



République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Med Khider Biskra

Faculté des Sciences Exactes et des Sciences de la Nature et de la Vie

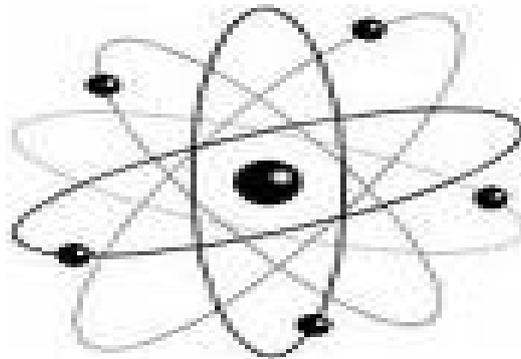


Département des Sciences de la Matière

Domaine des Sciences de la Matière

Filière de Physique

Spécialité Physique photovoltaïque



Mémoire de fin d'étude en Master

Intitulé :

***Simulation d'un Transistor HEMT a base de
GaAs (AlGaAs/GaAs)***

Présenté par :

Miloudi Wafa

Devant le Jury Composé par :

Sengouga Nouredine

Professeur

Université Med Khider- Biskra

Président

Tibermacine Toufik

MCB

Université Med Khider- Biskra

Examineur

Abdeslam Nora Amele

MCB

Université Med Khider - Biskra

Rapporteur

Année Universitaire

2013-2014

TABLE DES MATIERES

Dédicace.....	i
Remerciement.....	ii
Tableaux de matière.....	iii
Liste de figure	v
Liste de tableau	vii
Introduction générale.....	ix

Chapitre I : les matériaux a base de GaAs

I.1.Introduction.....	2
I.2 . Les propriétés du GaAs et AlGaAs	3
I.2.1 Le composé GaAs	3
I.2.2 Propriétés physiques et électroniques.....	4
I.2.3. L'alliage AlGaAs	5
I.3. L'hétérojonction AlGaAs/GaAs.....	6
I.4. Préparation de transistor a base de GaAs	8
I.4.1. Préparation de Substrat	8
I.4.2 Préparation des Couches Actives.....	9
I.5 Différent contacts dans la structure d'un transistor	9
I.5.1 Diode Schottky	10
I.5.1.a) Structure métal-semiconducteur.....	10
I.5.1.b) Travail de sortie du métal.....	10
I.5.1.c) Affinité électronique du semiconducteur.....	11
I.5.1.d) Contact métal-semiconducteur.....	11
I.5.1.e) Etude du contact Schottky.....	13
I.5.1.f) Contact Ohmique.....	16
I.6 Résumé	16

Chapitre II : Le transistor à haute mobilité d'électrons (HEMT)

II.1 Introduction.....	19
II.2 Le transistor a haute mobilité d'électron (HEMT).....	19
II.3 Principe de fonctionnement du transistor (HEMT).....	20
II.3.1 Contrôle linéaire de la charge	22
II.3.2 Transconductance et conductance de drain	27
II.4 Résumé.....	29

Chapitre III : Le modèle de Silvaco pour la simulation d'un transistor à effet de champs (HEMT)

III.1 Introduction.....	31
III.2 Présentation du logiciel TCAD-SILVACO	32
III.2.1 Bases physiques du principe de fonctionnement du simulateur TCAD SILVACO.....	32
III.2.1.1 Equations de bases de la physique des semi conducteurs.....	32
III.2.1.2 Modèles physiques utilisés.....	34
III.3 Aperçu sur Mercury-Silvaco	35
III.4 Structure de Fichier d'entrée.....	38
III.5 Résumé.....	39

Chapitre IV : Résultat et interprétation

IV.1.Introduction.....	41
IV.2 Le transistor $Al_{0.23}Ga_{0.77}As/GaAs$ HEM	41
IV.2.1 Description de la structure hétérojonction.....	41
IV.2.2 l'influence des propriétés du matériau.....	43
IV.3 l'influence des propriétés du matériau	45
IV.3.1 l'effet de la fraction molaire sur les caractéristiques du transistor HEMT.....	45
IV.3.2 la dépendance de la densité n_s sur les caractéristiques du transistor HEMT.....	47
IV.4 l'influence de la technologie structurale sur les performances du transistor	48
IV.4.1 L'effet de la longueur de la grille sur les performances du transistor.....	49
IV.4.2 L'effet de profondeur de la grille.....	51
IV.5 Résumé.....	52
Conclusion générale.....	54

LISTE DE FIGURE

Figure I.1 Structure cristalline du GaAs, liaison tétraédrique de la structure Zinc blende	3
Figure I.2 Bandes interdites à transition directe et indirecte dans les semi conducteurs, a gauche transition directe (cas du GaAs), a droite transition indirecte (cas du Si).....	4
Figure I.3 Evolution de l'énergie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point Γ de la bande de valence en fonction du taux d'Aluminium	6
Figure I.4 Diagramme énergétique de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs	7
Figure I.5 Diagramme énergétique avant le contact	10
Figure I.6 Diagramme énergétique d'un contact métal-semiconducteur à l'équilibrethermodynamique lorsque : $\phi_m > \phi_s$	13
Figure I.7 Diagramme énergétique d'un contact métal-semiconducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque. : $\phi_m < \phi_s$	14
Figure I.8 Zone de charge d'espace (ZCE). Métal Semiconducteur de type N	14
Figure I.9 Polarisation de la diode Schottky	16
Figure II.1 Structure de principe d'un HEMT classique associée à son diagramme de bande d'énergie	20
Figure II.2 Formation du gaz bidimensionnel à l'interface de deux matériaux à grande et à petite largeurs de bande interdite	22
Figure II.3 Variation du potentiel de Fermi en fonction de la densité surfacique de charge selon Drummond et al L'approximation linéaire est donnée par les pointillés	25
Figure II.4 Effet MESFET parasite	29
Figure III.1 Identification des éléments d'un HEMT issus de la structure physique et utilisés dans la modélisation phénoménologique	31
Figure III.2 Entrées et Sorties du logiciel Mercury	36
Figure III.3 Exemple de simulation d'une structure HEMT	36
Figure III.4 Exemple de simulation par Mercury, caractéristique de courant de drain en fonction de la tension source-drain a différent tension de source grille d'un transistor HEMT	37
Figure III.5 Groupe d'instructions utilisées en Mercury-Silvaco	38

Figure IV.1	la structure du HEMT $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{GaAs}$ simulé par Silvaco-Mercury (a) l'énergie de la bande de conduction le long de la structure et (b) les différentes régions et le dopage net dans le HEMT	42
Figure IV.2	Les caractéristiques courant de drain- tension de drain ($I_{ds}-V_{ds}$) pour les tensions de la grille-source allant de 0.4 Volt à -0.4 volt avec un pas de 0.2Volt	43
Figure IV.3	La variation de la transconductance du transistor a effet de champ HEMT à base de GaAs en fonction de la tension de la grille pour $V_{ds}=0.5\text{Volt}$	44
Figure IV.4	La variation de la conductance de sortie du transistor a effet de champ HEMT à base de GaAs en fonction de la tension de la grille pour $V_{ds}=0.5\text{Volt}$	44
Figure IV.5	l'effet de la concentration d'Aluminium sur l'énergie de la bande de conduction	45
Figure IV.6	l'effet de la fraction molaire d'Aluminium sur les caractéristiques de courant drain-tension drain ($I_{ds}-V_{ds}$) en fonction de la tension de grille V_{gs}	46
Figure IV.7	l'effet de la fraction molaire d'Aluminium sur la transconductance G_m en fonction de la tension de grille V_{gs} a $V_{ds}=0.5\text{Volt}$	46
Figure IV.8	L'influence de la densité de dopage delta-dopée (n_s) sur la caractéristique de transfert ($I_{ds}-V_{ds}$) de transistor $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ HEMT à différentes tensions de la grille V_{gs}	47
Figure IV.9	L'influence de la densité de dopage delta-dopée (n_s) sur la transconductance G_m de transistor $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ HEMT à différentes tensions de la grille V_{gs}	48
Figure IV.10	L'influence de la densité de dopage delta-dopée (n_s) sur la transconductance G_m de transistor $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ HEMT à différentes tensions de la grille V_{gs}	50
Figure IV.11	L'effet de la longueur de la grille sur la transconductance .vs. tension de grille (G_m-V_{gs}) du transistor $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ HEMT	50
Figure IV.12	L'effet de la longueur de la grille sur la transconductance .vs. tension de grille (G_m-V_{gs}) du transistor $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ HEMT	51

Figure IV.13 L'effet de la longueur de la grille sur la transconductance .vs. tension de grille
(Gm-Vgs) du transistor AlGaAs/GaAs HEMT52

LISTE DE TABLEAU

Tableau I.1 Principales propriétés physiques et électriques du GaAs
.....4

Tableau I.2 les valeurs du travail de sortie de certains métaux11

Tableau I.3: l'affinité électronique de quelques semiconducteurs11

Tableau IV.1: la structure du HEMT $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{GaAs}$ simulé par Silvaco-Mercury
.....41

Tableau IV.2: les propriétés des semiconducteurs utilisés dans le HEMT
.....42

2014
2014

Introduction générale
Introduction générale

Introduction générale

Le développement de nouvelles technologies pour les applications de télécommunications, de radionavigations et radars sont aujourd'hui d'un intérêt stratégique et commercial majeur. Plusieurs défis sont actuellement à relever dans ces domaines, le développement de réseaux hauts débits pour la numérisation des réseaux terrestres, télévision et radio à grande échelle, la mise au point de systèmes de radiocommunications mobiles, le développement de systèmes électroniques à hautes fréquences embarqués dans le secteur automobile ou encore les systèmes radars modernes. Ces marchés offrent aujourd'hui des perspectives commerciales importantes.

Le développement de nouvelles filières de composants à effet de champ prend un formidable essor dans ces nouvelles technologies, la demande et la production de circuits intégrés à base de transistors à effet de champ est très élevée. Ce développement spectaculaire a conduit à une recherche robuste soit au niveau de composants plus en plus performants ou vers nouvelles applications, entraînant une montée en fréquence et autorisant une amplification de puissance plus importante.

Les transistors à effet de champ sont toujours parmi les composants électroniques omniprésents dans notre vie quotidienne, ils jouent un rôle très important dans la nouvelle technologie. Ils résident au cœur de la révolution qui a porté une grande part de développement technologique de très haut niveau.

Historiquement, le principe de fonctionnement des transistors à effet de champ a été décrit pour la première fois par W. Shockley en 1952 [1]. Il repose sur la modulation du courant passant entre les électrodes de drain et de source. Cette modulation est commandée par la tension appliquée sur l'électrode latérale de grille. Ce dispositif présente l'avantage d'être unipolaire : un seul type de porteurs participe à la conduction du courant. Les premiers transistors à effet de champ ont été réalisés en silicium (Si). Ce semiconducteur présente de nombreux avantages pour la réalisation de composants électroniques : structure cristalline simple, peu onéreux, facile à réaliser, existence d'un oxyde de silicium isolant. Cependant le silicium permet des fréquences d'utilisation maximales de l'ordre de quelques gigahertz. Afin de disposer de composants pouvant fonctionner à des fréquences plus élevées, le silicium a été remplacé par l'arséniure de gallium (GaAs), qui possède une mobilité électronique six fois plus élevée que le silicium.

L'arséniure de gallium s'impose comme matériau souvent utilisé dans la filière III-V. Il possède sur le silicium l'avantage d'avoir des électrons qui se déplacent plus rapidement sous l'action d'un

même champ électrique accélérateur. Cela mène à des composants électroniques plus rapides si l'on fonctionne à même tension logique, ou à une puissance électrique consommée plus faible à vitesse égale, grâce à la réduction possible de tension.

Malheureusement, les circuits intégrés en arséniure de gallium reviennent beaucoup plus cher: le matériau ne s'obtient qu'en plaquettes de 3 à 4 pouces de diamètre (de 7,5 à 10 cm) au maximum, ce qui limite le nombre de circuits intégrés fabriqués en parallèle; sa physico-chimie se prête moins bien que le silicium aux associations de matériaux (semiconducteurs, isolants, métaux) requis par les circuits intégrés, ce qui rend les méthodes de fabrication plus délicates et les rendements de fabrication plus faibles. Ces handicaps limitent l'arséniure de gallium aux utilisations où il est indispensable, à savoir lorsque l'on veut des circuits fonctionnant à des fréquences d'horloge supérieures à 1 gigahertz, ou bien lorsque la puissance dissipée par un circuit nécessite un refroidissement par fluide au lieu d'un refroidissement par ventilation à air. L'utilisation des circuits intégrés en arséniure de gallium a pris de l'essor au début des années 1990 grâce à l'apparition de ces utilisations spécialisées.

L'intensification des recherches sur les matériaux semiconducteurs III-V, déclenchée par l'essor des dispositifs optoélectroniques, et le développement simultané des techniques d'épitaxie ont permis de recenser des couples de matériaux susceptibles de constituer des hétérojonctions présentant des interfaces de qualité tout à fait acceptable. Parmi ceux-ci, l'association GaAlAs/GaAs qui cumule de nombreux avantages: largeur de bande interdite relativement importante qui autorise un fonctionnement à haute température, mobilité électronique élevée qui permet d'atteindre de bonnes performances, mailles cristallines assez proches qui minimisent les recombinaisons parasites. Beaucoup de composants ont bénéficié de ces performances notamment le transistor HEMT qui est apparu grâce au bon confinement des charges séparées de leurs donneurs.

Pour mieux exploiter les qualités de ces transistors (fréquences de fonctionnement élevées, niveau de puissance de sortie important, ...) et avant toute réalisation, il est nécessaire de prédire les caractéristiques des dispositifs par la simulation avec des logiciels commerciaux qualifiés. Ainsi l'objectif de notre travail est de présenter une étude sur le transistor à effet de champ HEMT à base l'arséniure de gallium GaAs. Ce travail comportera les chapitres suivants:

Le premier chapitre est consacré dans la première partie à une large présentation du matériau III.V (GaAs) et son alliage le AlGaAs en terme de ses propriétés structurales et électroniques. Puis à une description générale sur les propriétés physiques des structures métal-semiconducteur. Une attention particulière est accordée au contact redresseur de type Schottky. Le chapitre II a pour but

d'exposer le principe de fonctionnement des hétérojonctions HEMT, et le chapitre III présente le principe de fonctionnement du logiciel de simulation. Le chapitre IV sera consacré à la présentation des résultats obtenues et leur interprétation. Enfin, nous concluons ce travail avec une conclusion générale.

Chapitre I

Chapitre I

Les matériaux a base de GaAs

Les matériaux a base de GaAs

I.1 Introduction

Les transistors à base de GaAs sont considérés comme les composants clé dans la technologie de micro-onde. Ils permettent un nouveau regard des dispositifs en différents domaines en tant que la haute performance technologie en monolithique-micro-onde des circuits intégrés (MMICs).

Historiquement, le principe de fonctionnement des transistors à effet de champ a été décrit pour la première fois par W. Shockley en 1952. Il repose sur la modulation du courant passant entre les électrodes de drain et de source. Cette modulation est commandée par la tension appliquée sur l'électrode latérale de grille. Ce dispositif présente l'avantage d'être unipolaire : un seul type de porteurs participe à la conduction du courant.

Les premiers transistors à effet de champ ont été réalisés en silicium Si, qui présente de nombreux avantages pour la réalisation de composants électroniques: structure cristalline simple, peu onéreux, facile à réaliser, existence d'un oxyde de silicium isolant. Cependant le silicium permet des fréquences d'utilisation maximales de l'ordre de quelques gigahertz. Afin de disposer de composants pouvant fonctionner à des fréquences plus élevées, le silicium a été remplacé par l'arséniure de gallium (GaAs), qui possède une mobilité électronique six fois plus élevée que le silicium.

Le choix du GaAs comme un matériau permettant d'obtenir de très hautes performances pour réaliser les circuits intégrés, n'est pas uniquement lié à ses propriétés semiconductrices très intéressantes, mais à un compromis favorable entre les différents critères tels que propriétés métallurgiques, aptitude aux réalisations technologiques, domaine de température de fonctionnement et tolérance aux radiations.

Le transistor à effet de champ à grille Schottky MESFET en GaAs est proposé pour la première fois par C. A. Mead en 1966 [2], puis réalisé par W. W. Hooper et W. L. Lahrer en 1967 [3], ce composant a été utilisé pour mettre à profit la rapidité de la réponse de la diode Schottky résultant de l'absence de stockage des porteurs minoritaires. Aujourd'hui ces transistors présentent alors des fréquences supérieures à 100 GHz, avec un facteur de bruit très faible.

Dans le cas des HEMTs, les électrons du gaz 2D sont séparés des ions positifs par une couche de AlGaAs appelée espaceur, qui rend négligeable la force coulombienne entre les électrons et les impuretés. Cette séparation explique les vitesses élevées et les performances en bruit pour le HEMT comparé au MESFET où les porteurs de charges se trouvent dans le même milieu que les impuretés (canal) alors que dans le cas des HEMTs les électrons circulent dans un milieu intrinsèque [4].

Selon différents critères, plusieurs types de HEMTs peuvent être définis. En se basant sur le type du substrat et le matériau du canal, les HEMTs peuvent être répartis en trois groupes:

- ✓ Les HEMTs conventionnels (HEMTs), avec un canal en GaAs sur substrat GaAs.
- ✓ Les HEMTs pseudomorphiques (en désaccord de maille) (PHEMTs), avec un canal en InGaAs sur substrat GaAs.
- ✓ Le troisième type est composé d'un canal en InGaAs (avec une grande fraction d'In pour diminuer le désaccord de maille) sur substrat InP. L'absence de problèmes de désaccord de maille et de dislocation dans les HEMTs conventionnels, permet l'obtention d'hétérojonctions de bonne qualité. Dans ces HEMTs, pour toute fraction d'Aluminium dans $Al_xGa_{1-x}As$ les deux matériaux sont en accord de maille.

I.2 Les propriétés du GaAs et AlGaAs

I.2.1 Le composé GaAs

Comme les semi-conducteurs III-V, le GaAs cristallise dans une structure de type zinc-blende (cfc) (voir Figure I.1). Il est formé de deux réseaux cubiques à faces centrées identiques qui s'interpénètrent, l'un contenant les atomes de gallium 'Ga' l'autre les atomes de l'arsenic 'As'. Le décalage entre les deux réseaux est d'un quart de la diagonale principale du cube. On a donc quatre paires d'atomes par cellule conventionnelle. Les liaisons tétraédriques covalentes telles que les liaisons Si-Si par exemple ou partiellement ioniques et partiellement covalentes telles que les liaisons Ga-As dans le cas qui nous concerne sont la base de la structure zinc-blende. En effet chaque atome est l'origine de quatre liaisons orientées dans l'espace suivant les axes de symétrie d'un tétraèdre régulier, comme le montre (Figure I.1).

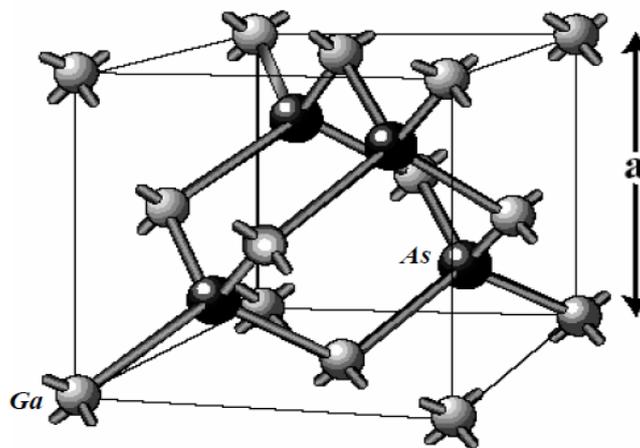


Figure I.1: Structure cristalline du GaAs, liaison tétraédrique de la structure Zinc blende.

Une autre propriété chimique importante du GaAs est que si l'on clive (coupe) le cristal selon la direction [001], on aura une succession de plans cristallins comportant des atomes de l'élément de type III, puis les atomes de l'élément de type V, et ainsi de suite. Cela permet une croissance couche à couche du semi-conducteur. D'un point de vue énergétique, la relation de dispersion $E(k)$ présentant l'énergie en fonction du vecteur d'onde, montre que contrairement au silicium et au germanium où la transition est indirecte, le GaAs est un matériau à transition directe (Figure I.2) $E_g = 1,424$ eV à 300 K [5]. Par comparaison, les valeurs des bandes interdites correspondant au Si et au Ge sont de 1,12 eV et 0,66 eV respectivement.

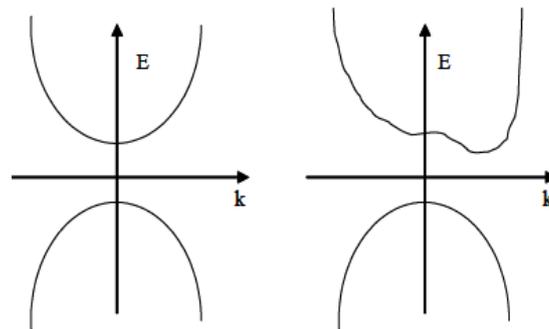


Figure I.2: Bandes interdites à transition directe et indirecte dans les semiconducteurs, à gauche transition directe (cas du GaAs), à droite transition indirecte (cas du Si)

I.2.2 Propriétés physiques et électroniques de GaAs

Les propriétés physiques et électriques de l'arséniure de gallium à la température ambiante (300K°) sont regroupées dans le tableau suivant [6]:

Poids atomique	144.63 g/mol
Structure cristalline	Zinc blinde (cfc)
Structure de la bande interdite	Directe
Largeur de la bande interdite	$E_g=1.424$ eV
Constante diélectrique	12.5
Densité	5.32 g/cm^3
Densité effective d'état dans la bande de conduction	$N_c=4.7 \times 10^{17} \text{ at.cm}^{-3}$
la bande de valence	$N_v=6 \times 10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$
Affinité électronique	$\chi=4.07$ eV
Concentration intrinsèque des porteurs	$n_i=2.1 \times 10^6 \text{ at.cm}^{-3}$
Durée de vie des porteurs minoritaires	$\tau=10^{-8}$ S

Tableau I.1: Principales propriétés physiques et électriques du GaAs

I.2.3 L'alliage AlGaAs

L'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ est une solution solide de GaAs et de AlAs. Tout paramètre physique relatif à cet alliage peut être obtenu par combinaison des paramètres correspondants au GaAs et à l'AlAs. Les deux matériaux ont la même structure cristalline. Les paramètres physiques de ces deux matériaux sont voisins et se rejoignent pour une température de 900 °C environ. La nature de la transition énergétique de l'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ change selon le taux d'Aluminium x . ($0 < x < 1$). Pour une fraction d'Aluminium inférieure à 0,45, la transition de l'alliage est identique à celle du GaAs caractérisé par une transition directe (le bas de la bande de conduction est la vallée Γ). Quand le taux d'Aluminium devient supérieur à 0,45 la transition devient indirecte comme celle de l'AlAs (le bas de la bande de conduction se déplace vers la vallée X). Les différents paramètres physiques du $Al_xGa_{1-x}As$ sont donnés en fonction de la fraction x de l'Aluminium.

À la température ambiante l'affinité électronique χ s'écrit [7]:

$$\begin{cases} \chi = 4,07 - 1,1 \cdot x & \text{pour } x < 0,45 \\ \chi = 3,64 - 0,14 \cdot x & \text{pour } 0,45 < x < 1 \end{cases} \quad (I.1)$$

Les énergies liées à la structure de bandes, peuvent être déduites en fonction de la différence entre les énergies du bas des différentes vallées de la bande de conduction et le haut de la bande de valence. Considérons tout d'abord le sommet de la bande de valence, il est caractérisé par deux propriétés essentielles qui sont communes à tous les semi-conducteurs à structure cubique. Il est situé au point Γ qui est le centre de la zone de Brillouin et il est constitué de la convergence de deux bandes qui sont dégénérées au sommet. Compte tenu de l'unicité du point Γ dans la première zone de Brillouin, le maximum de la bande de valence est unique. Le minimum de la bande de conduction présente une situation beaucoup moins uniforme que pour la bande de valence. Comme nous l'avons signalé auparavant, l'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ se caractérise par deux transitions l'une directe et l'autre indirecte selon la fraction de l'aluminium. À température ambiante (300 K) le minimum de la bande de conduction se trouve soit en vallée Γ quand x est inférieur 0,45, ou en vallée X quand le taux d'aluminium est supérieur à 0,45 (Figure I.3). Les différentes valeurs de l'énergie de la bande interdite E_g en fonction de x , et l'énergie entre les différentes vallées de la bande de conduction et le haut de la vallée Γ de la bande de valence sont données en eV par les équations (I.2 - I.5). Dans ces équations $E_{\Gamma-\Gamma}$, $E_{X-\Gamma}$ et $E_{L-\Gamma}$ font référence respectivement à la différence d'énergie entre les vallées Γ , X et L de la bande de conduction et la vallée Γ de la bande de valence.

$$\begin{cases} E_g = 1,424 + 1,247 \cdot x & \text{pour } x < 0,45 \\ E_g = 1,9 + 0,125 \cdot x + 0,143 \cdot x^2 & \text{pour } x > 0,45 \end{cases} \quad (I.2)$$

$$E_{\Gamma-\Gamma} = 1,424 + 1,155 \cdot x + 0,37 \cdot x^2 \quad (I.3)$$

$$E_{x-\Gamma} = 1,9 + 0,124 \cdot x + 0,144 \cdot x^2 \quad (I.4)$$

$$E_{L-\Gamma} = 1,71 + 0,69 \cdot x \quad (I.5)$$

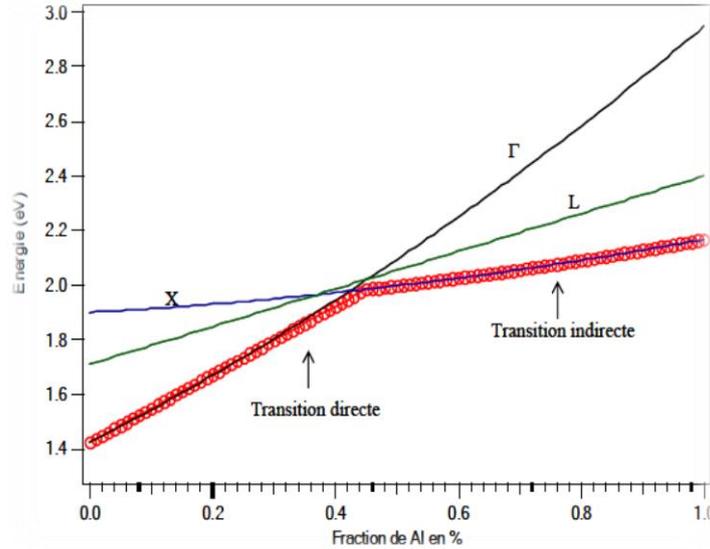


Figure I.3: Évolution de l'énergie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point Γ de la bande de valence en fonction du taux d'Aluminium.

Sachant que les paramètres du matériau $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont basés sur le travail de Adachi [8]. La variation de la masse effective m^* , et le constant diélectrique ϵ_r comme fonction de la fraction molaire d'Aluminium (pour $x < 0,45$) a température ambiante sont donnés par les équations suivante:

$$E_g = 1,424 + 1,25x + 0,143x^2 \quad (I.6)$$

$$m^* = (0,067 + 0,083x)m_0 \quad (I.7)$$

$$\epsilon_r = 13,18 - 3,12x \quad (I.8)$$

I.3 L'hétérojonction AlGaAs/GaAs

L'hétérojonction issue de deux matériaux cité précédemment (GaAs et AlGaAs) dans le cas des HEMTs est formée par une couche donneuse AlGaAs dopée n , séparée d'une deuxième couche intrinsèque de GaAs formant le canal par une couche AlGaAs non dopée (espaceur). Les deux

matériaux se différencient par leur largeur de bande interdite E_g , leur travail de sortie ϕ et leur affinité électronique χ .

Comme le montre la figure (I.3). E_{VL} , E_c et E_v représentent respectivement le niveau du vide, l'énergie de la bande de conduction et l'énergie de la bande de valence, Les différents paramètres relatifs au GaAs sont obtenus en donnant à x la valeur zéro dans les équations (I.3,I.4 et I.5).

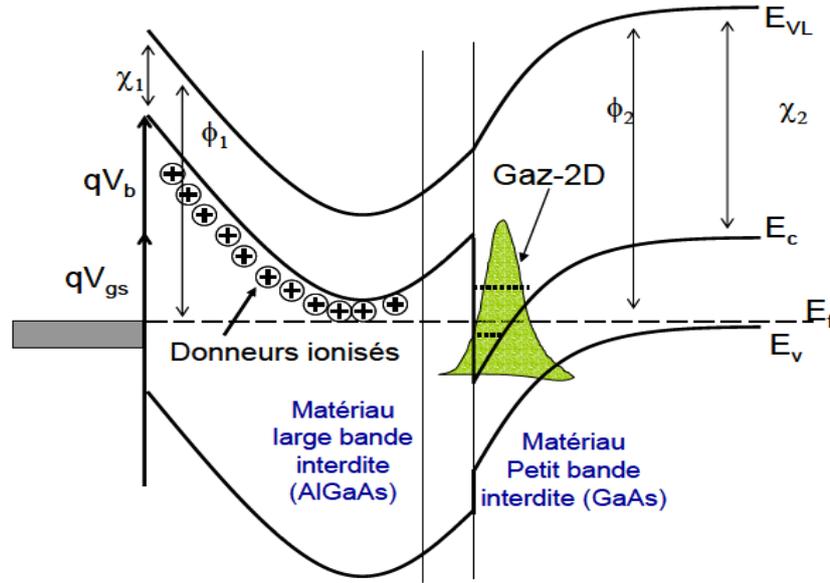


Figure I.4: Diagramme énergétique de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs .

Anderson [9] a donné l'expression de la discontinuité des bandes de valence et de conduction partant de la continuité du niveau du vide.

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 \quad (\text{I.9})$$

$$\Delta E_v = (E_{g2} - E_{g1}) - \Delta E_c \quad (\text{I.10})$$

Avec E_{g1} (E_{g2}) et χ_1 (χ_2) la largeur de la bande interdite et l'affinité électronique de AlGaAs (GaAs). Cependant, la détermination exacte des affinités électroniques est difficile. La mécanique quantique permet d'écrire pour l'hétérojonction AlGaAs/GaAs:

$$\Delta E_c = (0,85 \pm 0,03) \times (E_{g2} - E_{g1}) \quad (\text{I.11})$$

$$\Delta E_v = (0,15 \pm 0,03) \times (E_{g2} - E_{g1}) \quad (\text{I.12})$$

Par exemple, pour un taux d'Aluminium $x=0,25$, $\Delta E_c = 0,26$ eV et $\Delta E_v = 0,045$ eV. À basse température, il est recommandé d'utiliser $E_{g2} = 1,42$ (eV) [10].

I.4 Préparation de GaAs

I.4.1 Préparation de Substrat

Plusieurs techniques sont employées pour fabriquer de substrat, parmi ces techniques en situer la technique de liquide encapsulation de Czochralski (LEC) et la technique horizontale de Bridgman (HB) [11].

- **La technique de Czochralski Encapsulation Liquide (LEC)**

Le Gallium est un métal liquide à 30°C ; il réagit avec la vapeur d'Arséniure à 1240°C pour extraire l'Arséniure de Gallium fondu, il est refroidi lentement puis purifié. Lors de ce traitement, il est particulièrement instable. L'Arséniure a la tendance de s'évaporer, donc il faut opérer sous pression pour maintenir l'équilibre des deux éléments. L'Arséniure de Gallium fondu est couvert d'une couche de B₂O₃ pour éviter l'évaporation de l'Arséniure, le germe résulte est mise en rotation au bout d'un creuset. Le matériau liquide se solidifier dans un état ordonné orienté par le germe [12].

- **La Technique Horizontal de Bridgman (HB)**

Dans cette technique ; une nacelle contenant le Ga (source de Ga) est placée au bout d'un tube en quartz scellé et l'As solide (source d'As) a l'autre bout. Le Ga est maintenu à une température juste au dessus de celle de fusion (1240°C) et l'As autour de (615°C) ou la pression de vapeur d'As est 1 atmosphère. L'As est transporté par diffusion de la région source vers le Ga liquide; qui devient éventuellement un liquide de GaAs et comme la pression de vapeur de As au-dessus du GaAs liquide à (1240°C) est aussi à 1 atmosphère; une presque parfaite stœchiométrie est atteinte. La croissance du monocristal GaAs est réaliser en introduisant dans un four à gradient de température (température décroissant suivant x) la nacelle contenant le germe et le GaAs fondu. La nacelle est déplacée de la section la plus chaude du four à la section la plus froide. En suite elle est retirée lentement à une vitesse constante et la solidification du monocristal choisit l'état ordonné avec la même orientation que celle du germe [13] .

I.4.2 Préparation des Couches Actives

La couche active est une couche conductrice mince de l'GaAs de grande pureté, dopée avec des impuretés de type donneur, en général uniforme développé sur un substrat semi-isolant. Il existe deux techniques de préparation de ces couches actives:

- **Techniques Epitaxiales**

L'épitaxie est une étape technologique consistant à faire croître du cristal sur du cristal. Etymologiquement, "épi" signifie "sur" et "taxis", "arrangement". On utilise le substrat comme germe cristallin de croissance et on fait croître la couche par un apport d'éléments constituant la nouvelle couche. La couche épitaxie peut être dopée ou non dopée. Elle existe deux types principaux de cette technique [13].

- **Technique Epitaxiale en Phase Vapeur**

Cette technique consiste à faire croître le cristal à partir de sources de gaz contenant les éléments dopants. Dans le réacteur, les gaz se dissocient pour fournir par exemple le silicium qui se dépose à la surface des plaquettes. Pour assurer une bonne croissance ces dernières sont chauffées. Suivant la température de croissance, les réactions sont très différentes et elles peuvent même conduire à des effets négatifs. Il faudra donc aussi contrôler les équilibres chimiques par injections de gaz résultant de la décomposition de la source [14].

- **Technique Epitaxiale en Phase Liquide**

Cette technique consiste à faire croître le cristal par la mise en contact du substrat avec une source liquide. C'est le même principe que le tirage d'un lingot par la méthode Czochralski. Il faut bien contrôler les échanges thermiques pour éviter de liquéfier le cristal existant. Cette méthode présente l'avantage d'être très rapide, la vitesse de croissance peut être de l'ordre du micron par minute [15].

I.5 Différent contacts dans la structure d'un transistor

Selon le fonctionnement des éléments des transistors à effet de champ, on va faire un rappel sur les structures métal-semiconducteur en général et la diode Schottky en particulier qui est très utilisée dans tous les dispositifs microélectroniques, en insistant sur les divers mécanismes de conduction.

I.5.1 Diode Schottky

La diode Schottky [16] est un élément de base très utilisé pour la plupart des 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, selon les dimensions de la zone active, et les fréquences de coupure supérieures au Téra hertz.
- Le contact Schottky est l'élément de commande en tension des transistors à effet de champ à grille métal-semiconducteur (MESFET, HEMT ...).
- L'hétérojonction métal-semiconducteur est aussi à la base du fonctionnement de nombreux dispositifs.

I.5.1.a) Structure métal-semiconducteur

La structure métal-semiconducteur est le dispositif unipolaire le plus simple à base d'un grand nombre de structure plus complexe. Les structures métal-semiconducteur sont particulièrement bien adaptées à la technologie des composants hyperfréquences. Elles sont souvent réalisées en ouvrant une fenêtre et en déposant sous vide un film métallique qui entre en contact intime avec le semiconducteur. Pour étudier la jonction métal-semiconducteur, il faut connaître deux paramètres essentiels :

- le travail de sortie du métal: $e\phi_m$
- l'affinité électronique du semiconducteur: $e\chi_s$

I.5.1.b) Travail de sortie du métal

Le travail de sortie du métal $e\phi_m$ est défini comme l'énergie minimale qu'il faut fournir à un électron situé au niveau de Fermi pour l'arracher du métal et l'amener au niveau du vide N_V . Le travail de sortie d'un métal est donc [16].

$$e\phi_m = N_V - E_F \quad (\text{I.13})$$

On note que $e\phi_m$ est une constante physique du métal considéré. Le travail de sortie des métaux peut varier de 2 eV à 6 eV. Toutefois, les métaux les plus utilisables dans la fabrication des composants électroniques ont une gamme beaucoup plus restreinte qui s'étend de 4,3 eV à 5,7 eV. Dans le tableau suivant nous donnons quelques valeurs du travail de sortie de certains métaux.

Metal	Cr	Fe	Ni	Al	Ag	Au	Cu	Pt
$e\phi_m(\text{eV})$	4,6	4,4	4,4	4,3	4,3	4,8	4,4	5,3

Tableau I.2: les valeurs du travail de sortie de certains métaux.

I.5.1.c) Affinité électronique du semiconducteur

Dans les semiconducteurs et les isolants, le travail de sortie est défini de la même manière. Cependant pour les semiconducteurs la position du niveau de Fermi dépend du dopage, sauf pour les semiconducteurs dégénérés, il n'y a pas d'électrons au niveau de Fermi.

On définit l'affinité électronique comme l'énergie qu'il faut fournir à un électron situé dans le bas de la bande de conduction pour l'amener au niveau du vide. Donc:

$$e\phi_s = N_V - E_F \quad (\text{I.14})$$

$$e\chi_s = N_V - E_C \quad (\text{I.15})$$

Cette grandeur physique est une constante du semiconducteur. Le tableau suivant donne l'affinité électronique de quelques semiconducteurs.

	Si	Ge	GaP	InP	CdTe	GaAs
$e\chi_s(\text{eV})$	4,01	4,13	4,30	4,38	4,22	4,07
$e\phi_s(\text{eV})$	5,13	4,49	6,55	5,65	5,72	5,50

Tableau I.3: L'affinité électronique de quelques semiconducteurs.

I.5.1.d) Contact métal-semiconducteur

Pour comprendre le diagramme d'énergie des jonctions métal-semiconducteur, il faut tout d'abord tracer le diagramme des deux matériaux avant et après le contact, les figures (I.5), (I.6) et (I.7) représentent ces deux cas successivement.

1. Avant le contact

Le niveau de Fermi du métal étant situé dans la bande de conduction. Pour le semiconducteur par exemple uniformément dopé de type N nous supposant la structure idéale sans perturbations au niveau des liaisons chimiques du contact métal-semiconducteur.

2. Après le contact

Lorsque le contact est réalisé, le principe qui régit l'établissement physique est l'alignement des niveaux de Fermi du métal ϕ_m et du semiconducteur ϕ_s , puisque la structure est à l'équilibre

thermodynamique. Loin du contact, du côté semiconducteur, les niveaux des bandes de valence, de conduction et du vide conservent leur position respective par rapport au niveau du Fermi. Le métal, restant une équipotentielle donc le niveau énergétique du vide est toujours constant. Deux situations peuvent alors se rencontrer en fonction de la différence des travaux de sortie : soit le travail de sortie du métal est supérieur à celui du semiconducteur, soit l'inverse.

- **Cas où $\phi_m > \phi_s$**

On voit dans ce cas, que le niveau de Fermi du métal s'éloigne de la bande de conduction et se rapproche de la bande de valence. Un certain nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal et désertent le semi-conducteur, du fait de la très forte concentration électronique dans le métal et une zone vide de porteurs côté semiconducteur. Un champ électrique interne va se créer pour lutter contre cette diffusion, et le phénomène s'arrêtera en équilibre. Un effet redresseur, ou diode Schottky peut être attendu.

- **Cas où $\phi_m < \phi_s$**

Dans ce cas, le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction. Il y a donc une accumulation d'électrons à l'interface et le semiconducteur se comporte alors comme un matériau très dopé. L'absence de barrière de potentiel et la zone de charge d'espace ainsi qu'une accumulation d'électrons à l'interface créent une diminution de résistance du contact métal semiconducteur.

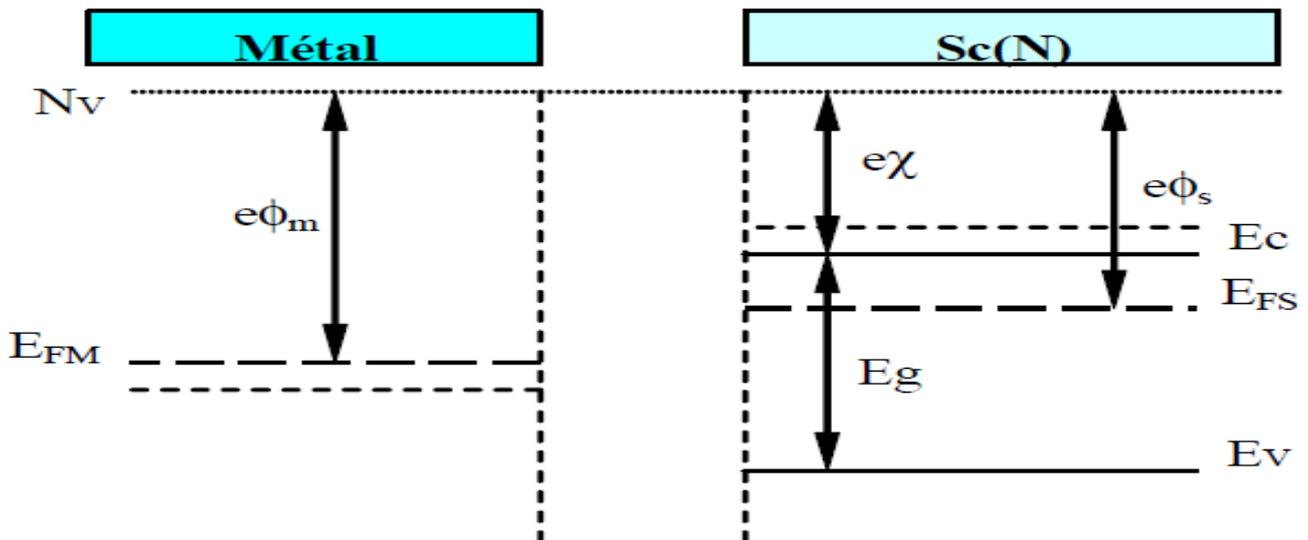


Figure I.5: Diagramme énergétique avant le contact.

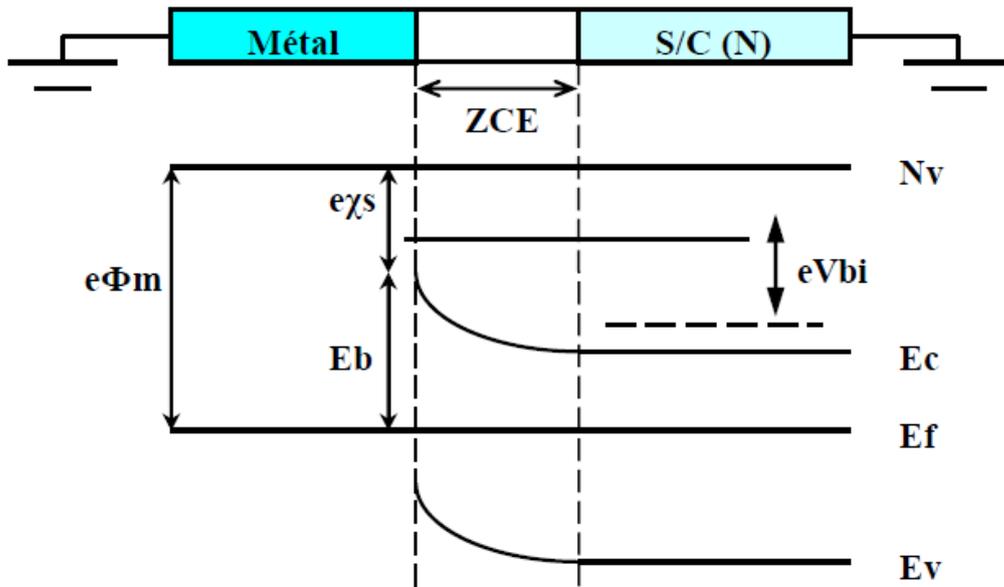


Figure I.6 : Diagramme énergétique d'un contact métal-semiconducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque : $\phi_m > \phi_s$.

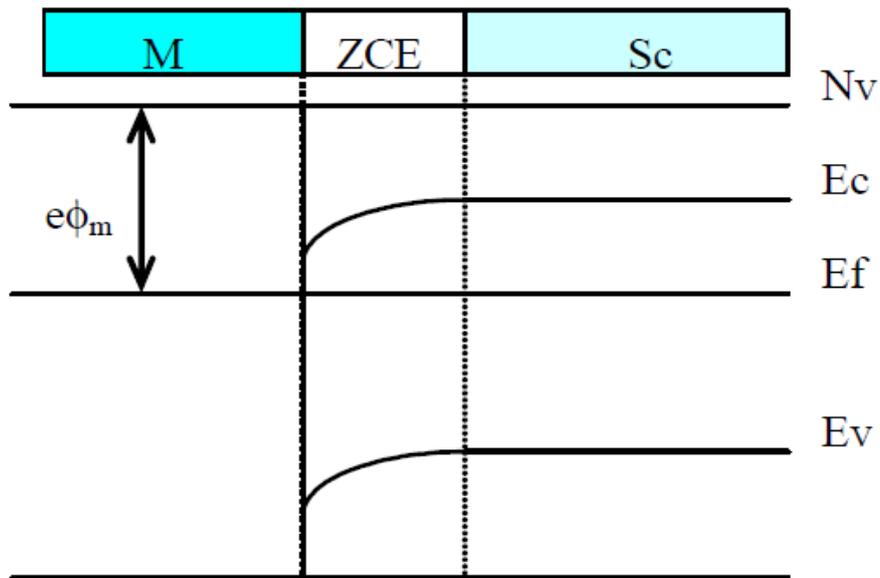


Figure I.7: Diagramme énergétique d'un contact métal-semiconducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque : $\phi_m < \phi_s$

I.5.1.e) Étude du contact Schottky

Le contact Schottky exploite l'effet redresseur que peut présenter une structure métal semiconducteur de type N. Lorsque $e\phi_m > e\phi_s$ figure (I-6). L'énergie de la hauteur de barrière Schottky E_b représente dans le diagramme énergétique la différence d'énergie qui existe à l'équilibre thermodynamique entre le niveau maximal de conduction du semiconducteur et le niveau de Fermi du métal, donc :

$$e\phi_m = E_b + e\chi_s \quad (\text{I.16})$$

Où : χ_s est l'affinité électronique du semiconducteur.

1. Zone de charge d'espace et barrière de potentiel

Les électrons libres du semiconducteur au voisinage de la jonction métal-semiconducteur du contact Schottky migrent vers le métal laissant les atomes donneurs ionisés. Ces atomes forment à l'interface du côté semiconducteur une zone de charge d'espace ZCE positive et un champ électrique E s'établit Figure (I-8). A l'équilibre thermodynamique, le courant de diffusion des électrons s'équilibre avec le courant de conduction engendré par E . La courbure des bandes d'énergie se produit dans une zone d'énergie variant de eV_{bi} telle que représenté sur la figure (I.6), V_{bi} correspond à la barrière de potentiel que doivent surmonter les électrons de la bande de conduction du semiconducteur pour passer dans le métal. Cette barrière est essentiellement dépendante de la nature des matériaux utilisés pour réaliser la structure et des conditions de fabrication.

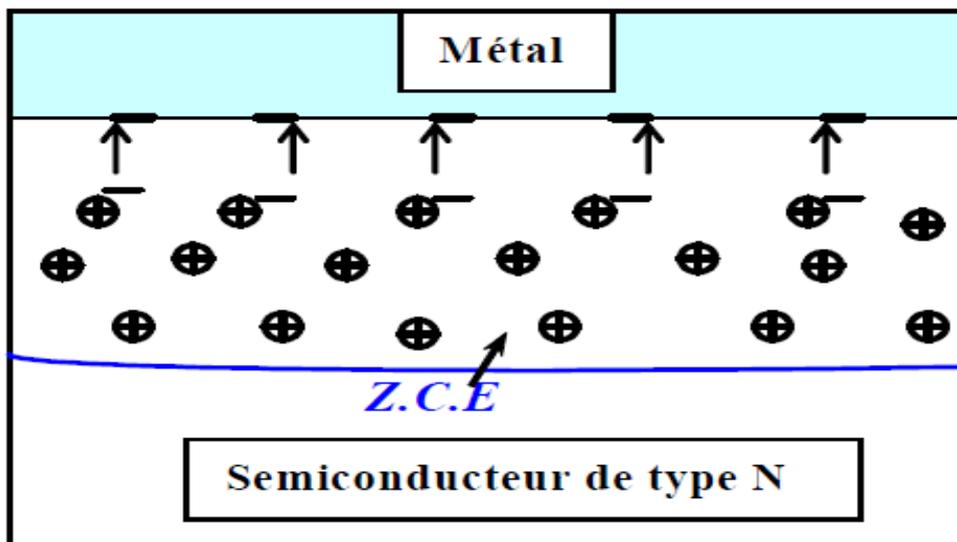


Figure I.8 : Zone de charge d'espace (ZCE). Métal Semiconducteur de type N

2. Champ et potentiel électrique

Pour déterminer l'évolution du potentiel, du champ électrique et de la charge dans le semiconducteur il faut donc chercher une solution bidimensionnelle de l'équation de Poisson donné par la relation suivante.

$$\Delta\psi(x, y) = \frac{\rho(x, y)}{\epsilon_{sc}\epsilon_0} \quad \nabla E(x, y) = \frac{\rho(x, y)}{\epsilon_{sc}\epsilon_0} \quad (\text{I.17})$$

Où $\rho(x, y)$ est la densité de charge dans le semiconducteur, ϵ_{SC} est la constante diélectrique du semiconducteur et ϵ_0 est la permittivité du vide.

3. Charge totale de la zone de charge d'espace

En considérant que la charge d'espace est essentiellement due aux atomes dopants ionisés, la densité de charge par unité de surface à l'équilibre thermodynamique s'exprime par :

$$Q = eN_D W \quad (\text{I.18})$$

Où : W est la largeur de la zone de charge d'espace.

4. Capacité de la zone de charge d'espace

Si la structure est polarisée par une tension électrique, les variations du potentiel dans la zone de charge d'espace entraînent une modulation de la largeur de cette zone et par suite une modulation de la charge totale développée dans le semiconducteur. Il en résulte que la structure présente une capacité différentielle. La relation de la capacité équivalente par unité de surface est donnée par :

$$C_{sc} = \frac{dQ_{sc}}{dV_{\text{métal/sc}}} \quad (\text{I.19})$$

5. Polarisation de la diode Schottky

Si on applique une tension extérieure $V_e = V_{\text{Métal}} - V_{SC}$ sur l'électrode métallique de la diode voire la figure (I.9), la largeur de la zone de charge d'espace va être modulée et par la suite la hauteur de barrière Schottky est modifiée.

En polarisation directe c'est-à-dire une tension V_e positive, la bande de conduction du semiconducteur s'élève et les électrons diffusent du semiconducteur vers le métal et créent un courant du métal vers le semiconducteur.

En polarisation inverse c'est-à-dire une tension V_e négative, il y a extension de la zone de charge d'espace, ce qui augmente la hauteur de la barrière qui s'oppose à la diffusion des électrons.

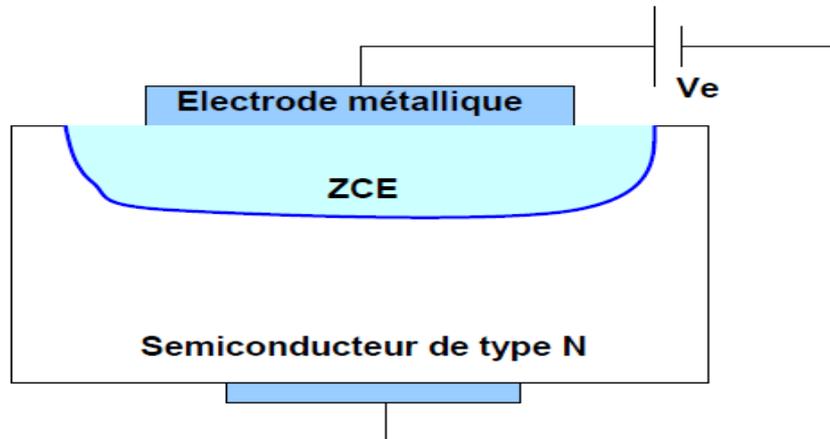


Figure I.9 Polarisation de la diode Schottky

I.5.1.f) Contact Ohmique

Tout échantillon ou structure semi-conductrice est inévitablement relié à des lignes métalliques de transport du courant. Il est indispensable que les contacts entre les lignes de transport et le semiconducteur laissent passer le courant dans les deux sens et présentent des résistances les plus faibles possible, c'est le cas d'un contact Ohmique. Ce type de contact sur un semiconducteur par exemple de type N est théoriquement réalisable avec un métal de travail de sortie inférieur à celui du semiconducteur.

- **Résistance du contact**

La résistance d'un contact ohmique est définie par :

$$R = \frac{R_s}{S} \quad (\text{I.20})$$

R_s : résistance spécifique du contact ($\Omega \cdot \text{cm}^2$), S : surface du contact

I.6 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les principales propriétés de l'hétérostructure AlGaAs/GaAs, à savoir les diagrammes énergétiques ainsi que les énergies caractéristiques telles que la susceptibilité χ , la largeur de la bande interdite E_g ainsi que les niveaux vallées (E_V , E_L et E_X) et les largeurs intervallées (E_{L-V} , E_{X-L} ...). Nous avons aussi présenté les équations d'Adachi qui donne les valeurs des paramètres du matériau en fonction de la fraction molaire d'Aluminium. Nous avons décrit de façon sommaire les procédés qui rentrent en jeu pour la préparation du substrat et de la couche active. Après, nous avons décrit explicitement les contacts ohmiques et le contact Schottky.

Dans le prochain chapitre, nous verrons l'investissement de l'alliage ternaire AlGaAs dans les transistors à effet de champ. Ces matériaux ont ouvert des dimensions de fabrication à des hétérojonctions largement bénéfiques à des applications dans des domaines hyperfréquences, optoélectroniques et digital.

Chapitre II

Chapitre II

Le transistor à haute mobilité d'électrons (HEMT)
Le transistor à haute mobilité d'électrons (HEMT)

II.1 Introduction

Les premiers transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor) sont apparus en 1980 (Fujitsu, Thomson) [17]. 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 au 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 (36000 km d'altitude). Puis petit à petit, ce composant s'est fait une place dans notre quotidien.

Le HEMT constitue une évolution majeure du MESFET (FET à jonction métal/semiconducteur) et a pris le pas sur ce dernier depuis le début des années 1990. Ce composant est désormais largement utilisé en tant que composant faible bruit dans les systèmes de télécommunications terrestres et spatiales, dans les radiotélescopes, dans les récepteurs de télévision par satellite, dans bon nombre de systèmes électroniques, des téléphones portables aux véhicules automobiles.

II.2 Le transistor à haute mobilité d'électron (HEMT)

Comme le transistor à effet de champ MESFET (Metal-Semiconductor Field Effect Transistor), le HEMT est caractérisé par trois contacts: le contact métal-semiconducteur qui est le contact Schottky pour la grille et les deux contacts ohmiques pour les électrodes de source et de drain. Le HEMT apparaît comme une évolution du MESFET.

En effet, il apporte une amélioration afin de palier au problème de transport électronique dans un matériau dopé. Il présente une hétérojonction, une jonction entre deux matériaux ayant des énergies de bande interdite différentes. La conséquence de cette hétérojonction est la création d'un canal très fin dans le matériau non dopé de très faible résistance, entraînant une mobilité d'électrons élevée (origine du nom HEMT). Cette couche est appelée gaz d'électrons à deux dimensions (origine du nom TEGFET).

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.

Dans le HEMT, la tension de grille affecte la position énergétique de la bande de conduction sous la grille par rapport au niveau de Fermi. D'où, l'effet fondamental est lié au phénomène de variation de la densité de porteurs de ce gaz bidimensionnel d'électrons sous l'influence d'une tension

appliquée à l'accès grille du composant; cet effet est en opposition au principe du MESFET dans lequel une tension appliquée sur la grille contrôle la largeur du canal de conduction entre le drain et la source.

II.3 Principe de fonctionnement du transistor HEMT

Le transistor à haute mobilité d'électrons fonctionnant lui aussi suivant le principe de la modulation de la densité de charge, le TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor), ou HFET (Hétérojonction Field Effect Transistor) est souvent désigné par HEMT (High Electron Mobility Transistor). Ce transistor est apparu grâce au bon confinement des porteurs qui sont séparés de leurs donneurs et qui se trouvent dans un canal séparé de la grille et de la couche donneuse par une couche intrinsèque appelée espaceur. Le principe de base consiste à mettre à profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz bidimensionnel d'électrons formé à l'interface d'une hétérojonction. L'idée de base est de séparer spatialement les électrons libres, des donneurs ionisés dont ils proviennent. Le HEMT se compose, comme le montre la figure (Figure II.1) d'un empilement de plusieurs couches semi-conductrices. Le canal actif est formé à l'interface du GaAs et du AlGaAs (entre deux matériaux à petite et large bandes interdites).

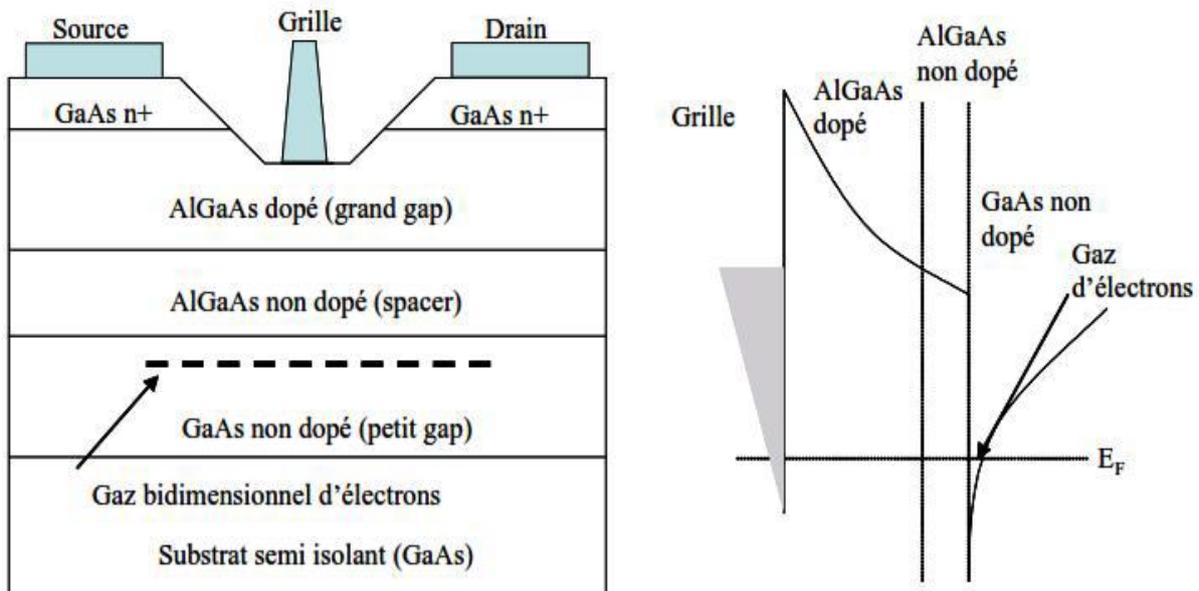


Figure II.1: Structure de principe d'un HEMT classique associée à son diagramme de bande d'énergie.

La couche donneuse n-AlGaAs fournit des électrons de conduction au canal. Ces électrons libres tombent dans le plus bas état d'énergie disponible du côté GaAs de l'hétérojonction. L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de 100 Å. L'accumulation des électrons dans le canal GaAs et la présence des atomes donneurs ionisés dans la couche AlGaAs séparée du canal par l'espaceur crée un champ électrique transversal \vec{E}_T . La dispersion des électrons dans la couche GaAs est empêchée par l'action du champ \vec{E}_T qui ramène les électrons vers l'interface. La bande de conduction se courbe et devient un puits de potentiel dans lequel les électrons sont confinés. Ce système est connu sous le nom de gaz bidimensionnel d'électrons (gaz 2D). Les électrons se déplacent librement à l'interface de l'hétérojonction avec une énergie quantifiée selon la direction de la croissance. La présence d'une discontinuité de la bande de conduction ΔE_c entre les deux matériaux AlGaAs et GaAs d'environ 237 meV lorsque le taux d'aluminium x est de 30% forme une barrière de potentiel à l'interface de l'hétérojonction qui empêche le retour des électrons vers la couche donneuse.

La présence de l'espaceur réduit l'interaction Coulombienne entre les électrons et les donneurs. L'épaisseur de cette couche est choisie de telle sorte que la mobilité soit optimale tout en ayant une densité relativement importante de porteurs. La zone de confinement des électrons constitue le canal du transistor. Il est possible donc de contrôler la densité de ces porteurs par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille. 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 canal GaAs. Comme pour les autres FETs, 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 entre la source et le drain. Le HEMT est alors considéré bloqué (très peu de courant circule entre le drain et la source). L'évolution du courant I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} 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 essentiellement de la saturation de la vitesse des porteurs [18].

Lorsque V_{ds} est suffisamment élevée ou la longueur géométrique de la grille est suffisamment courte, la composante longitudinale (dans la direction drain-source) du champ électrique dans la zone de quasi-pincement peut être suffisamment élevée pour que les porteurs atteignent leur vitesse de saturation. Le courant de saturation est dans ce cas un courant sous champ électrique (drift current) avec une vitesse maximale [18].

II.3.1 Contrôle linéaire de la charge

Le diagramme de bandes d'énergie d'un transistor HEMT classique AlGaAs/GaAs est donné ci-après (Figure II.2), où qV_b est la hauteur de la barrière Schottky. d_d représente l'épaisseur de la couche donneuse AlGaAs dopée et d_i l'épaisseur de la couche AlGaAs non dopée (l'espaceur)

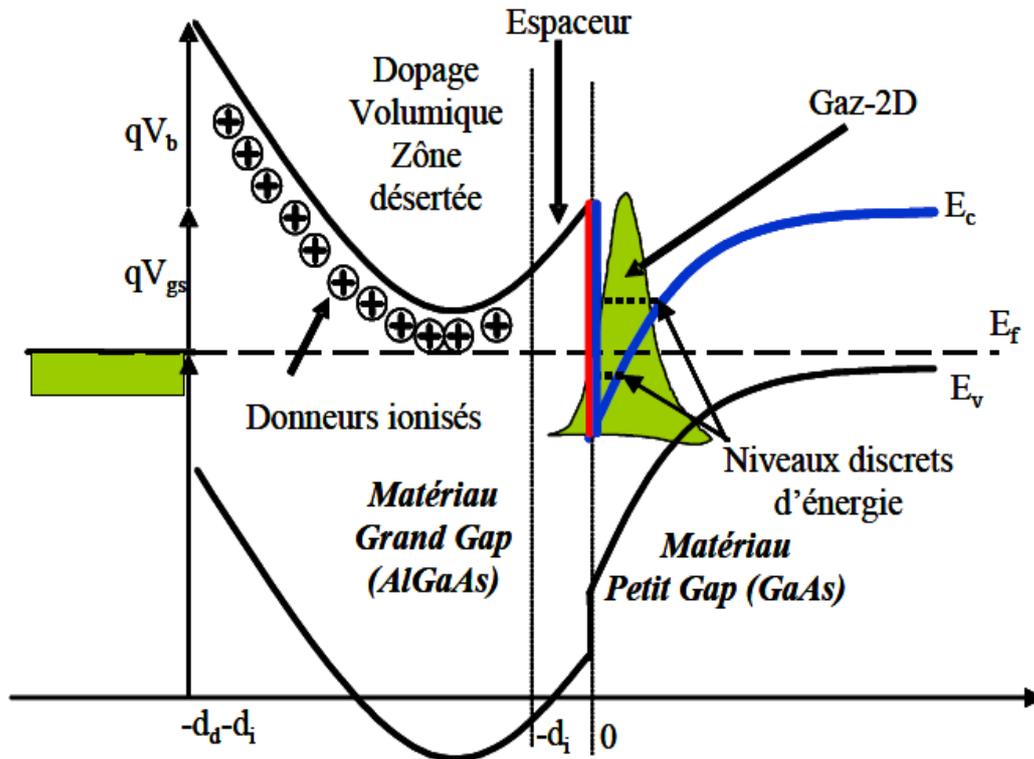


Figure II.2: Formation du gaz bidimensionnel à l'interface de deux matériaux à grande et à petite largeurs de bande interdite.

Nous supposons que la couche AlGaAs est de type n et que la couche GaAs est non intentionnellement dopée. La densité des porteurs dans le gaz bidimensionnel est contrôlée par la tension de grille V_{gs} appliquée à travers la jonction Schottky.

Le gaz 2D est localisé dans un puits de potentiel supposé triangulaire. Les effets quantiques introduisent une suite de sous-bandes E_0, E_1, E_i référencées par rapport au bas de la bande de conduction à l'interface comme le montre la figure (II.2).

La quantité de charges transférées à travers l'interface est déduite en faisant l'égalité entre la quantité de charges provenant de la couche AlGaAs et celle accumulée dans le puits de potentiel.

- ◆ Densité surfacique de charges provenant de la couche AlGaAs

En supposant que la couche donneuse AlGaAs est totalement désertée, la quantité de charges par unité de surface dans le canal est donnée par l'expression suivante [19]

$$n_s = \frac{\varepsilon}{q \times d} \left[V_{gs} - \left(V_b - V_d + \frac{E_F - \Delta E_c}{q} \right) \right] \quad (\text{II.1})$$

Cette équation, où $d = d_i + d_d$ est l'épaisseur totale entre le gaz 2D et la grille, relie la densité surfacique n_s du gaz 2D avec le niveau de Fermi E_F et traduit sa variation avec les paramètres technologiques de la structure tels que le dopage de la couche ternaire par l'intermédiaire de la tension de désertion $V_d = q \cdot N_d \cdot d_d^2 / 2\varepsilon$ l'épaisseur de l'espaceur et la discontinuité de la bande de conduction ΔE_c .

♦ Niveaux énergétiques des sous-bandes du puits de potentiel et densité surfacique de charge du 2DG

L'énergie potentielle des électrons dans la direction perpendiculaire à l'interface et à l'intérieur de la couche GaAs est obtenue à partir de la résolution de l'équation de Poisson prenant en compte la densité de charges $\rho(z)$ qui s'écrit [20].

$$\rho(z) = -q \times \sum_{i=0}^{\infty} n_i \times |\phi_i|^2(z) \quad (\text{II.2})$$

Où ϕ_i est l'amplitude de la fonction d'onde solution de l'équation de Schrödinger et n_i la concentration d'électrons correspondant à chaque niveau quantique donnée par l'expression suivante:

$$n_i = \left(D_{\text{état}} \times \frac{k_B \times T}{q} \right) \times \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_B \times T} \right) \right] \quad (\text{II.3})$$

Où $D_{\text{état}}$ est la densité d'état dans l'espace des énergies qui s'écrit dans le cas d'un système 2D pour une sous-bande $D_{\text{état}} = \frac{q \times m_e}{\pi \hbar^2}$. Dans un système 2D, $D_{\text{état}}$ est une constante en fonction de l'énergie. E_i est l'énergie de la i ème sous-bande qui s'écrit dans le cas de l'approximation d'un puits triangulaire :

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2 \times m_0} \right)^{\frac{1}{3}} \times \left[\frac{3}{2} \times q \times E_s \times \pi \times \left(i + \frac{3}{4} \right) \right]^{\frac{2}{3}} \quad (\text{II.4})$$

E_s est le champ électrique de surface. La variation de E_s en fonction de la densité de porteurs n_s est donnée par le théorème de Gauss :

$$\varepsilon \times E_s = n_s \times q = q \times \sum_{i=0}^{\infty} n_i \quad (\text{II.5})$$

Il a été montré [21] qu'au moins 80% des électrons occupent les deux premières sous-bandes E_0 et E_1 . En combinant les deux dernières équations (II.4, II.5) les deux niveaux d'énergies E_0 et E_1 s'expriment comme suit

$$E_0 = A_0 \times (n_s)^{\frac{2}{3}} \quad (\text{II.6})$$

$$E_1 = A_1 \times (n_s)^{\frac{2}{3}} \quad (\text{II.7})$$

A_0 et A_1 sont des constantes qui dépendent du matériau. Pour une couche GaAs non dopée les valeurs de A_0 et A_1 sont respectivement

$$A_0 = 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ (S.I)} \quad (\text{II.8})$$

$$A_1 = 3,5 \cdot 10^{-12} \text{ (S.I)} \quad (\text{II.9})$$

La densité surfacique de charges accumulées dans le puits de potentiel s'écrit alors :

$$n_s = D_{\text{état}} \times \frac{k_B \times T}{q} \times \ln \left\{ \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B \times T} \right) \right] \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_1}{k_B \times T} \right) \right] \right\} \quad (\text{II.10})$$

La résolution de cette équation dans laquelle les niveaux énergétiques E_0 et E_1 sont liés à n_s par les relations des deux équations (II.10) et (II.9), conduit à une équation du second degré en $\exp \left(\frac{E_F}{k_B \times T} \right)$. La solution de cette équation permet de déterminer les valeurs de E_F en fonction de n_s pour une température donnée. Ces résultats sont reportés sur la figure (Fig II.3).

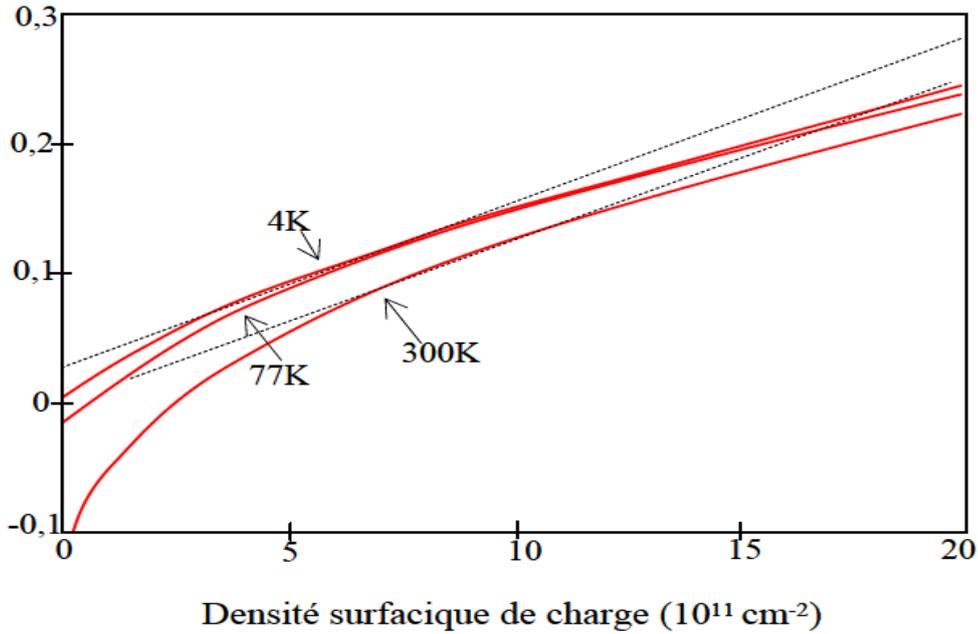


Figure II.3: Variation du potentiel de Fermi en fonction de la densité surfacique de charge selon Drummond et al [22]. L'approximation linéaire est donnée par les pointillés.

Drummond [22] et al. ont proposé une loi approchée traduisant la variation de la densité surfacique de charge en fonction du niveau de Fermi. Il s'agit d'une approximation linéaire. (Figure II.3) dont le domaine de validité est vérifié pour des densités comprises entre $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

$$E_F = \Delta E_{F0}(T) + a \times n_s \quad (\text{II.11})$$

Avec $a = 0,125 \cdot 10^{-16} (\text{eV} \cdot \text{m}^2)$ et $\Delta E_{F0}(T) (\text{eV}) = 0,03 \times \left(1 - \frac{T}{300}\right)$

Cette approximation linéaire aboutit au modèle linéaire de contrôle de charge.

♦ Contrôle de la densité surfacique de charge du gaz 2D par la tension de grille.

En utilisant l'équation donnant n_s (II.10) et en tenant compte de la linéarité de la variation du niveau de Fermi avec n_s (II.11) nous obtenons finalement

$$n_s = \frac{\varepsilon}{q \times (d + \Delta d)} \times (V_{gs} - V_{th}) \quad (\text{II.12})$$

Avec : $\Delta d = \frac{\varepsilon \times a}{q} = 80 \text{ \AA}$, la distance effective entre l'hétérojonction et le gaz 2D. V_{th} représente la tension de seuil, c'est-à-dire la tension qui annule la charge surfacique liée au gaz 2D

$$V_{th} = V_b - V_d - \frac{\Delta E_C}{q} + \frac{\Delta E_{F0}(T)}{q} \quad (\text{II.13})$$

Dans le cas où les états d'interface ne seraient pas négligeables, la tension de seuil s'écrit alors :

$$V_{th} = V_b - V_d - \frac{\Delta E_c}{q} + \frac{\Delta E_{F0}(T)}{q} + \frac{d}{\epsilon} Q_i \quad (\text{II.14})$$

L'équation (II.12) met en évidence la variation linéaire de la densité du gaz 2D en fonction de la tension de grille V_{gs} . La capacité effective grille canal (gaz 2D) C_{eff} par unité de surface est définie par la relation suivante :

$$C_{eff} = \frac{\partial Q_s}{\partial V_{gs}} = q \frac{\partial n_s}{\partial V_{gs}} \quad (\text{II.15})$$

Compte tenu de l'équation (II.12) on obtient :

$$C_{eff} = \frac{\epsilon}{d + \Delta d} \quad (\text{II.16})$$

Cette capacité dépend des propriétés de la couche AlGaAs [19]. L'équation (II.12) s'écrit alors :

$$n_s = \frac{C_{eff}}{q} (V_{gs} - V_{th}) \quad (\text{II.17})$$

◆ Équation du courant drain en régime ohmique

Plusieurs auteurs ont développé des modèles pour rendre compte des comportements électriques des caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ des transistors HEMTs [23]. Ces modèles introduisent souvent des paramètres d'ajustement permettant d'obtenir un accord satisfaisant entre la théorie et l'expérience. Dans ce paragraphe, nous décrivons le modèle proposé par Py et al. [23]. Il permet d'établir l'expression du courant drain en régime ohmique en prenant en compte le contrôle linéaire de la densité de porteurs par la grille, la variation de la mobilité avec n_s et les résistances d'accès. Pour un champ électrique longitudinal uniforme sous la grille, l'intensité du courant drain est proportionnelle à la conductance g_{ds} du canal :

$$I_{ds} = g_{ds} \times V_{ds} \quad (\text{II.18})$$

La conductance g_{ds} du canal formé par le gaz bidimensionnel d'électrons est donnée par la relation suivante :

$$g_{ds} = \sigma \times \frac{W}{L} = q \times \mu \times n_s \times \frac{W}{L} \quad (\text{II.19})$$

Où σ représente la conductivité du matériau et n_s la densité surfacique des porteurs. L et W sont respectivement la longueur et la largeur du canal du transistor.

En combinant les deux dernières équations (II.18, II.19) le courant drain en régime ohmique s'écrit alors :

$$I_{ds} = q \times \mu \times n_s \times \frac{W}{L} \times V_{ds} \quad (\text{II.20})$$

En prenant en compte l'expression (II.17) de n_s on obtient :

$$I_{ds} = \mu \times C_{eff} \times \frac{W}{L} \times (V_{gs} - V_{th}) \times V_{ds} \quad (\text{II.21})$$

En utilisant l'expression suivante de la mobilité [23]

$$\mu = \mu_0 \times \left(\frac{n_s}{n_{s0}} \right)^k \quad (\text{II.22})$$

Où μ_0 est la mobilité à faible champ électrique et n_{s0} la densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique. Le courant en régime ohmique s'écrit alors:

$$I_{ds} = \beta \times (V_{gs} - V_{th})^{1+k} \times V_{ds} \quad (\text{II.23})$$

$$\text{Où} \quad \beta = \frac{W}{L} \times \mu_0 \times q \times n_{s0} \times \left(\frac{C_{eff}}{q \times n_{s0}} \right)^{1+k} \quad (\text{II.24})$$

On en déduit la résistance du canal en régime ohmique :

$$R_{canal} = \frac{1}{\beta \times (V_{gs} - V_{th})^{1+k}} \quad (\text{II.25})$$

Ici le constant k est égal à 0,76

II.3.2 Transconductance et conductance de drain

Les éléments qui composent les transistors à effet de champ peuvent être regroupés en deux catégories distinctes. Les éléments extrinsèques représentent les différentes structures d'accès comme les résistances R_s et R_d . Les éléments intrinsèques comme la conductance g_d et la transconductance g_m traduisent par leur nature les comportements localisés de la structure physique des transistors. La transconductance représente le mécanisme de commande d'un transistor : c'est la variation du courant de drain I_d en fonction de la tension de grille pour une tension de drain constante.

La conductance de drain représente la résistance du canal, elle traduit la variation du courant I_d en fonction de la tension de drain à une tension de grille constante. L'expression du courant de drain intrinsèque I_d permet de déterminer les expressions mathématiques de la transconductance et la conductance de drain. Lorsque le transistor est polarisé à un point de fonctionnement donné par les tensions de drain et de grille, l'expression de courant I_d peut être écrit comme suit :

$$dI_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_g} dV_g + \frac{\partial I_d}{\partial V_d} dV_d \quad (\text{II.26})$$

$$dI_d = g_m dV_g + g_d dV_d \quad (\text{II.27})$$

L'expression de la transconductance peut être définie par l'équation suivante:

$$g_m = \left. \frac{\partial I_d}{\partial V_g} \right|_{V_d} = \frac{q^2 N_D^2 \mu \cdot h^3 W}{2 \varepsilon \cdot L \cdot V_{th}} \left[\sqrt{\frac{\phi_b - V_{gs}}{V_{th}}} - 1 \right] \quad (\text{II.28})$$

Avec h la largeur de la zone de déplétion sous la grille D'autre part la relation qui donne l'expression de la conductance est :

$$g_d = \left. \frac{\partial I_d}{\partial V_d} \right|_{V_g} = \frac{q^2 N_D^2 \mu \cdot h^3 W}{2 \varepsilon \cdot L \cdot V_{th}} \quad (\text{II.29})$$

Remarque

Le modèle linéaire de contrôle de charge n'est valable que pour des polarisations de grille pour lesquelles les électrons restent dans le puits de potentiel à une distance fixe de l'hétérojonction. Pour des tensions de grille V_{gs} proches de la tension de seuil V_{th} la localisation du 2DEG varie en fonction de V_{gs} [24] et donc Δd varie comme l'équation II.12. Pour des tensions de grille augmentant à partir de V_{th} , la conduction se fait essentiellement dans le canal. Et de ce fait, la tension grille V_{gs} commande directement la densité d'électrons dans le canal suivant l'équation:

$$n_s = \frac{C_{eff}}{q} \left(V_{gs} - V_{th} - \frac{V_{ds}}{2} \right) \quad (\text{II.30})$$

mais, à partir d'une certaine tension V_{Tm} ($V_{gs} > V_{Tm}$) et en particulier quand elle devient positive, la barrière de potentiel AlGaAs-métal est abaissée. La zone de désertion de la diode Schottky diminue et un canal conducteur apparaît dans la couche AlGaAs (voir Figure II. 9): c'est l'effet

MESFET parasite. Ainsi, la densité d'électrons du 2DEG saturé V_{Tm} peut être définie comme étant le seuil d'apparition de l'effet MESFET parasite.

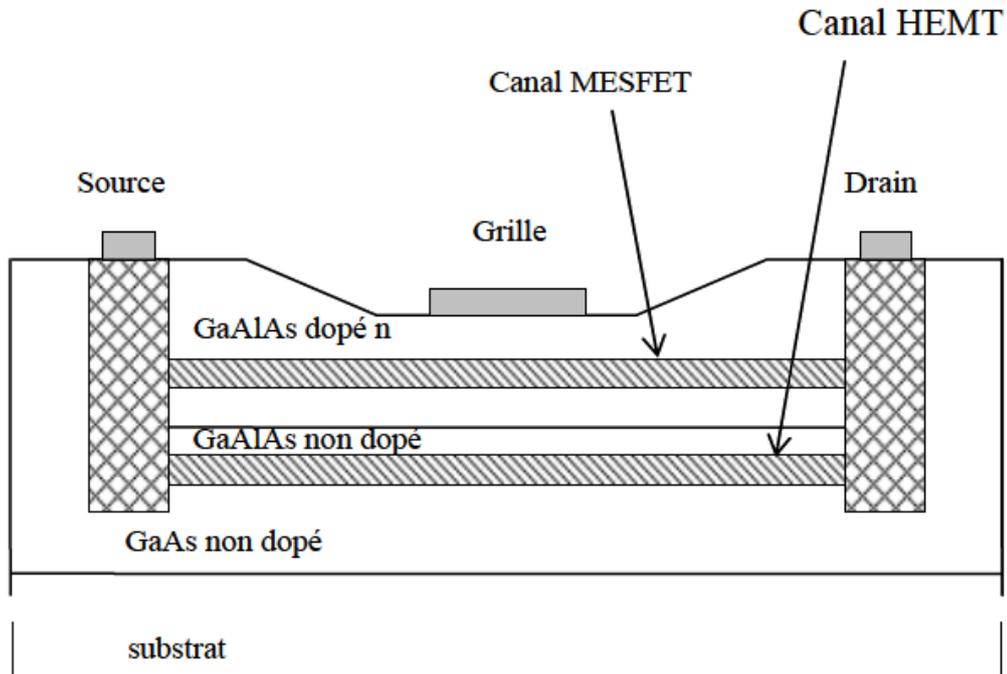


Figure II.4: Effet MESFET parasite.

II.4 Résumé

Vue les issues offert par le transistor a effet de champs a haute mobilité électronique; la HEMT attire une grande partie de recherche scientifiques. Dans ce chapitre; on illustré cette importance et les opportunités offertes par ce dernier. Il constitue une amélioration significative du transistor a effet de champs MESFET. Où les propriétés de transport des électrons du gaz 2DEG sont considérablement supérieures a celle des électrons libres dans le canal du MESFET comme nous l'avons éclairés dans la partie de fonctionnement de HEMT; on étudiant la variation de son courant drain-source en fonction de la densité du 2DEG et de ses éléments caractéristiques (la transconductance et la conductance de sortie).

Chapitre III

Chapitre III

Le modèle de Silvaco pour la simulation d'un transistor à effet de champ (HEMT)

Le modèle de Silvaco pour la simulation d'un transistor à effet de champ (HEMT)

III.1 Introduction

Les transistors à effet de champ sont des composants d'importance remarquables dans différents filières de l'électronique et de ses dérivées. L'utilisation des technologies de la microélectronique pour la réalisation de ces composants donne la possibilité d'intégration et une production à faible coût. Cela constitue un grand intérêt pour les concepteurs et les ingénieurs en charge du suivi des modèles dans les fonderies.

La modélisation physique est la plus ancienne. Elle repose sur l'utilisation d'un schéma équivalent dont chaque élément est modélisé selon les lois de la physique des semiconducteurs.

Ces paramètres sont issus des aspects technologiques (géométrie, dopage, couches, etc). Cette méthode est la plus fastidieuse car le grand nombre de paramètres qu'elle fait intervenir la rend trop complexe pour l'utilisation des simulateurs tels que Mercury-Silvaco.

Le modèle phénoménologique a été créé par la suite dans le but de réduire le nombre de paramètres utilisés. Comme son nom l'indique, son but est de reproduire les phénomènes intervenants dans le composant, en se détachant de la complexité de la structure physique. Ce type de modèle repose sur la structure proposée par A. Liechti, présentée en figure III.1. Ce modèle est également qualifié de modèle semi-physique car les équations utilisées peuvent aussi bien relever de la physique.

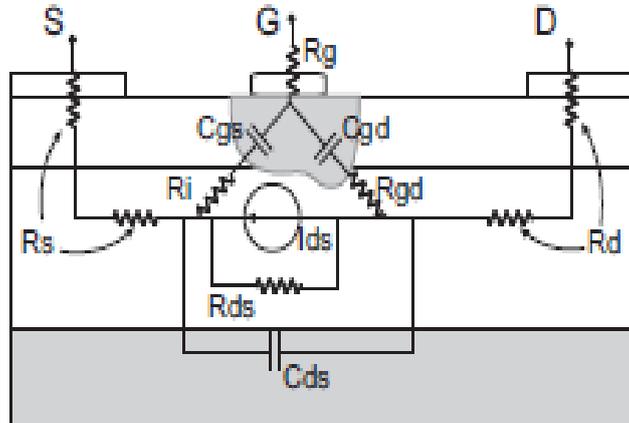


Figure III.1: Identification des éléments d'un HEMT issus de la structure physique et utilisés dans la modélisation phénoménologique.

Les simulateurs TCAD (Technology Computer-Aided Design) permettent la modélisation du comportement physique et électrique d'un composant électronique; dans le but d'économiser le temps et le coût de développement, et ainsi de prévoir et optimiser des solutions pour améliorer les performances des dispositifs. Les simulateurs existants sur le marché (ISE, SYNOPSIS, SILVACO,...) ont le même principe de fonctionnement. Dans ce travail, nous avons utilisé le simulateur TCAD-SILVACO (Mercury).

Dans ce chapitre, nous présenterons le logiciel de simulation TCAD-SILVACO, son principe de fonctionnement, et son module de simulation Mercury pour la simulation du comportement électrique des composants. Puis, nous ferons une description des différentes étapes de simulation.

III.2 Présentation du logiciel TCAD-SILVACO

SILVACO (Silicon Valley Corporation) est un environnement de logiciels qui permet de concevoir et envisager les performances des dispositifs à semiconducteur. Cet outil sert à la modélisation des dispositifs à semi-conducteur avant leur fabrication. Il est très utile dans le développement de plusieurs projets de recherches. Le TCAD-SILVACO inclut de nouveaux modèles physiques qui emploient des méthodes et des algorithmes numériques efficaces, de nouvelles techniques de maillage, l'optimisation des solutions linéaires...etc, tout en permettant d'obtenir des résultats de simulation très proches de celles de la pratique. L'avantage majeur de ce type de simulateurs est qu'il donne la possibilité de visualiser des phénomènes physiques difficilement accessibles et donc observables. Les modules de TCAD-SILVACO peuvent être utilisés pour :

- La simulation des étapes de fabrication technologique tels que, ATHENA, SSupreme3, SSupreme4, etc.
- La simulation électrique des dispositifs tels que: HEMT; MESFET; Diodes, MOSFET, les transistors bipolaires..., réalisée par le module ATLAS.
- Virtual Wafer Fab pour automatiser la simulation de fabrication des Wafers. Dans cette étude, les simulations sont effectuées par les modules ATHENA, et ATLAS, Mercury.

III.2.1 Bases physiques du principe de fonctionnement du simulateur TCAD-SILVACO

III.2.1.1 Équations de bases de la physique des semi-conducteurs

De façon très succincte, nous pouvons dire que ce simulateur de dispositifs est basé sur la résolution simultanée de l'équation de Poisson et de l'équation de continuité. Il calcule à chaque instant et en tout point de l'espace en une suite d'éléments finis, la concentration des électrons et des trous et la valeur du potentiel électrostatique [25].

- **L'équation de Poisson**

L'équation de Poisson montre une relation entre le potentiel et la densité des porteurs :

$$\varepsilon \Delta V = -q(p - n + N_D^- - N_A^+) \quad (\text{III.1})$$

Où ε est la constante diélectrique, V le potentiel, ΔV le Laplacien du potentiel, q est la charge élémentaire d'électrons N_D^- et N_A^+ sont les concentrations des dopants donneurs et accepteurs ionisées, n et p sont les densités des porteurs.

- les équations de continuité

L'évolution temporelle des densités de porteurs obéit aux équations de continuité pour les électrons et les trous :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p \quad (\text{III.3})$$

Où G et U sont respectivement les taux de génération et de recombinaison des porteurs, j_n et j_p sont les densités de courant des électrons et des trous respectivement. Les dérivations basées sur la théorie de transport de Boltzmann ont prouvé que la densité des courants dans les équations de continuité peut être définie par le modèle d'entraînement-diffusion. Les densités de courants sont exprimées en deux termes. Le premier correspond à l'entraînement des charges par le champ électrique, le second correspond à la diffusion des porteurs.

$$\vec{j}_n = qn\mu_n\vec{E} + q D_n \overrightarrow{\operatorname{grad}n} \quad (\text{III.4})$$

$$\vec{j}_p = qp\mu_p\vec{E} - q D_p \overrightarrow{\operatorname{grad}p} \quad (\text{III.5})$$

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\operatorname{grad}V} \quad (\text{III.6})$$

Où D_n , et D_p sont les coefficients de diffusion. Ils sont directement reliés aux mobilités des porteurs par la relation d'Einstein

$$D_n = \frac{KT}{q} \mu_n \quad (\text{III.7})$$

$$D_p = \frac{KT}{q} \mu_p \quad (\text{III.8})$$

Les modèles physiques dans les semiconducteurs ont été modélisés sous la forme d'expressions mathématiques reliant le potentiel électrostatique et la densité des porteurs. La modélisation physique est réalisée en tenant compte de la probabilité d'occupation des niveaux d'énergie, de la mobilité des porteurs et des différents types de recombinaison-génération. Plusieurs modèles ont été développés pour les semiconducteurs en fonction du choix de la technologie (bipolaire, CMOS) de la concentration des dopants, des dimensions et de la température de fonctionnement. Ces grandeurs doivent être choisies d'une manière judicieuse pour se rapprocher du comportement physique réel du dispositif. Les modèles physiques de TCAD utilisés dans cette étude sont les

modèles de Monté Carlo, de Pearson, de Fermi, de Lombardi, de Fermi-Dirac et de SRH (Shockley Read Hall). Les modèles utilisés dans ce travail vont être détaillés dans les paragraphes suivants.

III.2.1.2 Modèles physiques utilisés

Pour l'ensemble des simulations TCAD effectués dans cette étude, le logiciel fait appel à différents modèles physiques (cité sous-dessous), qui vont être utilisés à chaque étape technologique considérée.

▪ Le modèle Shockley-Read-Hall (recombinaison-génération)

Lorsque le semiconducteur subi une perturbation par exemple l'impact d'un ion, cette excitation introduit une génération de paires électrons/trous. Ensuite, le système revient à l'état d'équilibre par le processus de recombinaison. La simulation prend en considération les recombinaisons SRH sur des niveaux profonds. Le taux de recombinaison est donné par l'expression suivante :

$$U_{SRH} = \frac{n.p-n_i^2}{\tau_p\left(n+n_i\exp\left[\frac{E_{trap}}{KT_L}\right]\right)+\tau_n\left(p+n_i\exp\left[\frac{E_{trap}}{KT_L}\right]\right)} \quad (III.9)$$

Où E_{trap} (o eV par défaut) est la différence entre le niveau d'énergie du piège et le niveau de Fermi intrinsèque, T_L est la température du réseau en degrés Kelvin, et τ_n , τ_p sont les durées de vie s des trous et des électrons (10^{-7} S par défaut) respectivement. Le modèle de résolution numérique de ce phénomène est activé dans le programme de simulation en ajoutant le mot clé SRH à la commande MODELS [26].

▪ Le modèle de la mobilité des porteurs de charge

Il y'a quatre différents modèles de mobilité inclus dans Mercury, le modèle standard et différentielle négative sont les plus utilisées. Ils sont des modèles analytiques en nature et décrivent la mobilité des porteurs de charges comme fonction du champ électrique à l'aide des paramètres dépendent du matériau spécifié.

▪ Le modèle standard

Le modèle standard est donné comme suit:

$$\mu(E) = \mu_0 \left[\frac{1}{1 + \left(\mu_0 \frac{E}{v_{sat}}\right)^\beta} \right]^{1/\beta} \quad (III.10)$$

Ou μ_0 est la mobilité a faible champ égale à $8000\text{cm}^2/\text{V.s}$, et v_{sat} est la vitesse de saturation (10^7 cm/s) et β est une constante généralement prise 1.

▪ **Le modèle de la Mobilité différentielle négative**

La forme analytique de ce modèle suit la forme commune des autres modèles en ajoutant le terme α . E est inclut pour décrire le transport entre les vallées ($L-X$) à champ élevé

$$\mu(E) = \frac{\mu_0 + \frac{v_{\text{sat}}}{2E} \left(\frac{2 + \alpha E}{1 + \alpha E} \right) \left(\frac{E}{E_{\text{crit}}} \right)^\gamma}{1 + \left(\frac{E}{E_{\text{crit}}} \right)^\gamma} \quad (\text{III.11})$$

E_{crit} est le champ critique (4194 V/cm) ; α (1.525×10^{-5} Cm/V), γ égale a quatre.

III. 3 Aperçu sur Mercury-Silvaco

▪ **DECKBUILD**

Le Mercury-Silvaco est typiquement exécuté à travers un fichier des commandes représenté par la figure III.2. Ce environnement n'est que le DECKBUILD où est défini le programme de simulation à travers des instructions spécifiques. Les informations exigées de base pour exécuter dans l'environnement Mercury sont définies dans ce fichier texte. L'affichage des résultats de simulation tels que les paramètres technologiques (profondeur de jonction, concentration des porteurs...) et même les paramètres électriques (tension de seuil, courant, conductance de sortie et transconductance..etc.) est effectué l'aide d'une fenêtre d'information (Output window).

▪ **TONYPLOT**

TONYPLOT est L'environnement où sont visualisés les résultats des simulations. Il donne des possibilités complètes pour la visualisation et l'analyse des caractéristiques de sortie (structure du composant électronique, profil de dopage, et caractéristiques électriques). Selon le programme de simulation, TONYPLOT peut donner des caractéristiques de sortie en une dimension (1D), deux dimensions (2D), ou trois dimensions (3D). Dans ce mémoire, nous présenterons les résultats de la simulation en deux dimensions, comme c'est illustré sur la figure (III.3), à titre d'exemple.

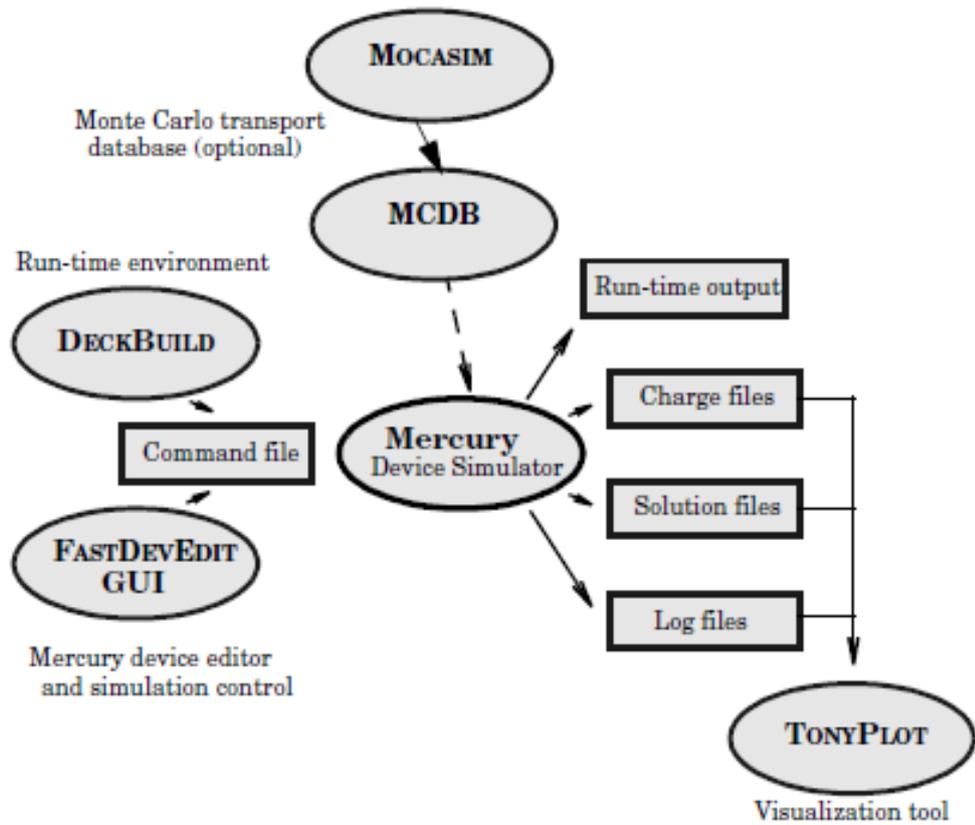


Figure III.2: Entrées et Sorties du logiciel Mercury.

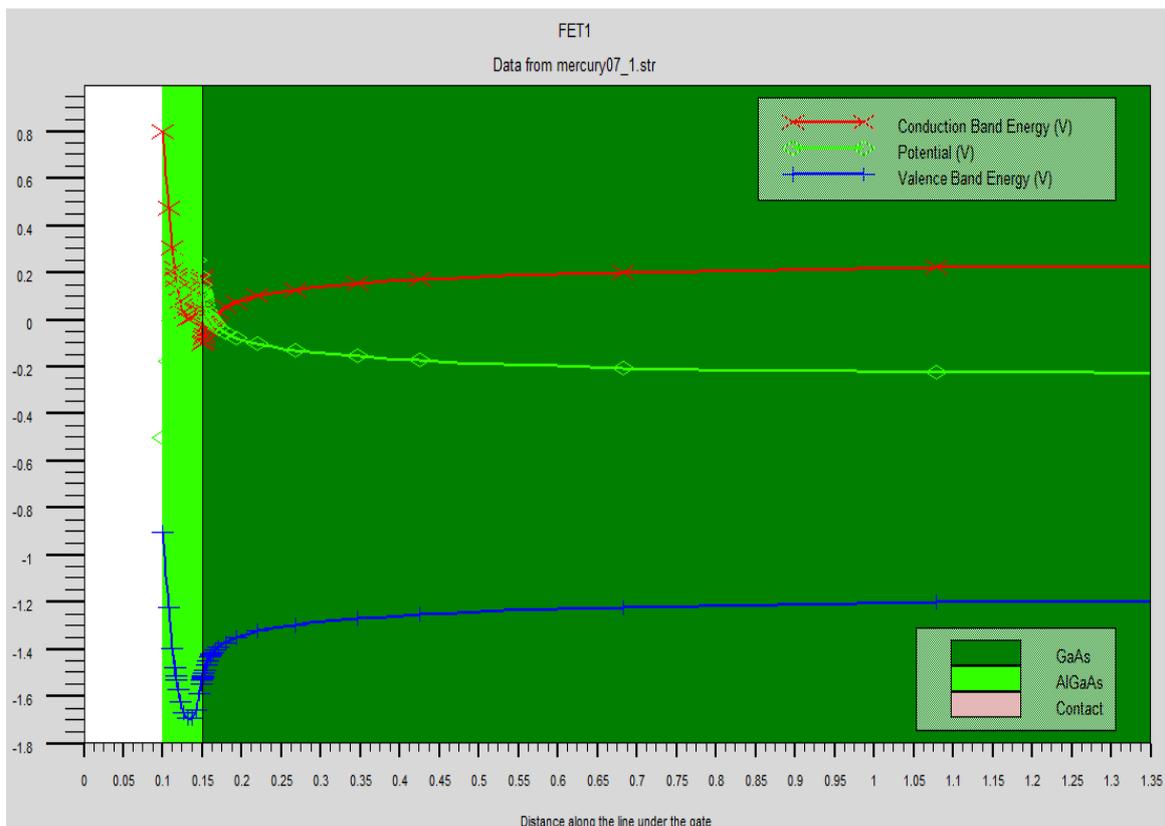


Figure III.3: Exemple de simulation d'une structure HEMT.

De ce qui précède; le Mercury est un simulateur de modélisation bidimensionnelle de composants, capable de prédire les caractéristiques électriques de la plupart des composants semiconducteurs en régime continu, transitoire ou fréquentiel. En plus du comportement électrique "externe", il fournit des informations sur la distribution interne de variables telles que les lignes de courant, le champ électrique ou le potentiel. Ceci est réalisé en résolvant numériquement l'équation de Poisson et les équations de continuité des électrons et des trous (à deux dimensions) en un nombre fini de points formant le maillage de la structure défini par l'utilisateur ou par le programme. Ce simulateur est composé de deux parties:

- une partie traitement numérique (méthode d'intégration, de discrétisation...),
- une partie formée des modèles physiques des composants semiconducteurs les plus courants :les modèles de mobilité, et les statistiques de Fermi- Dirac et Boltzmann.

La figure (III.4) indique, à titre d'exemple, la caractéristique courant-tension pour un transistor HEMT simulé par Silvaco-Mercury.

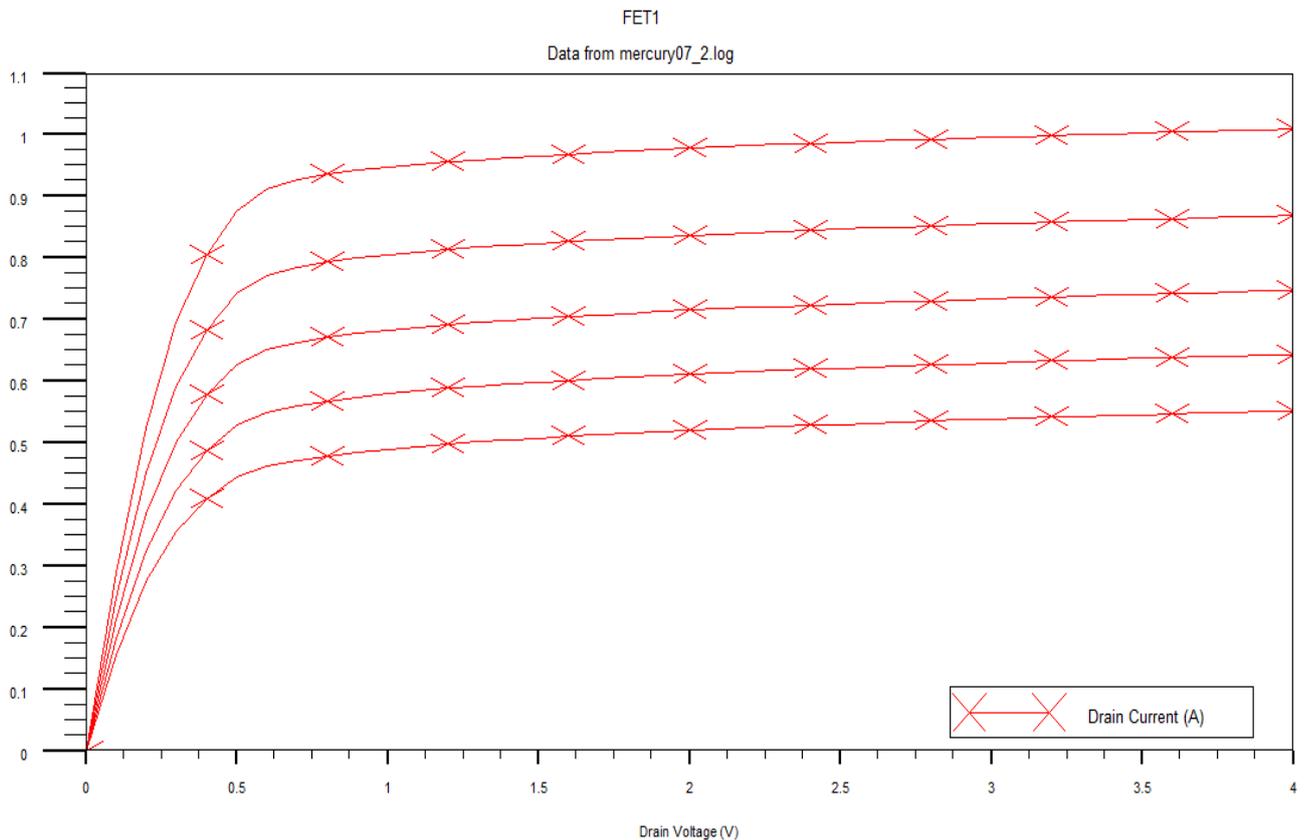


Figure III.4: Exemple de simulation par Mercury, caractéristique de courant de drain en fonction de la tension source-drain a différent tension de source grille d'un transistor HEMT.

III.4 Structure de Fichier d'entrée

Mercury-Silvaco reçoit les fichiers d'entrée à travers (DeckBuild). Suite à la commande Go Mercury, le fichier d'entrée doit suivre un modèle spécifique. Les groupes de commandes sont indiqués sur la Figure suivante.

<i>Group</i>		<i>Statements</i>
1. Structure Specification	————	MESH REGION ELECTRODE DOPING
2. Material Models Specification	————	MATERIAL MODELS CONTACT INTERFACE
3. Numerical Method Selection	————	METHOD
4. Solution Specification	————	LOG SOLVE LOAD SAVE
5. Results Analysis	————	EXTRACT TONYPLOT

Figure III.5: Groupe d'instructions utilisées en Mercury-Silvaco.

Les différentes étapes de simulation d'un dispositif semiconducteur selon notre logiciel sont comme suit. Premièrement la spécification de la structure étudiée en donnant tout les détails nécessaires pour la réelle structure. Ces instructions sont ainsi représentées selon la formulation suivante:

- **Définition des paramètres physiques du matériau**
 - La permittivité
 - La largeur de la bande interdite
 - La densité des porteurs libres (électrons) dans la bande de conduction
- **La méthode de fabrication des couches de dispositif (Beam epitaxial layer)**
 - L'épaisseur de la couche du matériau (région).
 - La fraction molaire de l'Aluminium (AlAs) dans le ternaire.
 - La discontinuité de la bande de conduction de l'hétérojonction qui n'est que la différence de l'affinité électrique entre les deux binaires (AlAs et GaAs).

- **Le dopage est défini pour chaque région de notre structure par**
 - le type des dopant donneurs n ou accepteurs p
 - la distribution qui peut être uniforme ou gaussien.
- **Le maillage du dispositif**

Le maillage joue un rôle important pour l'obtention de bonne simulation. Celui-ci doit être fait avec la plus grande attention pour garantir la fiabilité des résultats. La méthode numérique utilisée pour résoudre les équations physiques est la méthode des éléments finis. Son principe de base est la discrétisation par éléments des équations à traiter. Les éléments qui définissent la maille élémentaire utilisée par le simulateur sont des prismes. Pour obtenir des résultats fiables et précis, la finesse du maillage doit être définie en fonction des variations des grandeurs physiques. Le choix de maillage doit être fait de façon à avoir un compromis entre la vitesse d'exécution et l'exactitude des résultats [27].

Le maillage doit être très fin pour les régions telles que la région du canal, les régions d'interface et sous les différents contacts, alors qu'il peut être moins serré pour d'autres régions du transistor, en dehors de ces zones actives.

III.5 Résumé

Dans ce chapitre, on a fait une étude succincte du logiciel SILVACO-Mercury. D'où, on peut librement affirmer que c'est un logiciel profond et complet pour la simulation de comportement des composants à base de semiconducteurs.

Dans cette partie, nous avons présenté le principe de fonctionnement, les modules des simulations spécialement Mercury. On a vu que pour définir le programme de la simulation c'est à l'environnement DECKBUILD qu'il faut traiter, et l'outil de visualisation des résultats c'est le TONYPLOT du logiciel TCAD-SILVACO. Puis nous avons décrit les étapes de simulation faite par ce logiciel, en présentant pour chaque étape le modèle physique utilisé.

Dans le chapitre IV, nous allons étudier la structure AlGaAs/GaAs HEMT par ce logiciel et mettre en évidence sa capacité à révéler les différents phénomènes qui peuvent se présenter dans le dispositif à base de GaAs.

Chapitre IV

Chapitre IV

Résultats et Interprétation

Résultats et Interprétation

IV.1 Introduction

Les fonctions toujours plus nombreuses de l'électronique, nécessitent des composants fonctionnant à des fréquences très élevées et pouvant délivrer une importante puissance de sortie. Les structures hétérojonctions à base des semiconducteurs III.V constituent une évolution importante dans la technologie hyperfréquence qui n'était destinée que pour des fins militaires (radar, guidage, etc...) et que, de nos jours, a envahi le domaine à grand public, et on leur trouve sans cesse de nouvelles utilisations (GPS, etc...).

Les transistors HEMTs à base de GaAs sont des composants parmi d'autres qui attirent l'attention des chercheurs scientifiques et qui est déjà d'un grand usage.

Dans ce chapitre, nous exposons les résultats de simulation numérique bidimensionnelle des caractéristiques courant-tension de transistor AlGaAs/GaAs HEMT avec différents paramètres technologiques tels que longueur, profondeur de la grille et le dopage du canal.

Selon les modèles présentés dans le chapitre III, la simulation de la structure est faite en utilisant le TCAD (Technical computer Aided Design) Silvaco-Mercury.

Nous décrivons l'évolution des caractéristiques, courant drain I_{ds} en fonction de la tension du drain V_{ds} et de la tension de grille V_{gs} , et la transconductance, tout en étudiant l'influence des différents paramètres physiques et technologiques du transistor HEMT.

IV.2 Le transistor Al_{0,23}Ga_{0,77}As/GaAs HEMT

IV.2.1 Description de la structure hétérojonction

Le transistor HEMT à étudier est le Al_{0,23}Ga_{0,77}As/GaAs hétérojonction. C'est une structure dont les paramètres des matériaux constituant le dispositif sont définis par les équations précédemment données dans le chapitre I et calculé comme représenté sur le tableau IV.1 et IV.2, et présenté par la figure IV.1.

Paramètres et leurs valeurs	HEMT	
	GaAs	Al _{0,23} Ga _{0,77} As
Region	GaAs	Al _{0,23} Ga _{0,77} As
Épaisseur de la couche	0.1 (µm)	0.035(µm)
L'épaisseur de substrat	2.30 (µm)	
wdev×Ps	60 (µm)×5	
Lg	0.3 (µm)	
La profondeur de l'enfoncement de la grille	0.1 (µm)	
La densité de dopage (type n)	3×10 ¹⁷ (cm ⁻³) Distribution uniform	2.5×10 ¹² (cm ⁻²) Distribution Gaussian

Tableau IV.1: La structure du HEMT Al_{0,23}Ga_{0,77}As/GaAs simulé par Silvaco-Mercury.

Propriétés du matériau	Al _{0.23} Ga _{0.77} As/GaAs HEMT		
	GaAs	Al _{0.23} Ga _{0.77} As	equation qui régnent l'alliage ternaire
E _g	1.42 eV	1.70 eV	$E_g = 1.424 + 1.247x$
ε _r	13.0	10.79	$\epsilon_r = 13.18 - 3.12x$
N _c	$4.5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$	$6.0 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$	$N_c = \frac{2\pi}{h^3} (2m_c^* K_B T)^{3/2}$ $m_c^* = (0.067 + 0.083x)m_0$

Tableau IV.2: Les propriétés des semiconducteurs utilisés dans le HEMT.

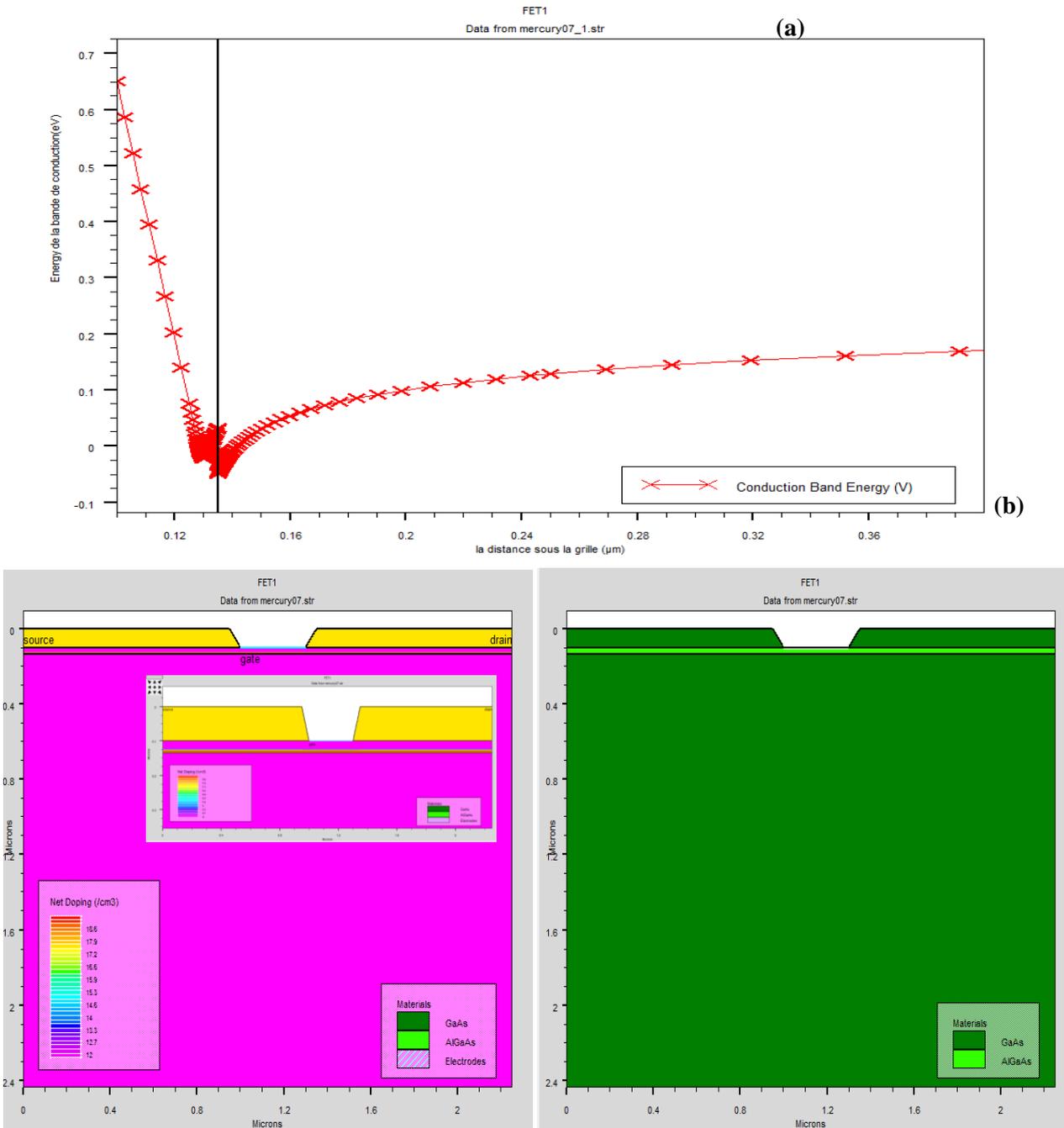


Figure IV.1: La structure du HEMT Al_{0.23}Ga_{0.77}As/GaAs simulé par Silvaco-Mercury (a) l'énergie de la bande de conduction le long de la structure et (b) les différents régions et le dopage net dans le HEMT.

IV.2.2 Les caractéristiques de transfert de AlGaAs/GaAs HEMT

Les caractéristiques de transfert du HEMT (I_{ds} - V_{ds}) sont illustrées par la figure IV.2. Les caractéristiques courant- tension (I_{ds} - V_{ds}) est une figure de mérite principal de tous les composants électroniques d'où nous les ramenant un intérêt majeur afin de les explorer.

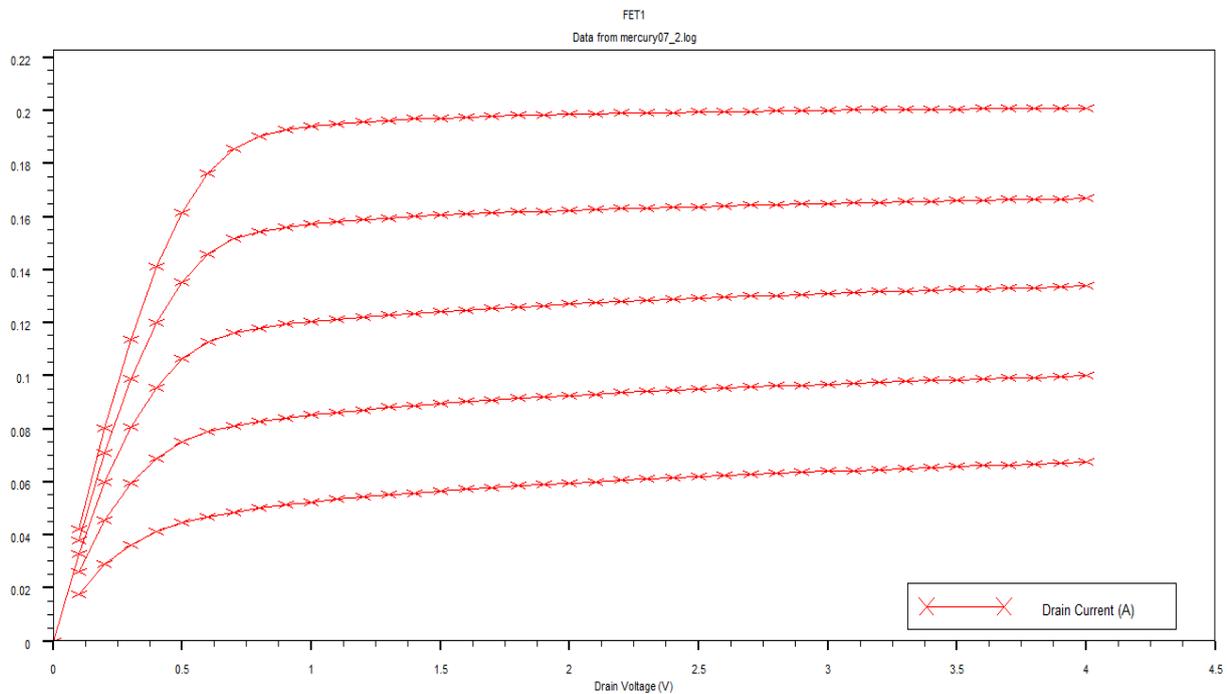


Figure IV.2: Les caractéristiques courant de drain- tension de drain (I_{ds} - V_{ds}) pour les tensions de la grille-source allant de 0.4 Volt à -0.4 volt avec un pas de 0.2 Volt.

Il est bien connu que la transconductance et la conductance de sortie eux aussi représentent des figures de mérites pour un dispositif en électronique. Ainsi nous les avons représentés par la figure IV.3 et IV.4.

Comme on a précédemment signalé que la simulation basant sur la modélisation bidimensionnel en Silvaco-Mercury est un outil d'optimisation des solutions et qui permet la possibilité de visualiser les phénomènes physiques qui se passent dans les dispositifs.

L'évolution des figures de mérites des transistors à effet de champs HEMT due à leurs technologies ou les propriétés des matériaux qui forme le FET vont être inspecté selon l'importance du paramètre en étude.

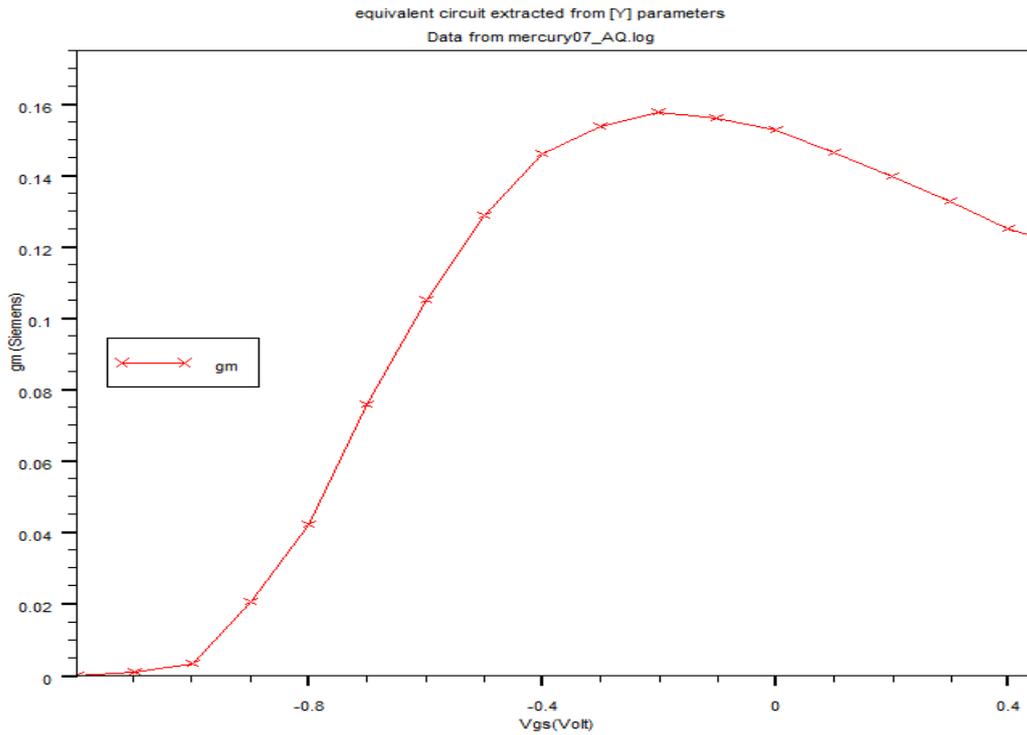


Figure IV.3: La variation de la transconductance du transistor à effet de champ HEMT à base de GaAs en fonction de la tension de la grille pour $V_{ds}=0.5\text{Volt}$.

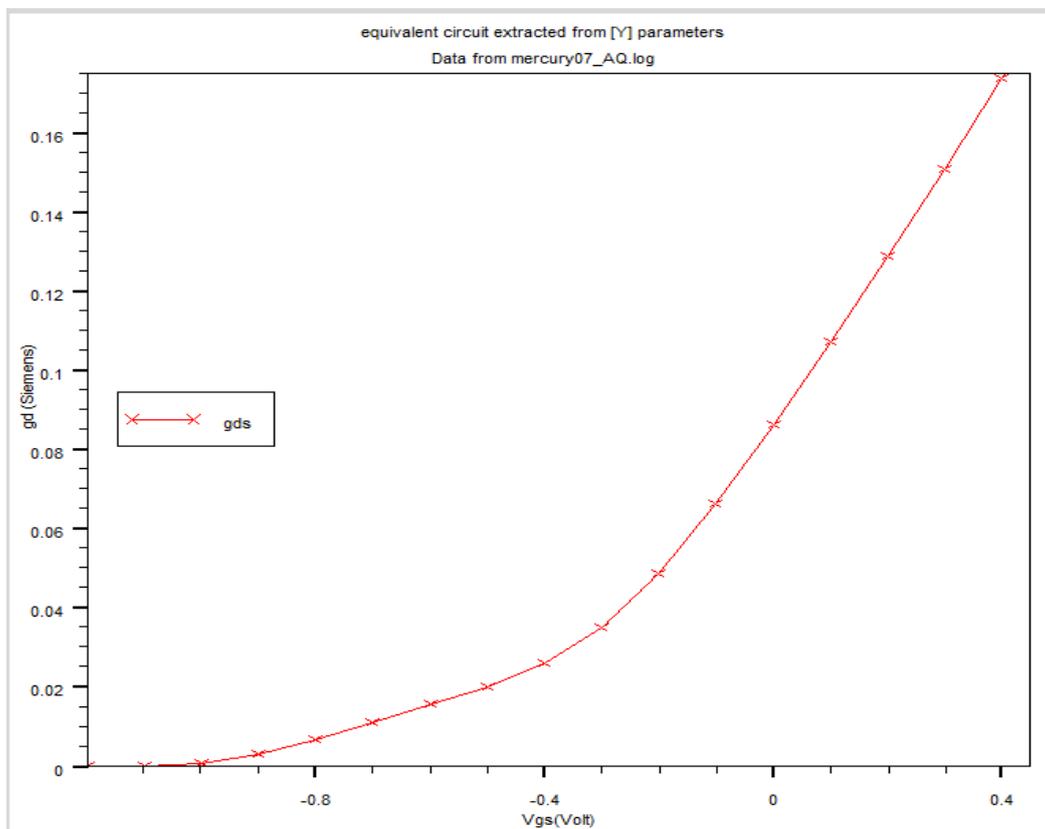


Figure IV.4: La variation de la conductance de sortie du transistor à effet de champ HEMT à base de GaAs en fonction de la tension de la grille pour $V_{ds}=0.5\text{Volt}$.

IV.3 L'influence des propriétés du matériau

IV.3.1 L'effet de la fraction molaire sur les caractéristiques du transistor HEMT

Pour une fraction d'Aluminium inférieure à 0,45, la transition de l'alliage est identique à celle du GaAs caractérisé par une transition directe. En outre, l'association du matériau AlAs au GaAs cumule de nombreux avantages: même structure cristalline, largeur de bande interdite relativement importante qui autorise un fonctionnement à haute température, mobilité électronique élevée qui permet d'atteindre de bonnes performances, mailles cristallines assez proches qui minimisent les recombinaisons parasites.

A partir de ces qualités, on prévoit que l'augmentation du pourcentage d'Aluminium peut améliorer les caractéristiques de sortie du transistor HEMT mais il est bien connu que cette augmentation est limitée par les défauts (DX-center) qui s'introduisent due à l'implantation d'Al. Comme il est bien clair d'après la figure IV.5, que le puits quantique (ΔE_c) dans le cas d'Aluminium à 0.3% est plus profond que celui de 0.23%. Selon l'équation (II.1) dans le chapitre II la densité n_s diminue avec l'élargissement de ΔE_c et par conséquent le courant dans le canal est affecté d'une façon explicite comme le représente la figure IV.6. La même remarque peut être clairement illustrée par la transconductance sous l'influence de l'augmentation de la fraction molaire d'Aluminium représenté par la figure IV.7.

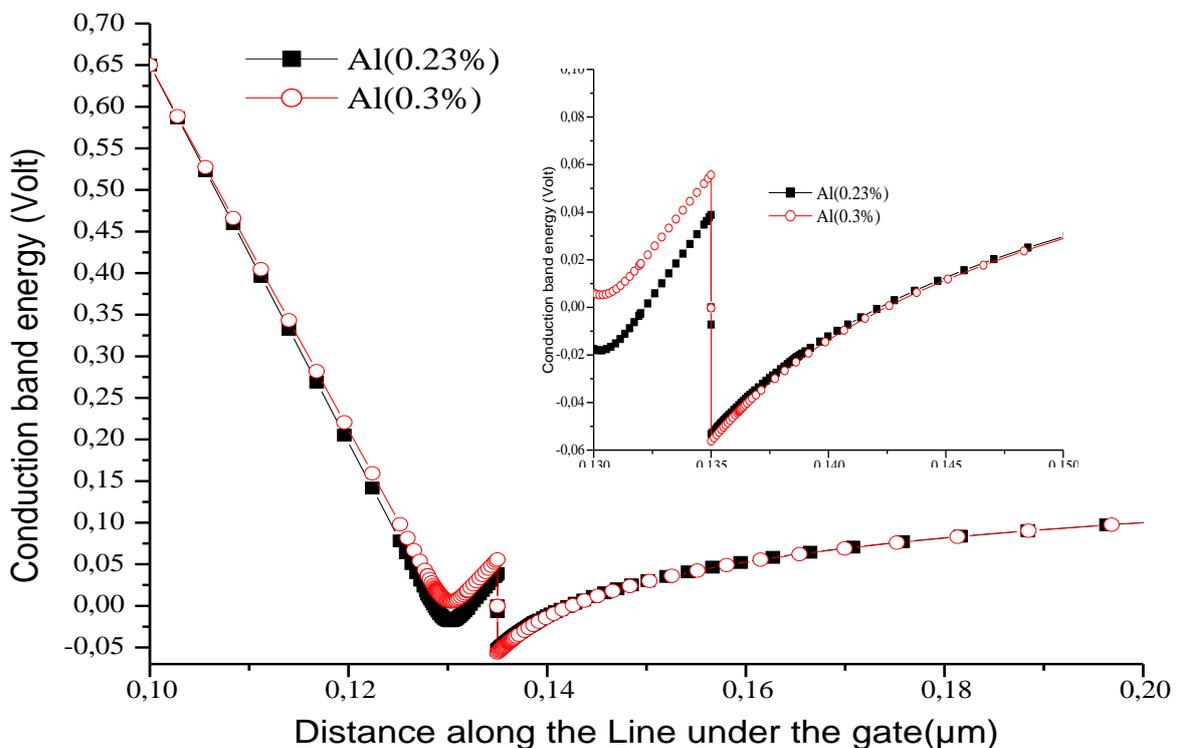


Figure IV.5: L'effet de la concentration d'Aluminium sur l'énergie de la bande de conduction.

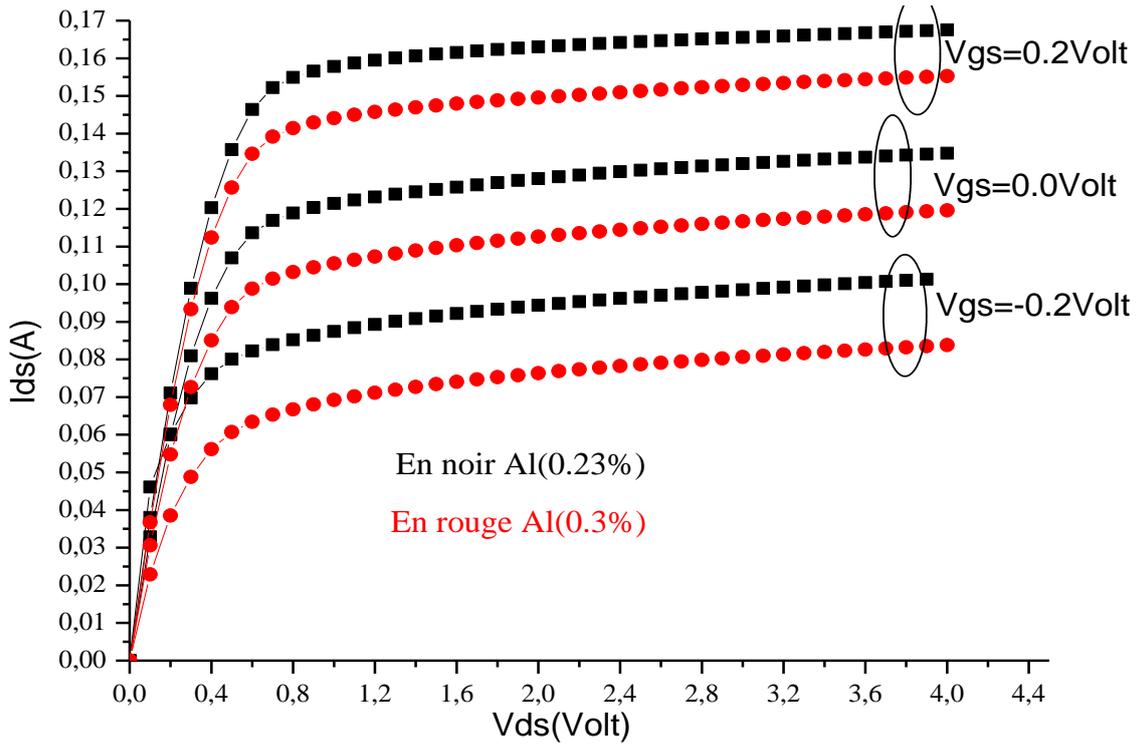


Figure IV.6: L'effet de la fraction molaire d'Aluminium sur les caractéristiques de courant drain-tension drain (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de grille V_{gs} .

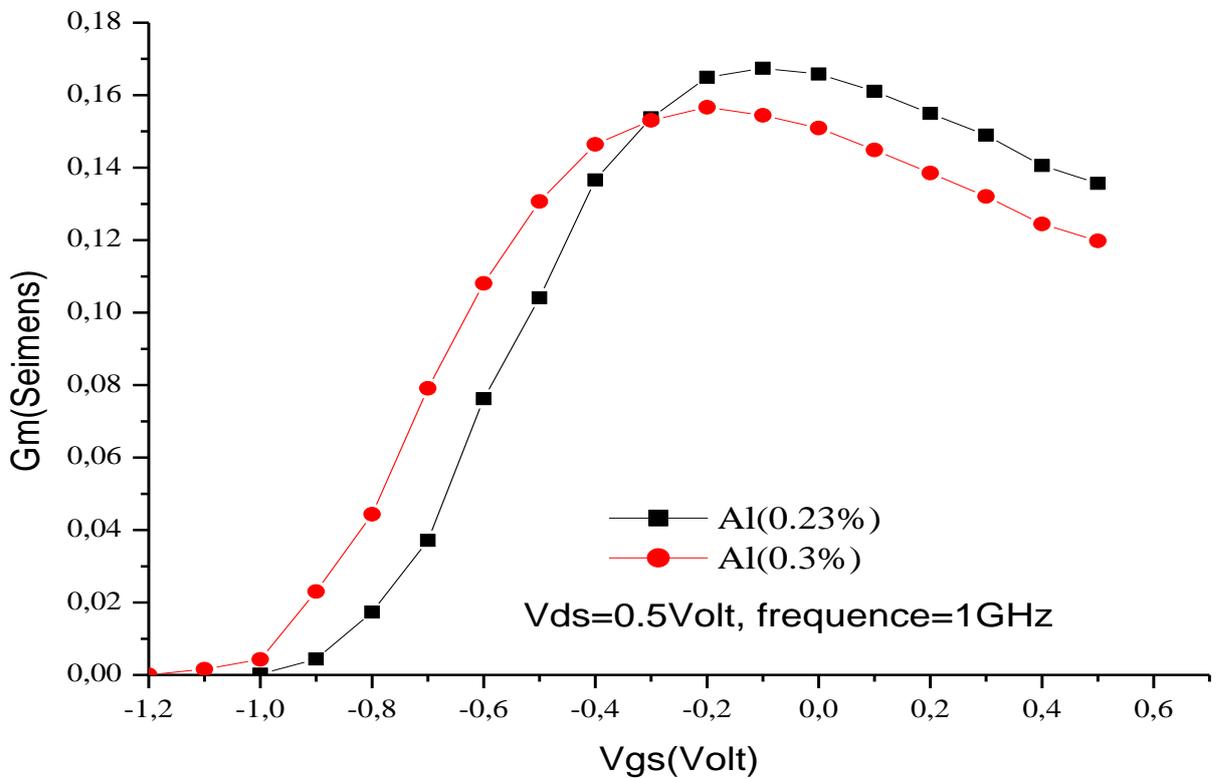


Figure IV.7: L'effet de la fraction molaire d'Aluminium sur la transconductance G_m en fonction de la tension de grille V_{gs} a $V_{ds}=0.5V$.

IV.3.2 La dépendance de la densité n_s sur les caractéristiques du transistor HEMT

Du point de vue matériau, l'efficacité du transfert des électrons à partir de la couche delta-dopée dans le canal AlGaAs est très important pour une bonne capacité de commande d'électrons par la grille. Si l'efficacité de transfert d'électrons est faible, il y aura un grand nombre d'électrons résidant dans la couche delta-dopée. Ces électrons vont agir comme une couche d'écran des électrons et donc, affaiblie la capacité de contrôle de la grille des électrons [Cao et al, 2001].

L'effet de la densité de dopage (n_s) delta-dopée sur la caractéristique de transfert (I_{ds} - V_{ds}) est représenté par la figure IV.8 et sur la transconductance est représenté sur la Figure IV.9.

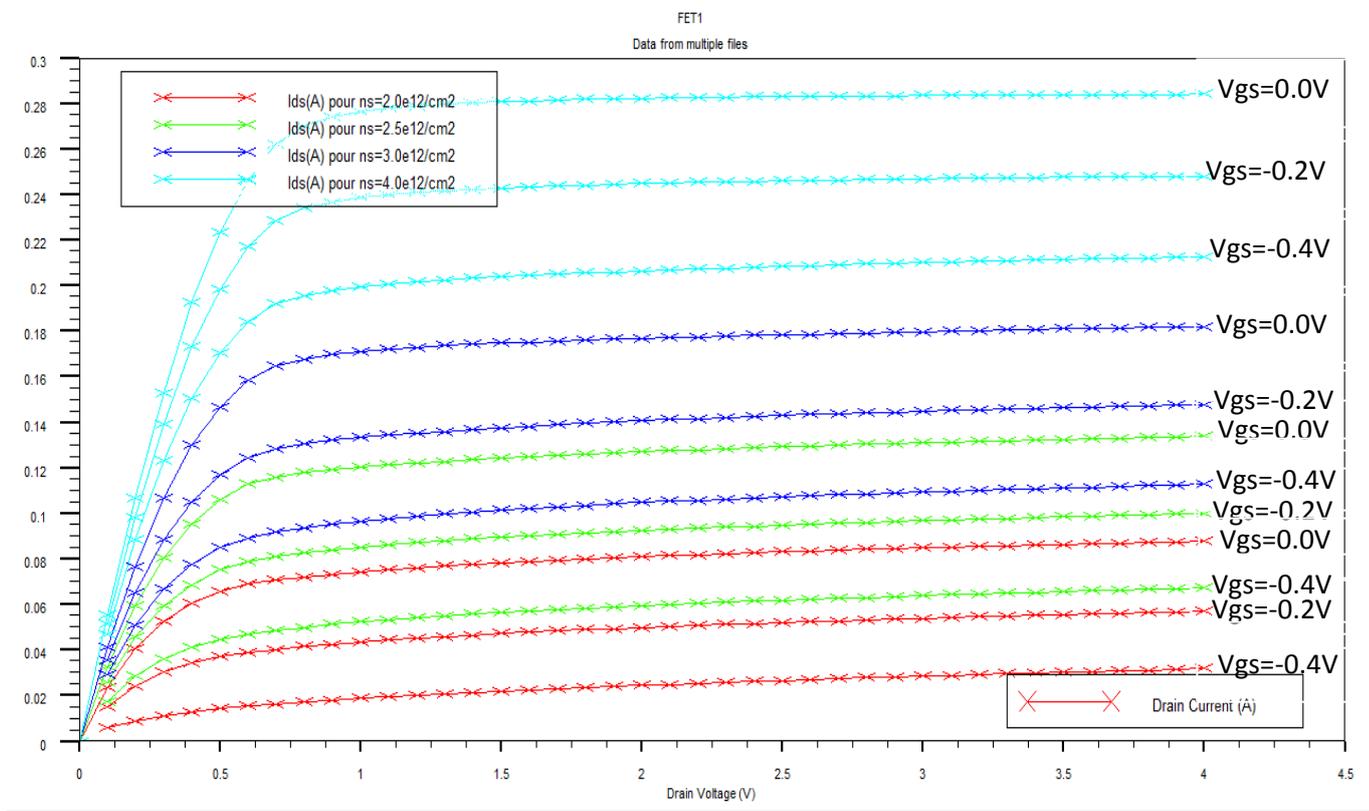


Figure IV.8: L'influence de la densité de dopage delta-dopée (n_s) sur la caractéristique de transfert (I_{ds} - V_{ds}) de transistor AlGaAs/GaAs HEMT à différentes tensions de la grille V_{gs} .

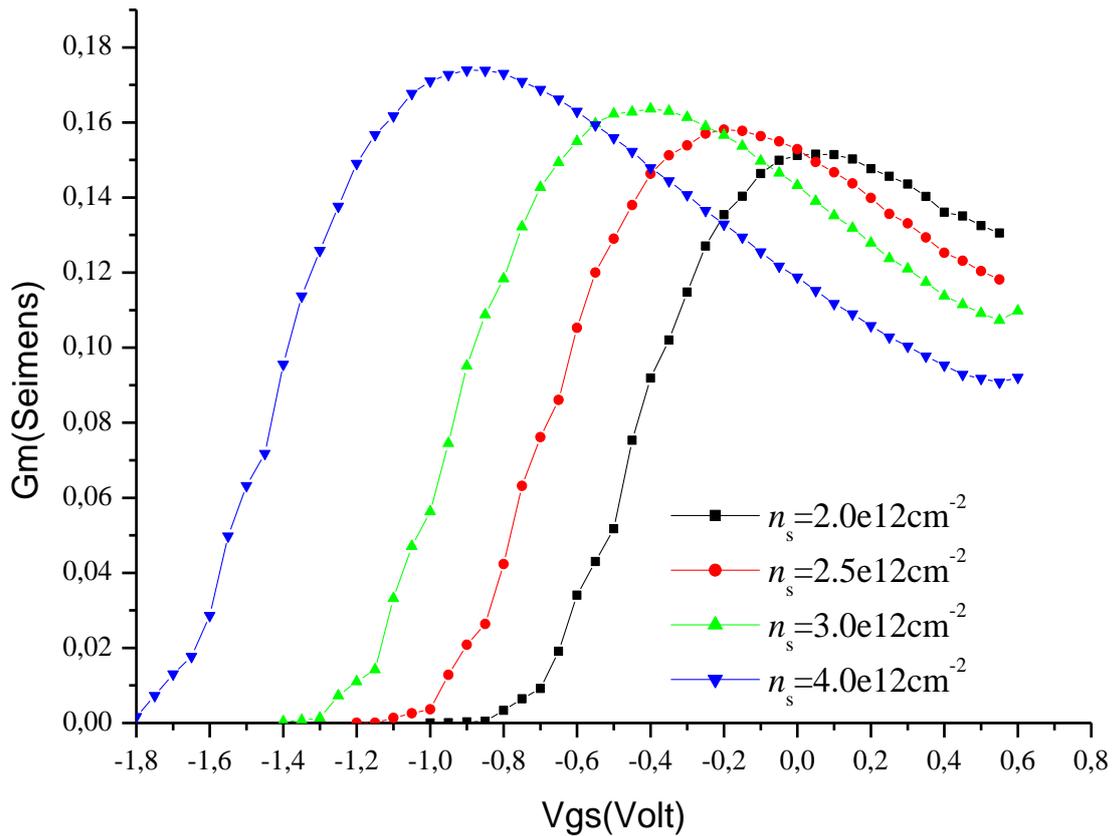


Figure IV.9: L'influence de la densité de dopage delta-dopée (n_s) sur la transconductance Gm de transistor AlGaAs/GaAs HEMT à différentes tensions de la grille Vgs.

Le maximum de la transconductance augmente avec l'augmentation de la densité n_s et se déplace vers des tensions de la grille plus négatives. C'est ce qui traduit la bonne capacité de control des électrons par la grille.

IV.4 L'influence de la technologie structurale sur les performances du transistor

Afin d'avoir une bonne transconductance et par conséquent une bonne performance du transistor hétérostructure, il bien connu qu'on a deux solutions clés. Nous avons étudié le premier cas qui consiste à modeler les propriétés du matériau constituant l'alliage. Et dans cette section, on va explorer la deuxième solution clé qui se manifeste principalement par la grille.

IV.4.1 L'effet de la longueur de la grille sur les performances du transistor

La technologie de la fabrication des hétérojonctions a évolué d'une façon impressionnante durant ces dernières décades. Certainement cela, a beaucoup aidé l'évolution des performances des composants électroniques. Conséquemment, il est bien connu que la réduction de la longueur de la grille est une manière technologique très avantageuse pour l'amélioration des paramètres de transistor et par suite affecte ces caractéristiques de sortie surtout dans le domaine de hautes fréquences.

Selon la figure suivante, il est bien clair que la réduction de la longueur de la grille augmente le courant du canal. Cela est principalement dû à l'augmentation du champ électrique latéral qui est inversement proportionnel à la longueur de la grille selon l'équation suivante

$$E=V/L_g \quad (IV.1)$$

Cette montée du champ E augmente le courant du canal I_{ds} , sachant que ce dernier est principalement un courant d'entraînement J_d (la densité du courant) dont son expression est donnée comme suite:

$$J_d = A \cdot \sigma \cdot E \quad (IV.2)$$

Où σ est la conductivité du canal, A est la surface du canal et V le potentiel.

En plus, cette réduction dans la longueur de la grille améliore les performances du transistor en améliorant sa fréquence de coupure (F_t) selon la relation:

$$F_t = v_{sat}/L_g \quad (IV.3)$$

La figure IV.10 montre d'une manière expressive l'augmentation du courant de drain I_{ds} due à la réduction de la longueur de la grille. La même remarque s'est avérée par la figure IV.11 qui représente l'augmentation du pic de la transconductance (G_{mmax}) en fonction de la tension de la grille sous l'influence de la longueur de cette dernière. On peut clairement constater que la capacité de commande de la grille s'améliore fur à mesure la longueur diminue et le maximum de G_m varie de 110mS à $V_{gs} = 0.2$ Volt pour $l_g = 1\mu m$, à la valeur 135mS à $V_{gs} = 0.0$ Volt pour $l_g = 0.5\mu m$ à la valeur 160mS à $V_{gs} = -0.18$ Volt pour $l_g = 0.3\mu m$.

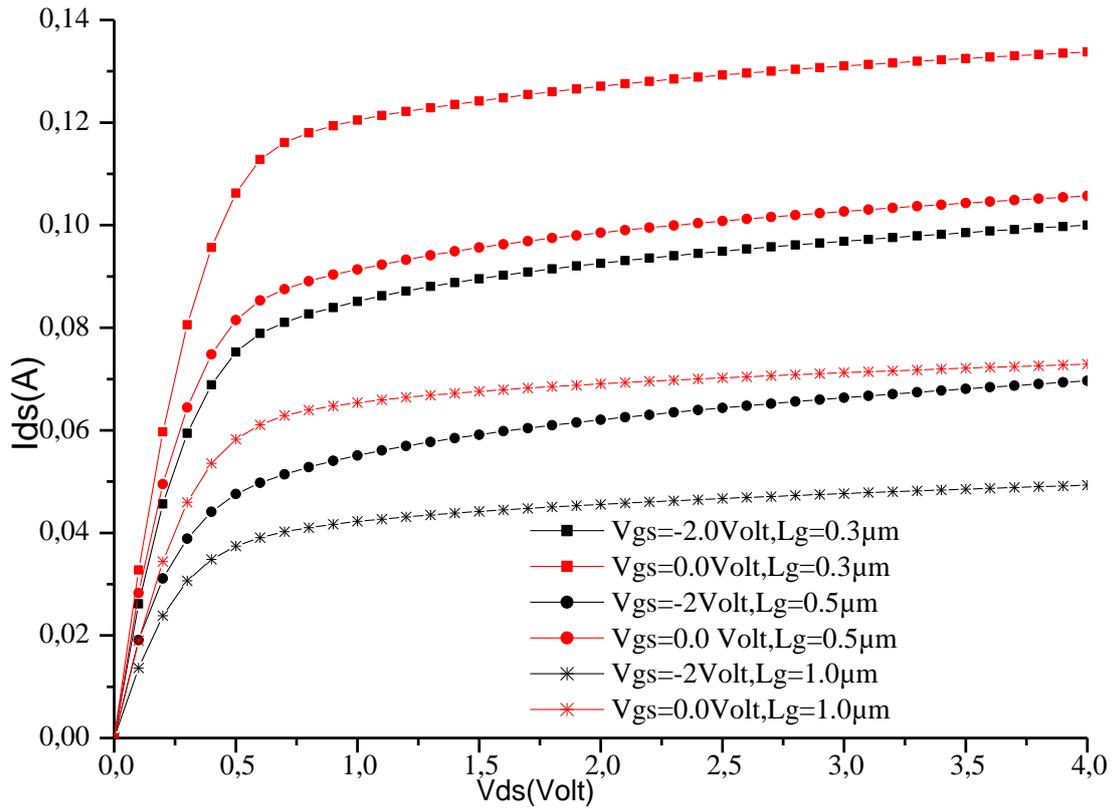


Figure IV.10: L'effet de la longueur de la grille sur les caractéristiques courant-tension (I_{ds} - V_{ds}) du transistor AlGaAs/GaAs HEMT.

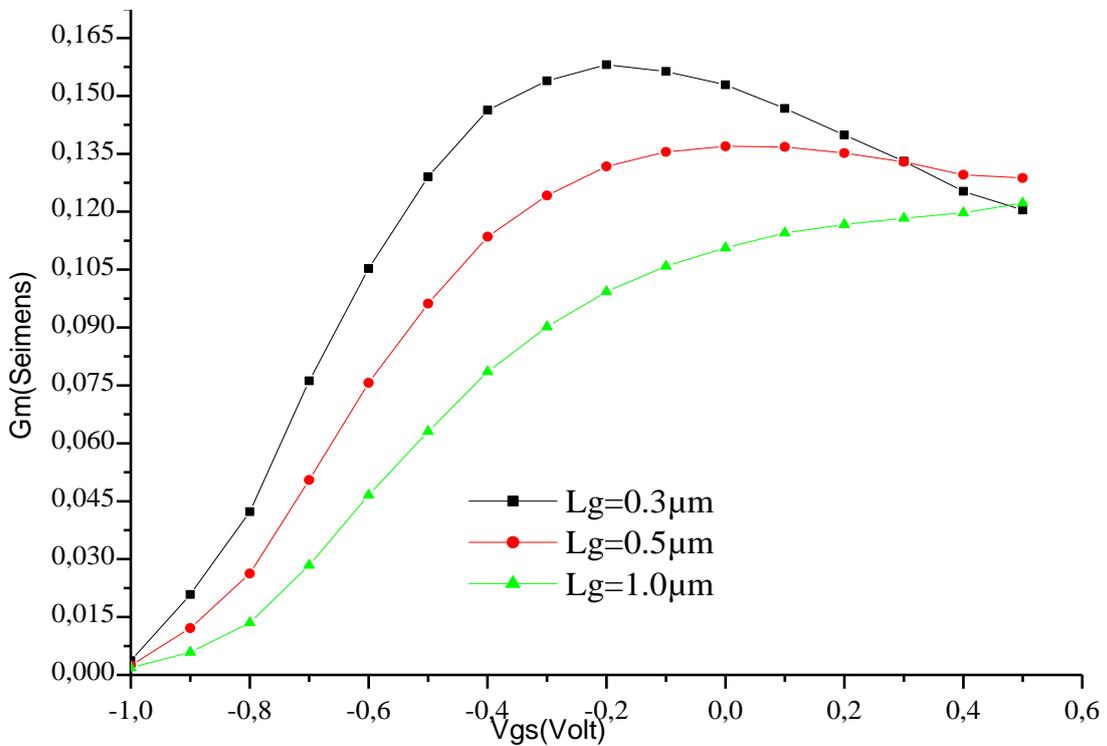


Figure IV.11: L'effet de la longueur de la grille sur la transconductance .vs. tension de grille (G_m - V_{gs}) du transistor AlGaAs/GaAs HEMT.

IV.4.2 L'effet de profondeur de la grille

La caractéristique de transfert du transistor pour différents profondeurs de la grille est représentée par la figure IV.12. La première observation tirée de cette figure est que tant la profondeur augmente, le courant diminue, cela est dû principalement car la grille est enfoncée dans le canal (GaAs) ce qui réduit l'épaisseur de cette dernière.

La transconductance en fonction de la tension pour les mêmes profondeurs de la grille est représentée par la figure IV.13. Puisque la transconductance est la variation du courant drain par rapport la tension de la grille, elle est essentiellement relié a la tension de la grille, et tant la grille est proche du canal, elle acquit une meilleur capacité de contrôle d'électrons.

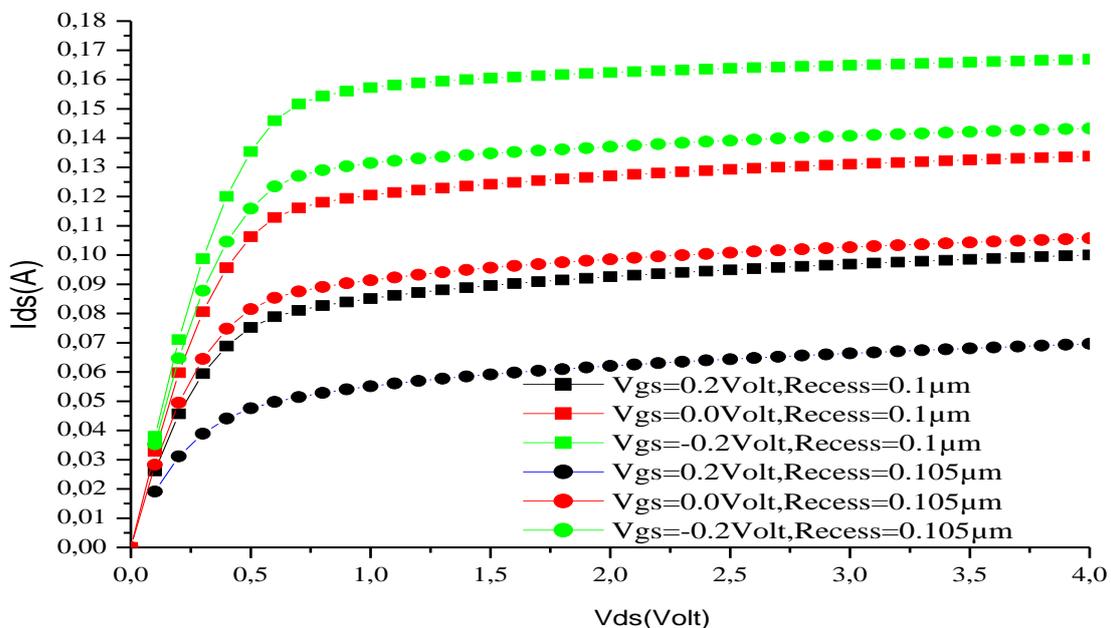


Figure IV.12: L'effet de la profondeur de la grille sur les caractéristique (I_{ds} - V_{ds}) du transistor AlGaAs/GaAs HEMT.

D'après la figure IV.13, on peut avoir une transconductance maximale pour la profondeur grille à $0,105\mu\text{m}$ dans la couche AlGaAs égale à $158,1\text{mS}$ à $V_{gs}=-0,2\text{Volt}$ comparé a celle de profondeur $0,100\mu\text{m}$ qui atteint seulement la valeur maximale $G_{m\text{max}}=136,96\text{ mS}$ à $V_{gs}=0\text{Volt}$.

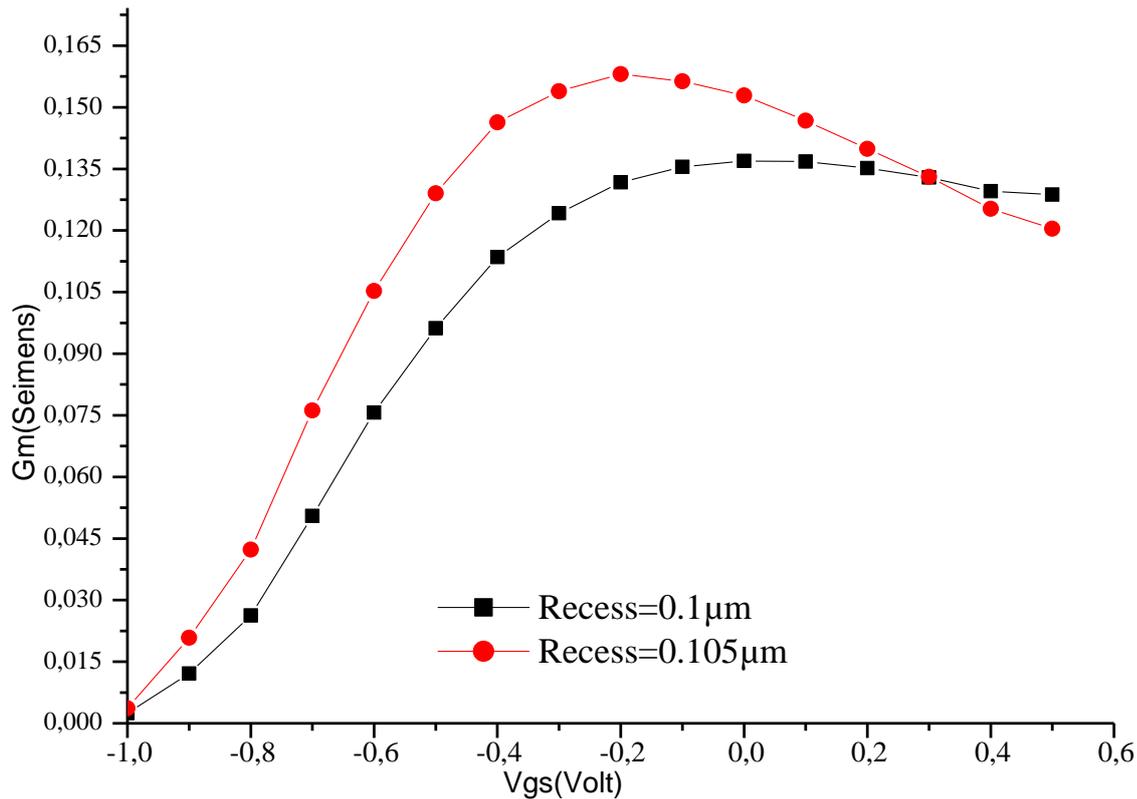


Figure IV.13: L'effet de la profondeur de la grille sur la transconductance .vs. tension de grille (Gm-Vgs) du transistor AlGaAs/GaAs HEMT.

IV.5 Résumé

Dans cette partie de mémoire, nous avons étudié la structure de transistor AlGaAs/GaAs HEMT par la simulation en Silvaco-Mercury environnement. Les caractéristiques courant-tension et transconductance-tension ont été exploré pour différents paramètres physiques (matériau : la fraction molaire d'Aluminium et la densité delta-dopé) et ceux technologiques (longueur, profondeur de la grille).

Les résultats obtenus dans ce chapitre montrent bien que ces paramètres ont une forte influence sur les performances d'un transistor à effet de champ HEMT à base de GaAs.

2014
2014

Conclusion général
Conclusion général

Conclusion générale

Les semiconducteurs sont devenus le support privilégié de l'information et de communication. Ils fondent les hétérojonctions telles que les transistors à effet de champ HEMT. Afin d'effectuer les meilleurs choix technologiques pour l'optimisation d'une hétérostructure, il est nécessaire d'étudier les différents paramètres internes du transistor, tels que la configuration des contacts, les dopages dans les différentes couches, l'épaisseur de la couche donneuse AlGaAs et le taux d'Aluminium, sur les caractéristiques électriques afin d'obtenir un dispositif d'un bon fonctionnement.

Le travail présenté dans ce mémoire a pour objet de prendre part à l'optimisation des paramètres qui contribuent à la caractérisation d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans différentes hétérostructures à base de AlGaAs/GaAs. Nous avons utilisé le logiciel Silvaco afin de simuler les performances du transistor. La simulation est basée sur une modélisation physique bidimensionnelle qui tient en compte les équations physiques qui décrivent la population et le transport des porteurs à travers le volume du dispositif.

Les performances étudiées sont basées sur l'étude et la représentation des caractéristiques de transfert. L'effet de l'augmentation de la fraction d'Aluminium a été étudié sur les caractéristiques courant-tension et transconductance G_m - V_{gs} . L'avantage de cette augmentation est limité pour cause d'introduire des pièges.

L'efficacité du transfert des électrons à partir de la couche delta-dopée dans le canal AlGaAs est importante pour une meilleure capacité de commande d'électrons par la grille. L'effet de croître la densité de dopage (n_s) delta-dopée sur la caractéristique de transfert (I_{ds} - V_{ds}) et la transconductance *vs.* tension grille est avantageusement rentable puisque si l'efficacité de transfert d'électrons est faible, il y aura un grand nombre d'électrons résidant dans la couche delta-dopée qui vont réagir comme une couche d'écran des électrons et par conséquent, affaiblissent la capacité de contrôle de la grille.

La réduction de la longueur de la grille est une manière technologique favorisée pour but d'améliorer des paramètres de transistor ainsi ses performances. Elle commande directement le potentiel et par suite le champ latéral dans le canal et donc le courant. Ce paramètre (longueur de la grille) affecte bien le courant et la transconductance et par conséquent la fréquence de coupure. L'influence de la profondeur de l'enfoncement de la grille a été aussi exploré et que l'accroître offre une bonne maîtrise de commande pour la grille et par suite améliore les caractéristiques de transfert de l'hétérostructure HEMT de AlGaAs/GaAs.

Nous signalons que les résultats représentés dans ce manuscrit sont en bon accord avec ceux publiés expérimentalement ou modélisés. Il serait souhaitable d'approfondir encore plus l'étude du transistor, en quête de meilleurs résultats. On pourrait utiliser le ternaire InGaAs comme un canal qui admet un meilleur accord de maille avec GaAs, et diminuer les dimensions du dispositif pour aller vers la «Nanotechnologie ».

2014
2014

Bibliographie
Bibliographie

- [01] W. Schokley « A unipolar field effect transistor », Proc IEEE, Vol 40, 1952.
- [02] C. A Mead « Schottky barrier gate field effect transistor », Proc IEEE, Vol 54, 1966.
- [03] W W.Hooper and W.L.Lehrer « An epitaxial GaAs field effect transistor », Proc.IEEE, Vol 55, 1967.
- [04] Rachid Khlil. Étude d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension et bruit basses fréquences en température l'Université de Reims Champagne-Ardenne Soutenu le 16 mai 2005.
- [05] Semiconducting and other major properties of gallium arsenide J. S. Blakemore J. Appl. Phys. 53 (10), pp. R123-R181, octobre 1982.
- [06] S. M. Sze, physic of semiconductor devices , Ed. INC. J.Willy et Sons, New York 1981.
- [07] Semiconductor parameters. Volume II Ternary and quaternary III-V compounds. Édité. M Levinshtein, S Rummyantsev (Ioffe Institute) & M Shur (1998).
- [08] [Adachi; 1985] Adachi S, "GaAs, AlAs, and Al_xGa_{1-x}As@B: Material parameters for use in research and device applications", J Appl Phys.58:1-29, 1985.
- [09] Experiments on Ge-GaAs heterojunctions. R. L. Anderson. Solid-State Electronics. 5 (5), pp. 341-344, septembre-octobre 1962.
- [10] Low temperature electronics-Physics, Devices, Circuits, and applications. E. A. Gutierrez-D, M. J. Deen, C. L. Claeys. Édité. Academic Press. 2001
- [11] E. Gallucci, S. Ermeneux, C. Goutaudier M. Th. Cohen-Adad, and G. Boulon. Opt. Mat., 193, 2001.
- [12] J. Czochralski, Z. Physik Chem. 92 (1918) 219.
- [13] M. Maher Soueidan "Croissance hétéroépitaxiale du SiC-3C sur substrats SiC hexagonaux; Analyses par faisceaux d'ions accélérés des impuretés incorporées" thèse doctoral décembre 2006.
- [14] Pascal Turban "Epitaxie de films minces métalliques : (i) Relaxation élastique pendant la croissance pseudomorphe (ii) Epitaxie d'hétérostructures NiMnSb/MgO/NiMnSb pour l'électronique de spin" these doctoral 18 juin 2001.
- [15] Noura A.Abdeslam " transistor en GaAs " mémoire magister.
- [16] H. Mathieu Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, 4eme Edition, Masson, Paris 1998.
- [17] Yazid BEDDIAFI Modélisation d'un transistor MESFET en GaAs en utilisant le simulateur atlas-silvaco Soutenu publiquement le 03 juillet 2013.
- [18] Solid State Electronic Devices B.G. Streetman, Prentice Hall. Édité. John Wiley & Sons, Inc. 1980.

- [19] Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of modulation-doped field-effect transistors. K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, Hadis-Morkoc. *IEEE-Transactions-on-Electron-Devices*. 30 (3), pp. 207-212, mars 1983.
- [20] Electron energy levels in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterojunctions F. Stern, S. D. Sarma. *Physical-Review-B-Condensed-Matter*. 30 (2), pp. 840-848, juillet 1984.
- [21] Classical versus quantum mechanical calculation of the electron distribution at the n-AlGaAs/GaAs heterointerface. J. Yoshida. *IEEE-Trans. Electron Devices*. 33 (1), pp. 154-156 janvier 1986.
- [22] Model for modulation doped field effect transistor. T.J. Drummond, H. Morkoc, K. Lee, M. Shur. *IEEE-Electron-Device-Letters*. 3 (11), pp. 338-341, novembre 1982.
- [23] Evidence for screening effects on the 1/f current noise in GaAs/AlGaAs modulation doped field effect transistors. M. A. Py, H. J Buehlmann. *J. Appl. Phys.* 80 (3), pp. 1583-1593, aout 1996
- [24] Nonlinear charge control in AlGaAs/GaAs modulation-doped FETs. W. A. Hughes et C. M. Snowden. *IEEE-Trans. Electron Devices*. 34 (8), pp. 1617-1625, août 1987.
- [25] D. Truyen, Etude par simulation composant 3D des effets singuliers SEU et SET induits par ions lourds sur le noeud technologique CMOS bulk 180 nm, thèse de doctorat, Université de Montpellier II, 2007
- [26] ATLAS user's manual, SILVACO international, 2007
- [27] M. Kotha, Optically triggered thyristor for capacitor discharge applications, memoir de Master, University of Missouri-Columbia, 2007.

Résumé :

Dans ce travail, nous avons mené une étude des caractéristiques de transfert DC et RF d'un transistor à effet de champ AlGaAs/GaAs HEMT. Nous exposons les résultats de la simulation numérique bidimensionnelle sous l'influence de différents paramètres technologiques tels que longueur et enfoncement de la grille. Aussi sous l'effet des propriétés de matériau autant que le dopage du canal et la fraction molaire d'Aluminium dans l'alliage AlGaAs. La simulation de la structure est faite en utilisant le logiciel TCAD (Technical computer Aided Design) Silvaco-Mercury. L'étude a permis d'évaluer les relations entre les paramètres de sortie de transistor et ceux de la physique de l'hétérojonction. L'augmentation de la fraction molaire d'Aluminium a clairement diminué le courant I_{ds} et le maximum de la transconductance G_{mmax} , cela est dû à la diminution de la densité n_s (2DEG). L'efficacité du transfert des électrons à partir de la couche delta-dopée (n_s) dans le canal AlGaAs offre une meilleure capacité de commande d'électrons par la grille. Cependant le fait de croître la densité de dopage (n_s) améliore la caractéristique de transfert (I_{ds} - V_{ds}) et la transconductance en fonction de la tension grille. La réduction de la longueur de grille et la modération de l'enfoncement de cette électrode jouent un rôle propice en amélioration des performances de transistor à effet de champ. Les résultats obtenus ont été présentés, discutés et sont affirmés avec ceux de l'expérience existant dans la littérature.

Mots clés: HEMT, AlGaAs/GaAs, gaz 2DEG, transconductance, Simulation, Silvaco-Mercury.

Abstract :

In this manuscript, we carried out a study of the DC and RF transfer characteristics of a field effect transistor AlGaAs/GaAs HEMT. We present the results of two-dimensional numerical simulation for various technological parameters such as length and recess of the gate. Also under the effect of material properties as the channel doping and the mole fraction of Aluminum in AlGaAs alloy. The simulation of the structure is done using the TCAD (Technical computer Aided Design) software Silvaco -Mercury. The study assessed the relationship between the transistor output parameters and those of the physics of the heterojunction. Increasing the mole fraction of Aluminum clearly decreased the current I_{ds} and the maximum of transconductance G_{mmax} , this is mainly due to the density reducing n_s (2DEG). The efficiency of electron transfer from the delta- doped layer (n_s) in the AlGaAs channel provides a greater ability to the gate control electron. However the fact of increasing the doping density (n_s) improves the transfer characteristics (I_{ds} - V_{ds}) and the transconductance versus the gate voltage. The reduction of the gate length and the moderation of the recess of the electrode play a suitable role in improving the performance of the field effect transistor. The results were presented, discussed and are affirmed with those of the existing experience in the literature.

Key Words: HEMT, AlGaAs/GaAs, gaz 2DEG, transconductance, Simulation, Silvaco-Mercury.

