial G}{\partial n} = 0$  sur  $\Gamma D$

Il est évident que l'intégrale de contour est nulle en espace libre, de telle manière que dans ces trois cas on pourra écrire :

$$V(X, Y) = \frac{1}{\varepsilon} \iint_D G\left(\frac{X}{X_0}, \frac{Y}{Y_0}\right) \rho(X_0, Y_0) dX_0 \cdot dY_0.$$

# Résumé

---

L'analyse numérique à deux dimensions est élaborée pour étudier les caractéristiques du transistor à effet de champ, l'influence de la géométrie du composant comme la distance entre la grille et du drain, ou entre la grille et la source.

Une comparaison entre deux modèles différents pour la simulation des caractéristiques statiques du MESFET submicronique GaAs a été faite. Un modèle à deux dimensions a été présenté pour étudier les caractéristiques du transistor à effet de champ, l'influence de la géométrie du composant.

Toutes les simulations ont révélé l'existence d'une région à haut champ électrique près de la zone de contact de la grille, qui crée une zone dépeuplée autour de la grille, mais les études précédentes ont négligé les effets de bord, qui sont très significatifs pour ces composants.

**Mots clés : Modélisation, Simulation, Zone dépeuplée, MESFET, GaAs.**

# Abstract

---

A two-dimensional numerical analysis is presented to investigate the field effect transistor characteristics, the influence of the geometry of the component like distance between the gate and drain, or between gate and source.

MESFETs GaAs static characteristics has been made. A two-dimensional numerical model is presented to investigate the field-effect transistor characteristics, the influence of the geometry of the component, like the inter-electrode distance on the capacities.

All simulations revealed the existence of a high electric field region near the gate contact, who create a depopulated zone around the gate, but the preceding studies have neglects the edge effects, which are very significant for the components.

**Key words: Modeling, Simulation, Depopulated zone, MESFET, GaAs.**

## الملخص

---

قمنا بتحليل عددي ثنائي الأبعاد للتحقيق في مجال تأثير خصائص الترانزستور ، و هندسة المكون مثل المسافة بين البوابة المفرغ أو بين البوابة والمصدر.

وقد بين الخصائص الثابتة للميسفيت 'GaAs MESFET' ، و قدمنا نموذج رقمي ثنائي الأبعاد للتحقق في تأثير الحقل على خصائص الترانزستور ، و تأثير هندسة المركب ، مثل المسافة بين قطبي المكثفات.

جميع عمليات المحاكاة كشفت عن وجود منطقة ذات ارتفاع الحقل الكهربائي قرب منطقة الاحتكاك مع البوابة ، التي تقوم بإنشاء منطقة مفرغة حول البوابة ، ولكن الدراسات السابقة قد أهملت تأثيرات الحافة ، وهي هامة جداً لهذه الهكونات.

الكلمات المفتاحية : نموذج ، محاكاة ، المنطقة المفرغة ، ميسفيت 'GaAs MESFET' .

# Liste des publications

---

## Revue scientifique

M.Zaabat, M.Draïdi,

"Two-Dimensional modeling of depletion Layer of MESFET GaAs". The Online Journal on Electronics and Electrical Engineering (OJEEE) Vol. (1), N° (2), P.114-117, 2009.

M.Zaabat, M.Draïdi,

"Two-Dimensional modeling the static parameters for a submicron field-effect transistor". Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, Vol. (12), N° (4), P. 417-420, 2009.

## Conférences Nationales

Séminaire National de Chimie Appliquée et Technologie des Matériaux.  
Université d'Oum El Bouaghi 19-20 Octobre 2010.

H. Amri, A. Filali, M. Zaabat, M. Draïdi,

"Effet des matériaux de substrat sur les caractéristiques électromagnétiques des circuits planaires".

G. Berrouk, M.Zaabat, A. Fillali, M. Draïdi,

"Modèle non linéaire dans les nano transistors".

## Conférences Internationales

1<sup>er</sup> Congrès International sur les Nouveaux Matériaux et les Composants Actifs.  
Université d'Oum El Bouaghi 23-25 Mai 2011.

H. Amri, A. Filali, M. Zaabat, M. Draïdi, A.Chériet,

"Effet de l'angle d'incidence sur la modélisation électromagnétique des circuits actifs multicouches par WCIP".

G. Berrouk, M.Zaabat, A. Fillali, M. Draïdi, A.Chériet,

"L'influence des variations paramétriques sur les performances d'un CNTFET".