



Université Mohamed Khider de Biskra  
Faculté des Sciences Exactes et des Sciences de la Nature et de la Vie  
Department des Sciences de la Matière

# MÉMOIRE DE MASTER

Domaine des Sciences Matière  
Filière de Physique  
Spécialité physique énergétique et énergies renouvelables

Réf. : Entrez la référence du document

---

Présenté et soutenu par :  
**Selma Benhamza**

Le : jeudi 27 juin 2019

## Simulation d'un transistor MESFET en GaAs en utilisant le simulateur Atlas-Silvaco

---

### Jury :

Mme. Bariza Boudour	<b>M.C.B</b> Université Med Khider-Biskra	Président
Mme. Ouahiba Boudib	<b>M.A.A</b> Université Med Khider-Biskra	Rapporteur
Dr. Toufik Tebermacine	<b>M.C.A</b> Université Med Khider-Biskra	Examineur

# *Dédicace :*

*Je dédie ce modeste travail*

*A mes chers parents*

*A mes frères et mes sœurs*

*A toute ma famille*

*A mon encadreur Mme Ouahiba Boudib.*



## REMERCIEMENT :

Je tiens à remercier chaleureusement Madame **Boudib Ouahiba**,  
directrice de ce mémoire, pour le soutien qu'elle m'a accordé et  
pour sa gentillesse. Ses conseils et ses orientations ainsi que sa rigueur  
scientifique ont contribué à la réalisation de travail.

Je suis très honoré que madame **B. Boudour** ait accepté d'être  
présidente du jury, également Je tiens à remercier Dr. **T. Tebermacine**  
, d'avoir accepté d'être membre du jury.

Mes profonds remerciements vont également à tous les enseignants de  
l'université de Biskra.

Enfin, Je tiens aussi à exprimer ma reconnaissance à ceux qui m'ont  
apporté leur soutien à certaines étapes de mon travail de près ou de loin.

# ***SOMMAIRE:***

Dédicace.....	i
Remerciement.....	ii
<b>Introduction général.....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre I : Généralités sur le transistor MESFET (GaAs).....</b>	<b>2</b>
I.1 Introduction .....	2
I.2 Arséniure de gallium (GaAs).....	2
I.2.1 structure cristalline.....	3
I.2.2 Propriétés électroniques GaAs.....	3
I.3 Fabrication du substrat semi-isolant GaAs.....	5
I.4 Le contact métal semi-conducteur.....	5
I.4.1 Diagramme des bandes d'énergies .....	6
I.4.2 Barriere de potentiel et zone de charge d'espace.....	9
I.4.3 Courants dans la diode Schottky.....	10
I.4.4 Le claquage par avalanche.....	12
I.5 Capacité d'entrée.....	12
I.6 Le transistor MESFET GaAs.....	13
I.6.1 Structure du MESFET GaAs.....	13
I.6.2 Le principe de base du MESFET.....	15
<b>Chapitre II : Analyse du transistor à effet de champ MESFET GaAs.....</b>	<b>20</b>
<b>GaAs.....</b>	<b>20</b>
II.1 Introduction.....	20
II.2 Calcul du potentiel et du champ électrique.....	20
II.3 Equation de fonctionnement du MESFET GaAs.....	24
II.4 Courant de drain dans le canal .....	27
II.5 Effet des paramètres géométriques .....	32

II.6 Effet des paramètres physiques.....	32
II.7 Les phénomènes de pièges.....	32
II.7.1 Phénomène de Gate-Lag.....	32
II.7.2 Phénomène de Self-Backgating.....	33
II.7.3 Phénomène de Backgating.....	35
<b>Chapitre III : Simulateur Atlas-Silvaco.....</b>	<b>36</b>
III.1 Introduction.....	36
III.2 Étapes nécessaires à la simulation.....	36
III.3 Le rôle de la simulation.....	36
III.4 Aperçu sur Atlas-Silvaco.....	37
III.5 Structure de Fichier d'entrée.....	37
III.6 Différents étapes de simulation.....	38
III.6.1 Spécification de la Structure étudiée.....	38
III.6.1.a Spécification de Maillage.....	38
III.6.1.b Spécification des Régions et Matériaux.....	40
III.6.1.c Spécification des électrodes.....	41
III.6.1.d Spécification de Dopage.....	42
III.6.2. Spécifications des Matériaux et des modèles.....	43
III.6.2.a. Interface.....	44
III.6.2.b Spécifications des modèles.....	44
III.6.3.Spécification Méthodes numériques de calcul.....	45
III.6.4 Spécification de Solution.....	45
III.6.4.a.Log.....	45
III.6.4.b Solve.....	46
III.6.4.c Load et Save.....	46
III.6.5.Analyse des résultats.....	46
III.7 Les équations de Base de Semi-conducteur en ATLAS-SILVACO.....	47
<b>Chapitre IV : Résultats et interprétation.....</b>	<b>48</b>
IV.1 Introduction.....	48
IV.2 Model utilisé.....	49

IV.3 Effet des paramètres géométriques.....	49
IV.3.1 Effet de la longueur de grille $L_g$ .....	49
IV.3.2 Effet de l'épaisseur du canal $a_c$ .....	50
IV.4 Effet des paramètres physiques.....	<b>50</b>
IV.4.1 Effet de dopage de canal $N_d$ .....	50
IV.4.2 Effet de la tension de grille $V_g$ .....	51
IV.5 description de la zone déplétion.....	52
IV.6 Influence des pièges donneurs et accepteurs.....	54
IV.6.1 Influence des pièges donneurs.....	55
IV.6.2 Influence des pièges accepteurs.....	56
IV.6.3 Influence des pièges et type de substrat.....	59
<b>Conclusion général</b> .....	<b>60</b>
Références et bibliographiques	

# *Introduction générale*

## Introduction générale

En 1952, le principe du transistor à effet de champ (FET) a été décrit la première fois par William Shockley dans un article célèbre [1]. Il a appelé initialement transistor unipolaire par opposition au transistor bipolaire, on trouve différents structure de FET correspondant à différents contacts de la grille comme JFET, MOSFET et MESFET....

Ce dernier, Le transistor à effet de champ à grille Schottky noté MESFET (métal Semi-conducteur Field Effect Transistors) est un dispositif actif le plus utilisé dans les circuits micro-ondes. Il est proposé à la première fois par Mead en 1966 [2], puis réalisé par Hooper et Lehrer [3]. Depuis cette date de nombreux travaux principalement technologiques ont été effectués pour réaliser des composants de plus en plus performants. Le transistor MEFET l'arséniure de gallium (GaAs) s'est rapidement imposé par ses caractéristiques, haute mobilité électronique, existence d'un substrat semi-isolant [4].

Le travail qui fait l'objet de notre mémoire est de faire une étude les caractéristiques électriques courant - tension de transistor MESFET(GaAs) et déterminer de l'influence des paramètres technologiques et des pièges donneurs et accepteurs sur le courant en utilisant Atlas-Silvaco (TechnicalComputer Aided Design (TCAD)).Ce travail est organisé dans quatre chapitres suivants :

**Dans le premier chapitre**, on présente une description des propriétés principales du matériau GaAs, et des diagrammes d'énergies de contact métal semi-conducteur ainsi que nous introduisons le principe de fonctionnement du MESFET.

**Le deuxième chapitre** présente les caractéristiques statiques du MESFET GaAs, en présentant une analyse analytique, prenant en compte l'effet des paramètres géométriques et physique et des pièges.

**Le troisième chapitre** est une étude détaillé sur le simulateur TCAD Atlas-Silvaco, étapes de simulation ; modèles implanter ; caractéristiques de ce simulateur.

**Le quatrième chapitre** est réserve pour les différents résultats obtenus avec des interprétations.

Enfin, on présent conclusions générales et biographiques.

# ***Chapitre I***

## ***Généralités sur le transistor MESFET (GaAs)***

## Généralités sur le transistor MESFET (GaAs)

### I.1 Introduction :

Le transistor à effet de champ dénommé TEC ou FET (Field Effet Transistor en anglais) sont dispositifs unipolaire, c'est-à-dire qu'un seul type de porteur intervient, soit des électrons ou des trous. Ces dispositifs sont la plus large de l'activité dans le domaine microélectronique moderne. On trouve plusieurs types des structures de FET correspondant à différents contacts de grille ont été élaborées [1] par exemples: JFET pour la grille à jonction PN (**J**unction **F**ield **E**ffect **T**ransistor), ou soit MOSFET la grille est isolée par couche d'oxyde (**M**étal **O**xyde **S**emi-conducteur **F**ield **E**ffect **T**ransistor) ou bien il y a de barrière de Schottky MESFET (**M**étal **S**emi-conducteur **F**ield **E**ffect **T**ransistor).

Dans ce chapitre, on présente les propriétés physiques et électriques de matériau GaAs et nous introduisons aussi les techniques de fabrication de substrat semi isolant GaAs. Par la suite nous étudierons le diagramme des bandes d'énergies et les types de contact métal semi- conducteur. A la fin, on présente la structure de transistor MESFET GaAs et son fonctionnement et applications.

### I.2 Arséniure de gallium (GaAs):

Le GaAs est un matériau semi-conducteur privilégié pour la puissance haute fréquence en circuits intégrés. Il utilisé en particulier pour réaliser des composants micro-ondes et des composantes optoélectroniques diodes électroluminescentes infrarouges ou des cellules photovoltaïques parce que il possède de nombreux avantages [5].

- la mobilité des électrons six fois plus élevée que le silicium.
- on peut obtenir des substrats semi isolants facilitant la fabrication des circuits grâce à une bonne isolation entre les différents éléments.

Mais l'inconvénient majeur du GaAs est son coût élevé. Par exemple, les circuits intégrés en arséniure de gallium sont beaucoup plus cher.

## I.2 La structure cristalline :

GaAs présente une structure cristallographique de la blende de zinc qui se compose de deux réseaux cubiques à face centrée (FCC) déplacée par un vecteur  $(a_0/4, a_0/4, a_0/4)$ , avec  $a_0$  étant la longueur de l'arête du cube élémentaire ( $a_0 = 5.653 \text{ \AA}$ ), le premier réseau se compose entièrement d'atome Ga et l'autre d'atomes As. La figure I.1 présente la structure cristalline du GaAs [6].

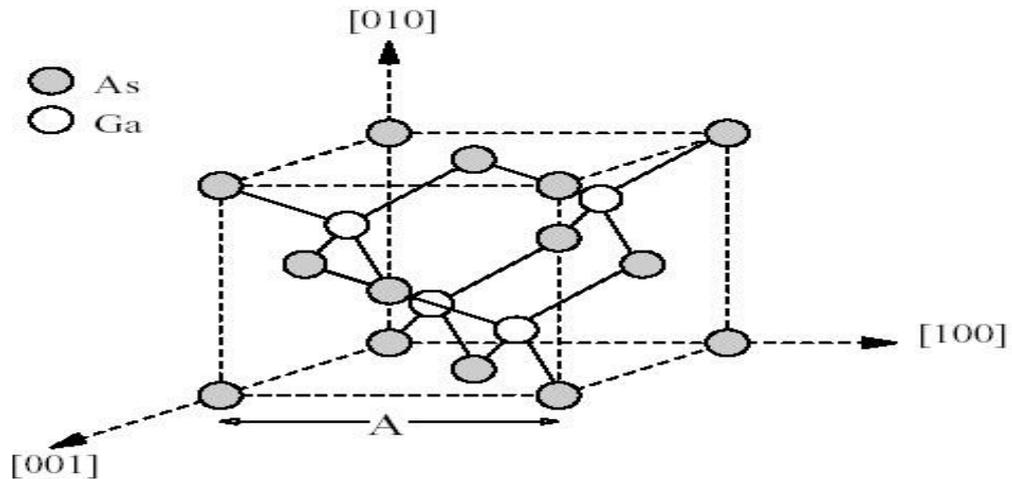


Figure I.1: Structure cristalline du GaAs.

### I.2.2 Propriétés électroniques GaAs:

La structure de bande directe du *GaAs*, lui confère des propriétés électroniques intéressantes [7] :

- ✓ Il se prête facilement à la réalisation de diodes Schottky de hauteur de barrière élevée à partir de métaux divers qui rendent possible la fabrication de transistors à effet de champ à jonction métal-semi-conducteur (MESFET).
- ✓ Il permet, par l'épitaxie d'un composé ternaire (par exemple Ga-Al-As de largeur de bande différente), de réaliser des composants nouveaux tels que le transistor à effet de champ à gaz d'électrons bidimensionnel (HEMT), ou encore les transistors bipolaires à hétérojonctions HBT.

- ✓ Les propriétés de transport électronique du **GaAs** sont remarquables : mobilité très élevée ( $8000 \text{ cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1}$  pour un matériau peu dopé), vitesse de saturation élevée ( $2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ ) obtenue pour un champ électrique trois fois plus faible que pour le silicium. Ces propriétés garantissent l'obtention de vitesses de commutation élevées sous de faibles consommations [Tableau I -1] [6].
- ✓ De par sa grande largeur de bande interdite, le **GaAs** peut être obtenu sous forme d'un semi-isolant de haute résistivité ( $10^7$  à  $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$ ). L'épitaxie ou l'implantation de la couche active dans ce semi-isolant, permet d'assurer l'isolation inter dispositif et ainsi, d'offrir des capacités parasites entre les dispositifs et le plan de masse extrêmement faibles.

Propriétés du GaAs à 300K°	Valeur	
Structure cristalline	Zinc blinde	
Poids atomique	144,63	g/mole
Structure de la bande interdit	Directe	
Largeur de bande interdit	$E_g = 1,424$	eV
Permittivité	11,6	pF/cm
Conductivité thermique	0.45	w/cm. k
Mobilité des électrons	8500	$\text{Cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Mobilité des trous	400	$\text{Cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Vitesse maximal des électrons	$2 \cdot 10^7$	$\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$
Champ électrique de saturation	10	k. v/cm

Tableau I.1 : caractéristiques du GaAs

### **I.3 Fabrication du substrat semi-isolant GaAs :**

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) [7].

#### ➤ **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 B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> pour éviter l'évaporation de l'Arséniure, le germe résulte est mise en rotation au bout d'un creuset. Le matériau liquide se solidifie dans un état ordonné orienté par le germe [8].

#### ➤ **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 réalisée 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 [9].

### **I.4 Le contact métal semi-conducteur:**

L'hétérojonction métal-semi-conducteur est fondamentale pour la réalisation des composants semi-conducteurs. Elle se présente sur tous les dispositifs sous forme de

contact ohmique pour assurer la connexion entre la "puce" et le boîtier. Elle peut également se comporter comme un contact redresseur de l'électrode de grille d'un transistor à effet de champ [10].

#### I.4.1 Diagramme des bandes d'énergies:

Pour étudier la jonction métal-semi-conducteur, il faut connaître [11]:

- le travail de sortie du métal ( $e\phi_m$ ) :

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

- l'affinité électronique du semi-conducteur ( $e\chi$ ):

C'est l'énergie nécessaire pour libérer un électron du bas de la bande de conduction d'un semi-conducteur et l'amener au niveau du vide.

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

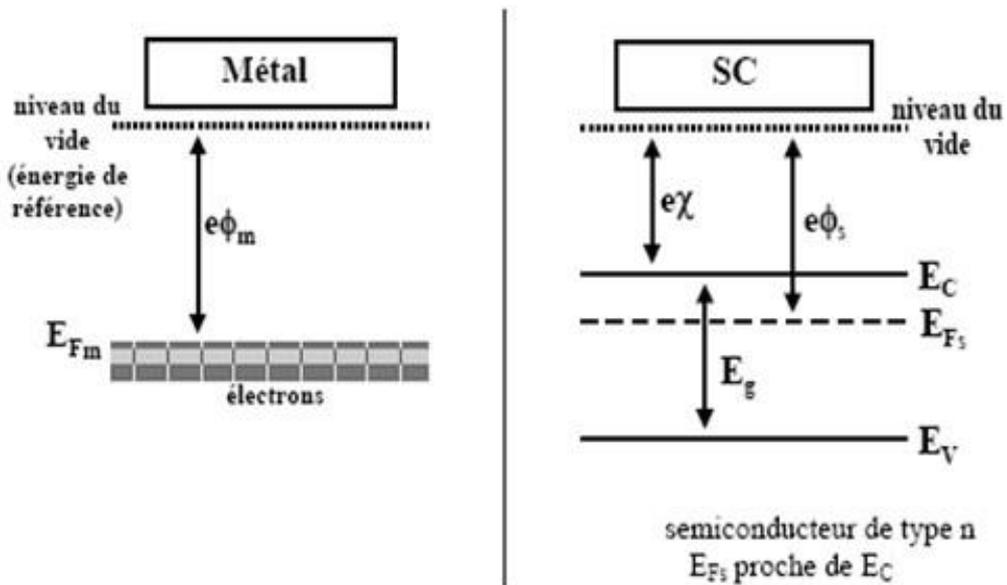


Figure I.2 : Les niveaux d'énergie du métal et du semi-conducteur.

Lorsqu'un métal et un semi-conducteur sont en contact, il existe à l'interface une barrière de potentiel donnée par [12]:

$$E_b = e\phi_m - e\chi \quad (I.1)$$

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

- soit  $\phi_m \geq \phi_s$ : Cas qui correspond à contact redresseur (barrière de Schottky).
- soit  $\phi_m < \phi_s$ : Cas qui correspond à contact ohmique.

• **Contact Ohmique ( $\phi_m < \phi_s$ ):**

Lorsque les deux matériaux (métal et semi-conducteur) sont mis en contact, le travail de sortie du métal étant inférieur à celui du semi-conducteur, les électrons sortent du métal pour entrer dans le semi-conducteur et font apparaître ainsi dans le métal un déficit d'électrons, localisé à la surface, et dans le semi-conducteur une zone d'accumulation très peu étalée. Il en résulte une courbure vers le bas, des bandes de valence et de conduction (figure I.3).

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

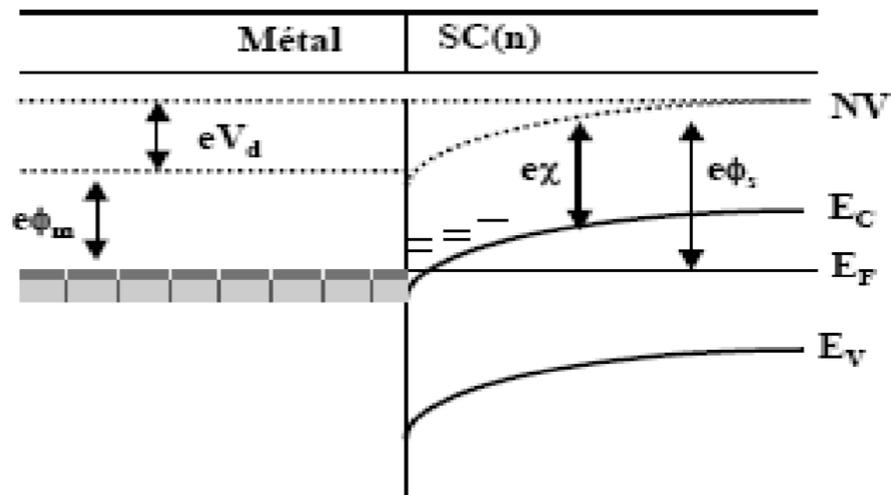


Figure I.3 : Niveau d'énergie lorsque  $\phi_m < \phi_s$ . ( $V_d$  : tension de diffusion).

**Contact redresseur ( $\varphi_m \geq \varphi_s$ ):**

Lorsque les deux matériaux sont en contact et que, à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi s'alignent, les états d'énergie peuplés des plus hauts en énergie sont dans le semi-conducteur. Il y a donc des états d'énergie plus faibles vides dans le métal. Un certain nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal d'où le phénomène d'accumulation et désert le semi-conducteur loin de l'interface métallurgique pour créer la zone de charge d'espace, un champ électrique interne va se créer pour lutter contre cette diffusion, un équilibre va se créer et le phénomène va s'arrêter. On aboutit alors à l'équilibre schématisé Par la figure I.4. On voit que dans ce cas, la barrière à l'interface commande le passage du courant du métal vers le semi-conducteur et vice versa : on se trouve dans le cas d'un contact redresseur ou barrière de Schottky. Nous n'étudierons que le cas qui nous intéresse en tant que composant non linéaire, c'est à dire le cas du contact redresseur.

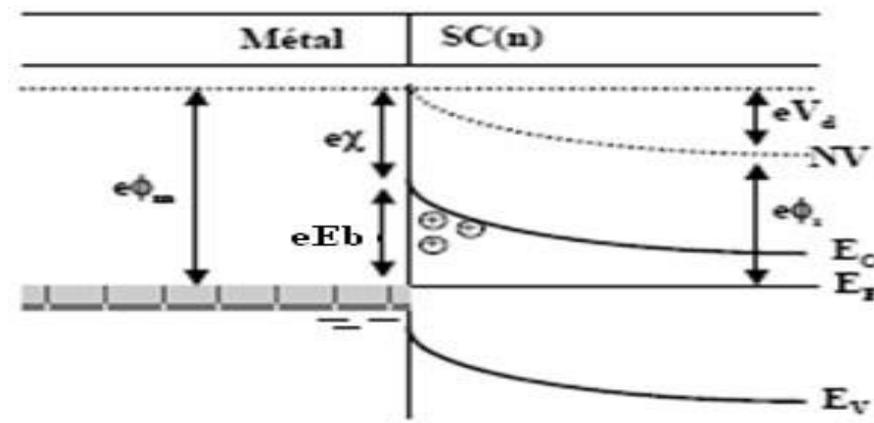


Figure I.4: Les niveaux d'énergie de la jonction métal semi-conducteur  $\varphi_m > \varphi_s$

**Remarque:**

La nature d'un contact semi-conducteur (p)-métal, est tout à fait différente de celle d'un contact avec un semi-conducteur (N):

- Il est:
- ohmique si  $\varphi_m > \varphi_s$
  - Redresseur si  $\varphi_m < \varphi_s$

### I.4.2 Barriere de potentiel et zone de charge d'espace:

Considérons la structure métal semi-conducteur de type N, avec  $\varphi_m \geq \varphi_s$ . On obtient la distribution du potentiel dans la zone de charge d'espace en intégrant l'équation de Poisson. Nous supposons que le semi-conducteur est homogène, avec une densité de porteurs que nous appellerons  $N_d$  pour alléger l'écriture. Nous admettrons que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante et que la densité d'état d'interface est négligeable. Nous ferons l'hypothèse de la zone de charge d'espace vide de porteurs et nous appellerons  $h$  la largeur de cette zone. Ainsi la densité de charges dans le semi-conducteur s'écrit [13]:

$$\begin{cases} \rho(y) = qN_d & 0 < y < h \\ \rho(y) = 0 & y > h \end{cases} \quad (I.2)$$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2V}{dy^2} = \frac{qN_d}{\varepsilon} \quad (I.3)$$

Où  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_{GaAs}$

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

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = \frac{-qN_d}{\varepsilon}(y - h) \quad (I.4)$$

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

l'interface est:

$$E_s = \frac{-qN_d h}{\varepsilon} \quad (I.5)$$

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

$$V(y) = \frac{-qN_d}{\varepsilon} \left( \frac{y^2}{2} - hy \right) \quad (\text{I.6})$$

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

$$qV_{bi} = q\varphi_m - q\varphi_{s_m} \quad (\text{I.7})$$

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

$$V_{bi} = V(y = h) - V(y = 0) = \frac{-qN_d}{\varepsilon} \left( \frac{h^2}{2} - h^2 \right) = \frac{qN_d}{2\varepsilon} h^2 \quad (\text{I.8})$$

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

$$h = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} V_{bi} \right]^{1/2} = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} (\varphi_m - \varphi_s) \right]^{1/2} \quad (\text{I.9})$$

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

$$h(V) = [2\varepsilon/qN_d(V_{bi} - V)]^{1/2} \quad (\text{I.10})$$

### I.4.3 Courants dans la diode Schottky :

#### ➤ Polarisation directe

Les deux phénomènes principaux d'une polarisation en direct [14]:

- **émission thermoïonique** : passage des électrons au-dessus de la barrière de potentiel
- **effet tunnel** : les électrons passent au travers de la barrière, effet quantique (second ordre)

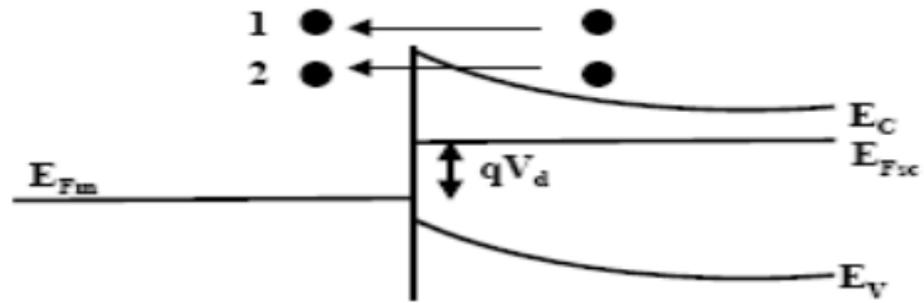


Figure I.5 : Schéma de déplacement des porteurs à l'interface

### ➤ Polarisation inverse

Les phénomènes sont équivalents, à part que la hauteur de barrière vue par les électrons de métal reste quasiment constante en fonction de la polarisation (c'est la valeur  $qE_b$ ).

Ainsi, la composante principale correspond au courant thermoïonique.

Ce résultat s'obtient en intégrant, dans l'espace des vitesses, la densité d'électrons se déplaçant sous l'action du champ électrique. On obtient une relation de la forme [14]:

$$J_{sc \rightarrow m} = J_s \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) \quad (I.11)$$

Avec  $J_s = A^*T^2 \exp\left(-\frac{qE_b}{KT}\right)$  et  $A^* = \chi = \frac{4\pi q k^2 m^*}{h^3}$  ( $A^*$  : Constante de Richardson)

Dans l'autre sens, en première approximation, la hauteur de barrière ne varie pas et le courant est quasiment constant. Par annulation du courant à l'origine :

$$J_{M \rightarrow sc} = -J_s \quad (I.13)$$

Le courant total est donc, pour des tensions raisonnables supérieures à la tension d'avalanche  $V_{br}$ .

$$J = J_s \left(\frac{qV}{KT} - 1\right) \quad (I.14)$$

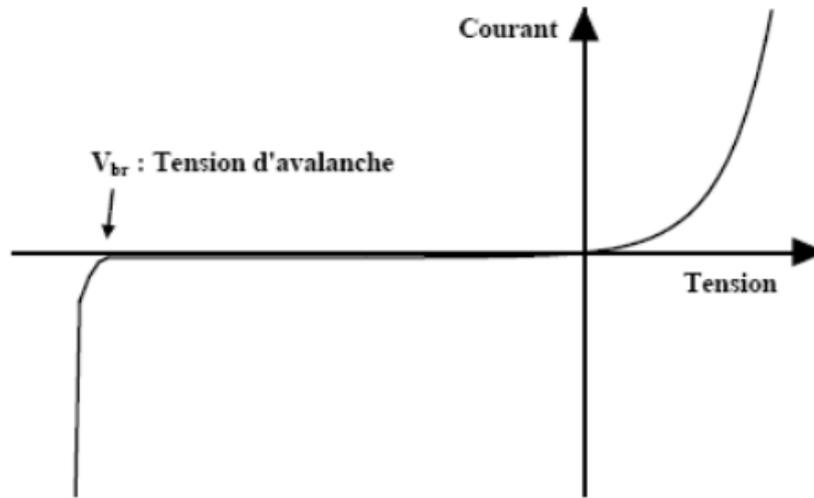


Figure I.6: Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky

#### I.4.4 Le claquage par avalanche :

En inverse, pour des polarisations très importantes, le champ électrique devient très grand dans le semi-conducteur, les électrons accélérés par ce dernier peuvent gagner beaucoup d'énergie et ramener des électrons issus de la bande de valence vers la bande de conduction c'est le claquage par avalanche.

De plus, pour les composants réels, il existe un certain nombre de composantes parasites de courant qui induisent un ralentissement de sa montée pour les tensions de polarisation positive qui perd ainsi son caractère purement exponentiel.

Compte tenu de ces phénomènes on rajoute alors un paramètre  $\eta$  dans l'expression du courant, appelé coefficient d'idéalité On écrit donc la densité de courant:

$$J = J_s \left( \exp \frac{qV}{\eta KT} - 1 \right) \quad (\text{I.15})$$

#### I.5 Capacité d'entrée:

L'expression finale de la largeur de la zone de charge d'espace montre que toute variation de la tension  $V$  entraîne une modulation de la profondeur  $h(v)$  et par suite

une modulation de la charge totale développée dans le semi-conducteur. Il en résulte que la structure présente une capacité différentielle. [15].

La charge d'espace est donnée par:

$$Q_{SC} = -Q_m = qN_d h = [2\varepsilon q N_d (V_d - V)]^{1/2} \quad (\text{I.16})$$

La capacité différentielle est donnée par:

$$c(v) = \left| \frac{dQ}{dv} \right| = \left( \frac{\varepsilon q N_d}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot (V_d - V)^{-1/2} \quad (\text{I.17})$$

Cette capacité est équivalente à celle d'un condensateur plan d'épaisseur h.

On peut écrire l'expression de C(v) sous forme :

$$C^{-2}(v) = \frac{2}{\varepsilon q N_d} (V_d - V) \quad (\text{I.18})$$

## I.6 Le transistor MESFET GaAs :

### I.6.1 Structure du MESFET GaAs :

La structure d'un transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium à grille Schottky (MESFET GaAs) sous sa forme classique est représentée sur la figure I-7 [16]. En partant du bas de la figure I.7, il apparaît tout d'abord un substrat semi-isolant en GaAs qui doit être le moins conducteur possible. Il ne joue aucun rôle électrique mais constitue essentiellement un support mécanique pour le reste du composant. Sur ce substrat, une fine couche active dopée N est insérée, soit par épitaxie, soit par implantation ionique. Deux zones fortement dopées  $N^+$ , l'une sous l'électrode de drain, l'autre sous l'électrode de source sont habituellement rajoutées à la structure par une nouvelle implantation ou par un procédé de diffusion. Elles permettent de réduire les résistances de contact, néfastes pour les performances du composant. Les propriétés électriques de la structure sont généralement améliorées par la présence d'une couche tampon faiblement dopée entre la couche active et le substrat. Son épaisseur est de

quelques microns. Elle évite la migration d'ions au niveau de l'interface et préserve la valeur de la mobilité des porteurs dans cette région. Enfin, trois contacts par dépôt de film métallique sous vide sont réalisés. Les deux extrêmes forment les électrodes de source et de drain. Le contact est de nature ohmique. Celui de l'électrode de grille est de type Schottky. De plus, sur la figure I.7, les principales dimensions géométriques sont représentées. La petite dimension de contact de grille  $L_g$  est appelée par convention longueur de grille du transistor. Elle détermine en grande partie la fréquence maximale d'utilisation du transistor. Pour les composants hyperfréquences elle est souvent inférieure à  $1 \mu\text{m}$ . La deuxième dimension est la largeur de grille  $W$  et elle rend compte de la taille du transistor. Sa dimension typique est de l'ordre de 50 à 1000 fois celle de  $L_g$ . L'épaisseur « $a_c$ » de la couche active est généralement de  $0.2 \mu\text{m}$  à  $0.4 \mu\text{m}$ .

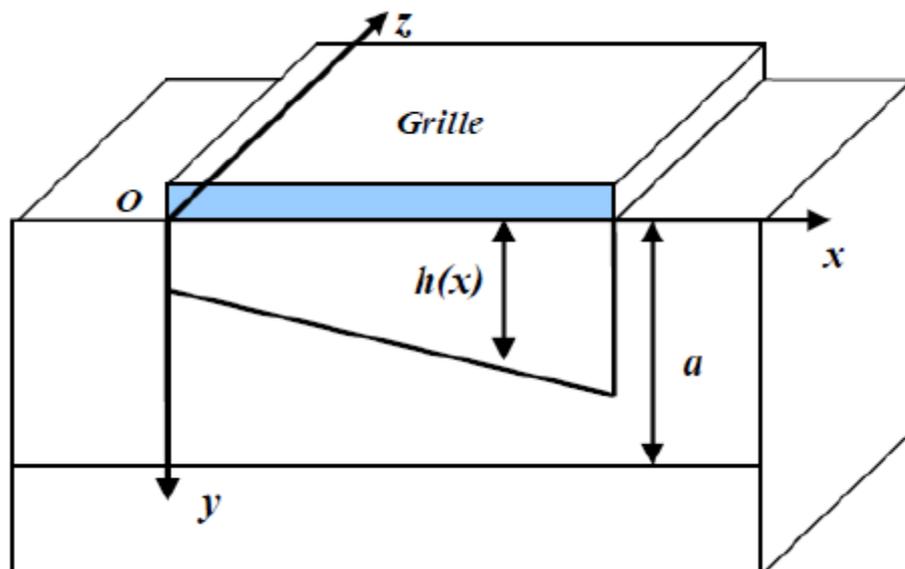


Figure I.7 :Structure idéalisée de MESFET GaAs en 3D.

### I.6 Le principe de base du MESFET:

Le principe de base du MESFET repose sur les caractéristiques d'une jonction Schottky. Notons qu'en régime de fonctionnement normal, la grille est généralement polarisée négativement par rapport à la source tandis que le drain est polarisé positivement par rapport la source également voir figure I.8 [1]

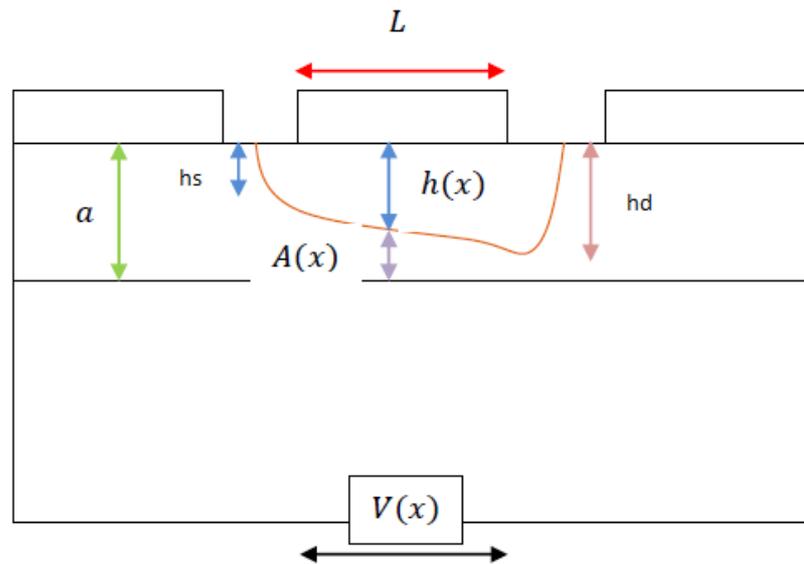


Figure I.8 : Transistor MESFET GaAs en 2D

Lorsque les conditions de polarisation normales pour le MESFET sont vérifiées, la présence du contact Schottky crée une zone dépeuplée de porteurs libres sous la grille. La concentration des électrons mobiles est donc maximale dans la fraction restante de la couche conductrice appelée canal conducteur. En effet, lorsque l'on applique une tension  $V_{ds}$  positive, un flux d'électrons traverse le canal de la source vers le drain correspondant à un courant  $I_{ds}$  dans le sens inverse. Or la section du canal conducteur disponible est limitée à  $(a-h)$ . Si on diminue  $V_{gs}$  l'épaisseur augmente. Par conséquent le courant  $I_{ds}$  diminue. Lorsque  $h$  atteint la valeur  $a$ , le canal est pincé et  $I_{ds}$  s'annule. On se trouve ainsi en mesure de contrôler le passage du courant de sortie par la commande de grille. En faisant varier  $V_{ds}$  pour plusieurs niveaux de commande  $V_{gs}$ , on génère un réseau de caractéristiques donnant l'évolution du courant de sortie. Ce réseau de Caractéristiques est constitué de deux parties : la zone linéaire et la zone de fonctionnement saturé figure I-9 [15].

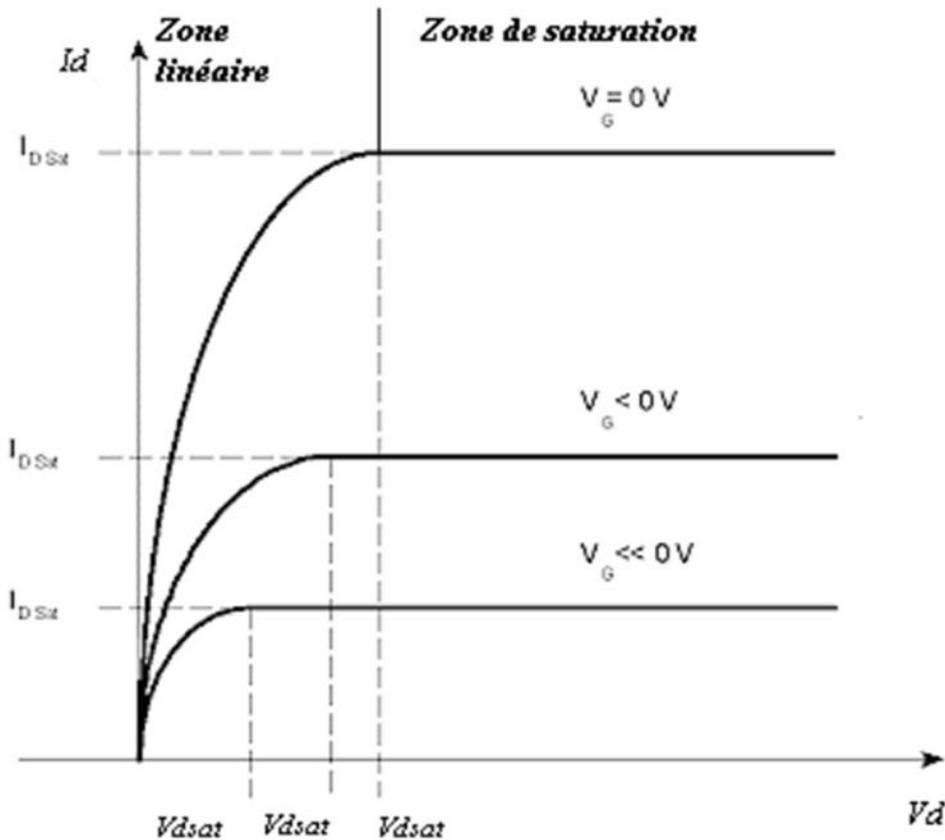


Figure I.9 : Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET

**a) Zone de fonctionnement linéaire ( $V_{ds} \ll V_{dst}$ ) :**

Cette zone, appelée également zone ohmique correspond à une évolution quasi linéaire du courant de sortie  $I_{ds}$  pour de faibles valeurs de  $V_{ds}$  comme le montre la figure I.10. En effet, la section du canal conducteur est presque uniforme puisqu'elle dépend principalement de la commande  $V_{gs}$ . Le transistor se comporte ainsi comme une conductance contrôlée par la tension de grille.

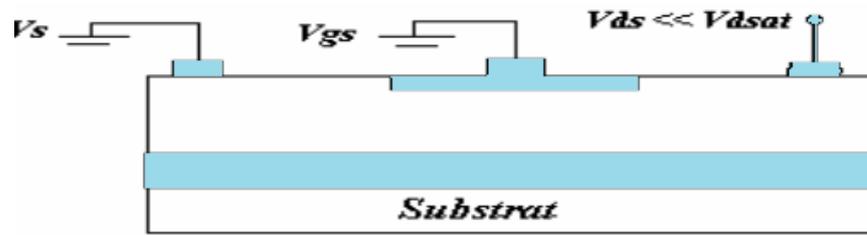


Figure I.10 : Régime de fonctionnement linéaire

### b) Zone de fonctionnement saturé :

Selon la valeur de la tension drain source, deux régimes de polarisation se présentent figure (I.11) et figure (I.12) :

#### Régime de pincement $V_{ds} \leq V_{dsat}$ :

Au fur et à mesure que  $V_{ds}$  augmente, le canal ne peut plus être considéré comme tout au long du canal, elle est plus importante sous la grille du côté drain que du côté source, ce qui entraîne une augmentation de la résistance du canal et une faible variation du courant de drain avec la tension drain-source. Lorsque la largeur conductrice du canal devient nulle côté drain: le régime de pincement est ainsi atteint, la tension drain-source correspondante est appelée tension de saturation  $V_{dsat}$ , le courant correspondant est appelé courant de saturation [17]. Notons que pour les MESFET à canal court le champ électrique longitudinal à une valeur très importante, ce qui conduit à une dépendance entre celui-ci et la mobilité des porteurs. Lorsque ce champ électrique atteint une certaine valeur critique  $E_c = 5.104 \text{ V.cm}^{-1}$ , la vitesse des porteurs atteint sa valeur de saturation  $V_s$  qui est de l'ordre de  $2.107 \text{ cm/s}$ . On conclut que la saturation du courant de drain est modulée par deux facteurs suivant la longueur du canal: La saturation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique pour LES MESFETS à canal court, et le pincement du canal pour LES MESFETS à canal long en effet, si la longueur du canal est courte, la valeur du champ électrique longitudinal peut atteindre sa valeur critique  $E_c$  et amorce la saturation du MESFET. Ainsi, lorsque le canal est suffisamment long le champ électrique longitudinal ne peut plus atteindre sa valeur critique  $E_c$  avant le pincement du canal, et on dit que c'est le pincement qui assure la saturation.

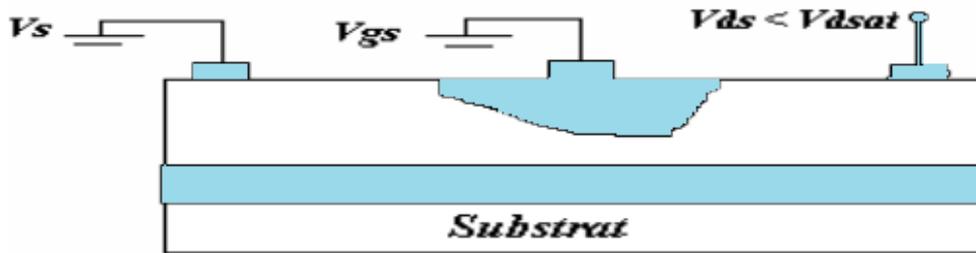


Figure I.11 Régime de de pincement.

### Régime de saturation ( $V_{ds} > V_{dsat}$ ) :

Quand la tension drain-source augmente au-delà de la tension de pincement, le point de Pincement se déplace vers la source. L'excédent de tension se trouve aux bornes de la zone de charge d'espace, dont la résistivité est beaucoup plus importante que celle du canal. La tension aux bornes du canal conducteur reste sensiblement constante et égale à  $V_{dsat}$ . Dans la mesure où la variation relative de la longueur du canal est faible la conductance du canal reste constante et par suite le courant de drain reste constant et égal au courant de saturation  $I_{dsat}$  [15]. La faible diminution de la longueur du canal entraîne une faible augmentation de la conductance du canal et par suite une faible augmentation du courant de drain. Le courant est transporté par les porteurs qui circulent dans le canal entre la source et le point de pincement. Ces porteurs sont ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ favorable qui les propulse vers l'électrode de drain. Lorsque la tension drain-source varie, le régime de pincement est atteint d'autant plus rapidement que la zone de charge d'espace est importante à  $V_{ds} = 0$ , c'est-à-dire que  $V_{gs}$  est important. Lorsque la tension de polarisation grille source augmente, la largeur conductrice du canal a  $V_{ds}$  diminuée. A partir d'une certaine valeur de  $V_{gs}$ , le canal est obturé quel que soit la valeur de  $V_{ds}$ . Le transistor est saturé, la tension grille correspondante est la tension de seuil. Dans l'autre sens, lorsque la tension de grille devient positive, le courant de drain n'est plus égal au courant de source; on est alors en régime de grille en direct.

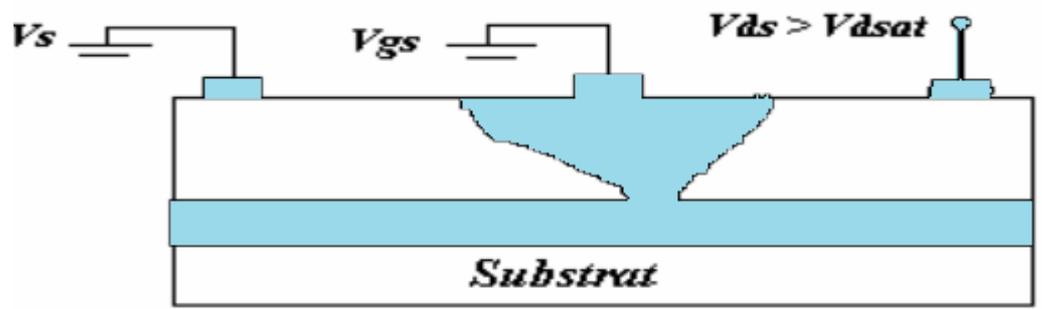


Figure I.12 Régime de saturation.

## *Chapitre II :*

# **ANALYSE DU TRANSISTOR À EFFET DE CHAMP MESFET GaAS**

## Analyse du transistor à effet de champ MESFET GaAs

### II.1 Introduction :

Dans ce chapitre nous présentons un modèle analytique du MESFET GaAs pour déterminer les propriétés statiques de ce composant, données par  $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{gs})$ . Ces propriétés prennent en considération de l'influence des paramètres géométrique et physiques, aussi l'effet des pièges sur les caractéristiques courant- tension.

### II.2 Calcul du potentiel et du champ électrique :

La simulation du MESFET exige plusieurs hypothèses simplificatrice dû aux difficultés imposées par les conditions de bord du MESFET [17, 18]. La première simplification consiste à restreindre la modélisation à la région active du canal. Pour calculer le potentiel et le champ électrique, en se basant sur la structure représentée dans la figure II. 1, d'où l'axe - x représente la direction longitudinale le long du canal, et l'axe - y représente la direction transversale de la surface

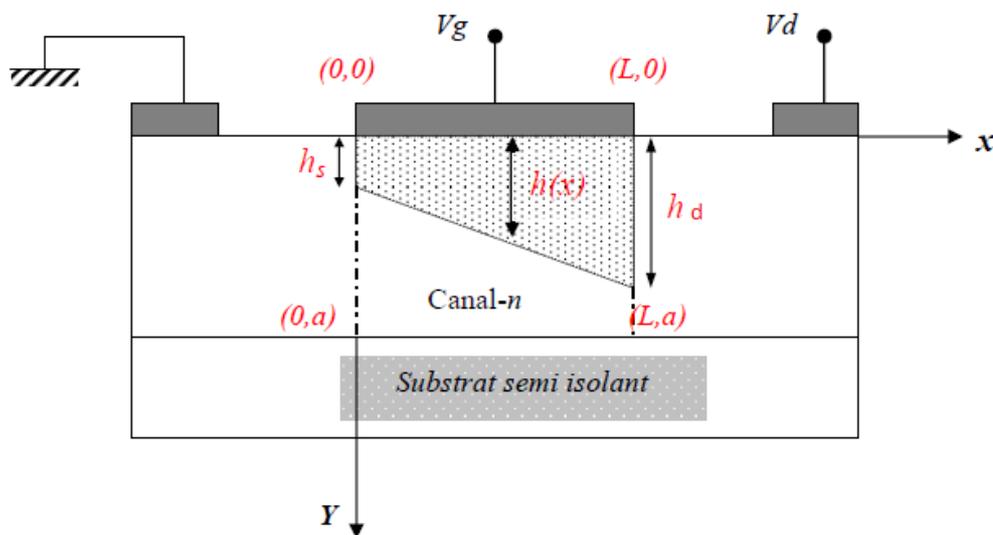


Figure II.1: Structure idéalisée du MESFET

En fait pour des raisons liées aux techniques de fabrications le dopage est homogène dans le plan de la structure, mais peut varier dans la direction perpendiculaire de la structure de sorte que  $N_d(y) = N_d$ . D'autre part, nous admettons que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante, ainsi la densité de charge dans le semi-conducteur sous la grille s'écrit :

$$\begin{cases} \rho(y, x) = q[N_D(y) - n(x, y)] & 0 < y < h(x) \\ \rho = 0 & y > h(x) \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

$n(x, y)$  est la densité des porteurs libres dans la zone de charge d'espace (ZCE) sous la grille. En ce qui concerne Le potentiel, nous pouvons écrire, pour des raisons de symétrie qu'il est constant dans la direction  $z$  de sorte que  $\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 0$

D'autre part, dans la mesure où la longueur du canal est beaucoup plus importante que L'épaisseur  $h$  de la zone de charge d'espace ; la variation du champ électrique est alors beaucoup plus importante dans la direction perpendiculaire à la structure que dans la direction longitudinale. Ce qui permet de ramener l'équation de Poisson à une direction.

$$\frac{\partial^2 \Psi(x, y)}{\partial y^2} = - \frac{q[N_D(y) - n(x, y)]}{\epsilon} \quad (\text{II.2})$$

On intègre les deux membres de (II.2) entre  $h(x)$  et  $y$ , avec la condition :

$$\frac{d\Psi(x, y)}{dy} = 0$$

Pour  $y = h(x)$  on obtient

$$\frac{d\Psi(x, y)}{dy} = \frac{1}{\epsilon} \left[ \int_0^{h(x)} q N_D(x, y) dy - \int_0^y q N_D(x, y) dy \right]$$

$$= \frac{1}{\varepsilon} [Q(h(x)) - Q(y)] \quad (\text{II.3})$$

Intégrons encore une fois de  $h(x)$  à  $y$  l'équation (II.3). Le premier membre s'écrit alors

$$\begin{aligned} \int_{h(x)}^y d\Psi(x, y) &= \int_0^y d\Psi(x, y) - \int_0^{h(x)} d\Psi(x, y) \\ &= \Psi(x, y) - \Psi(x, h(x)) \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

Et le second membre s'écrit

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon} \int_{h(x)}^y [Q(h(x)) - Q(y)] dy &= \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y [Q(h(x)) - Q(y)] dy - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y [Q(y) - Q(y)] dy + \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y [Q(h(x)) - Q(y)] dy - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy \end{aligned}$$

On utilise le passage

$$\int_0^h [Q(h) - Q(y)] dy = \int_0^h y \rho(y) dy$$

Pour le premier terme et le dernier. Le second terme est simple. Il vient

$$\frac{1}{\varepsilon} \int_{h(x)}^y [Q(h(x)) - Q(y)] dy =$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y q N_D(x, y) y dy + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} q N_D(x, y) dy - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} q N_D(x, y) y dy \\ & = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y q N_D(x, y) y dy + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} q N_D(x, y) dy - \Psi(x, h(x)) + \Psi(x, y_0) \quad (\text{II.5}) \end{aligned}$$

Par identification entre (II .4) et (II .5) avec la condition  $\Psi(x, 0, z) = V_G - V_{bi}$  , on obtient

$$\Psi(x, y) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y q N_D(x, y) y dy + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} q N_D(x, y) dy + V_G - V_{bi} \quad (\text{II.6})$$

Le potentiel dans le canal conducteur s'obtient en portant  $y = h(x)$  dans l'équation (II.6)

Soit :

$$\Psi_C(x, y) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} q N_D(x, y) y dy + V_G - V_{bi} \quad (\text{II.7})$$

Pour un dopage homogène, et pour une zone de charge d'espace vide de porteurs, on a

$N_D(x, y) = N_D$ , l'équation (II.6) devient

$$\Psi(x, y) = \frac{-q N_D y^2}{2\varepsilon} + \frac{q N_D y}{\varepsilon} h(x) + V_G - V_{bi} \quad (\text{II.8})$$

Et par conséquent

$$\Psi_C(x) = \frac{q N_D h^2(x)}{2\varepsilon} + V_G - V_{bi} \quad (\text{II.9})$$

Le champ électrique se déduit par  $E(x, y) = -\nabla \Psi(x, y)$ . Dans la zone de déplétion il s'écrit

$$\vec{E}(x, y) = -\frac{q N_D y}{\epsilon} \frac{dh(x)}{dx} \vec{i} - \frac{q N_D}{\epsilon} [h(x) - y] \vec{j} \quad (\text{II.10})$$

et dans le canal conducteur on a

$$E = E_x(x) = -\frac{q N_D h(x) dh(x)}{\epsilon dx} \quad (\text{II.11})$$

La détermination du potentiel et du champ électrique exige la connaissance de l'expression de  $h(x)$ . Dans la suite on se placera dans l'hypothèse du canal graduel, qui nous permettra de calculer son expression en fonction de  $h_s$  et  $h_d$ , ses valeurs côté source et côté drain respectivement.

$$h(x) = \frac{h_D - h_S}{L} x + h_S \quad (\text{II.12})$$

Les calculs effectués ci-dessus, ignorent bien entendu, la contribution de la zone de charge d'espace située sous la surface libre dans le potentiel [19]

### II.3 Equation de fonctionnement du MESFET GaAs :

La densité de courant  $J_x$  en un point du canal conducteur s'écrit

$$J_x = \sigma(x, y, z) \cdot E_x = \sigma(y) \cdot E_x = -\rho(y) \cdot v(E_x) \quad (\text{II.13})$$

$$\text{Avec } \sigma(y) = \rho(y)\mu(E_x)\text{et } v(E_x) = -\mu(E_x).E_x$$

$$\text{Aussi } \rho(y) = q.n(y)$$

- $E_x$  : Le champ électrique longitudinal  $\overline{ox}$
- $v(E_x)$  : La vitesse des porteurs
- $\sigma$  : La conductivité électrique
- $\rho(y)$  : La densité de charge du canal
- $n(y)$  : La densité des porteurs

Le potentiel dans la (ZCE) du canal par l'équation de poisson s'écrit :

$$\Delta V = \frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = \frac{-\rho(x,y,z)}{\epsilon} \quad (\text{II.14})$$

En ce qui concerne le potentiel, nous pouvons écrire pour des raisons de symétrie, qu'il est constant dans la direction  $Z$  de sorte que  $(d^2V / dz^2 = 0)$ . D'autre part nous ferons l'hypothèse du canal graduel, le potentiel le long du canal et par suite la largeur  $h$  de la (ZCE) varient graduellement entre la source et le drain .Cette largeur est  $u_0$  côté source et  $u_d$  côté drain. Le canal étant conducteur et sa longueur étant beaucoup plus importante que la largeur  $h$  de la(ZCE), la variation du champ électrique est plus important dans la direction perpendiculaire à la structure que dans la direction longitudinale. On peut donc ramener l'équation de Poisson à une dimension.

$$\Delta V = \frac{d^2V}{dy^2} = \frac{dEy}{dy} = \frac{-\rho(y)}{\epsilon} \quad (\text{II.15})$$

On considère que le dopage du canal est homogène, la densité de charge est constante

Donc, on peut écrire :

$$\rho(y) = q \cdot N_D \text{ et } \frac{d^2V}{dy^2} = - \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \quad (\text{II.16})$$

$N_d$  : La concentration des électrons

$q$ : La charge élémentaire.

Après une première intégration de l'équation du Poisson, nous obtenons, avec la condition  $E = 0$  pour  $y \geq h$  :

$$\frac{dv}{dy} = - (qN_D) \frac{-qN_d}{\epsilon} (h - y) \quad (\text{II.17})$$

Par l'intégration du potentiel deux fois, on obtient :

$$V(y) = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \left[ h \cdot y - \frac{y^2}{2} \right] \quad (\text{II.18})$$

L'équation du potentiel prend une valeur maximale à la tension de diffusion  $V_b$  à

( $y = h$ ). Cette tension de diffusion est donnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur.

$$q V_{bi} = q \cdot (\phi_m - \phi_s) \quad (\text{II.19})$$

Elle correspond à la différence de potentiel entre les deux bornes de la zone de charge d'espace du semi-conducteur

$$V_{bi} = V(y = h) - V(y = 0) \quad (\text{II.20})$$

$$h = \left[ \frac{2\varepsilon V_{bi}}{q N_D} \right]^{1/2} \quad (\text{II.21})$$

Pour une structure polarisée par une tension  $V$ , la barrière de potentiel devient  $V_{bi} - V$  et la largeur de la zone de charge d'espace devient :

$$h = \left[ \frac{2\varepsilon(V_{bi}-V)}{q N_D} \right]^{1/2} \quad (\text{II.22})$$

#### II.4 Courant de drain dans le canal :

Pour trouver l'expression du courant de drain en fonction de la tension, nous utilisons les approximations suivantes :

- Le domaine d'application est limité à la zone active du canal sous la grille.
- une jonction abrupte à barrière de Schottky.
- un canal de dopage uniforme  $N_D(x, y) = N_D = \text{constant}$ .
- Négligence des effets de bords, dû au débordement de la zone de déplétion sur les Côtés de la grille.
- Négligence des effets d'éventuels états d'interface.
- L'approximation du canal graduel ( $L \gg a$ ) permet la séparation des variables dans

L'équation de Poisson, à l'intérieur de la zone dépeuplée à l'extérieur dans le canal active.

A l'intérieur du canal, la composante de la densité de courant  $J_{nx}$  (pour un transistor à canal n) est donnée par la loi d'Ohm, en négligeant le courant de diffusion :

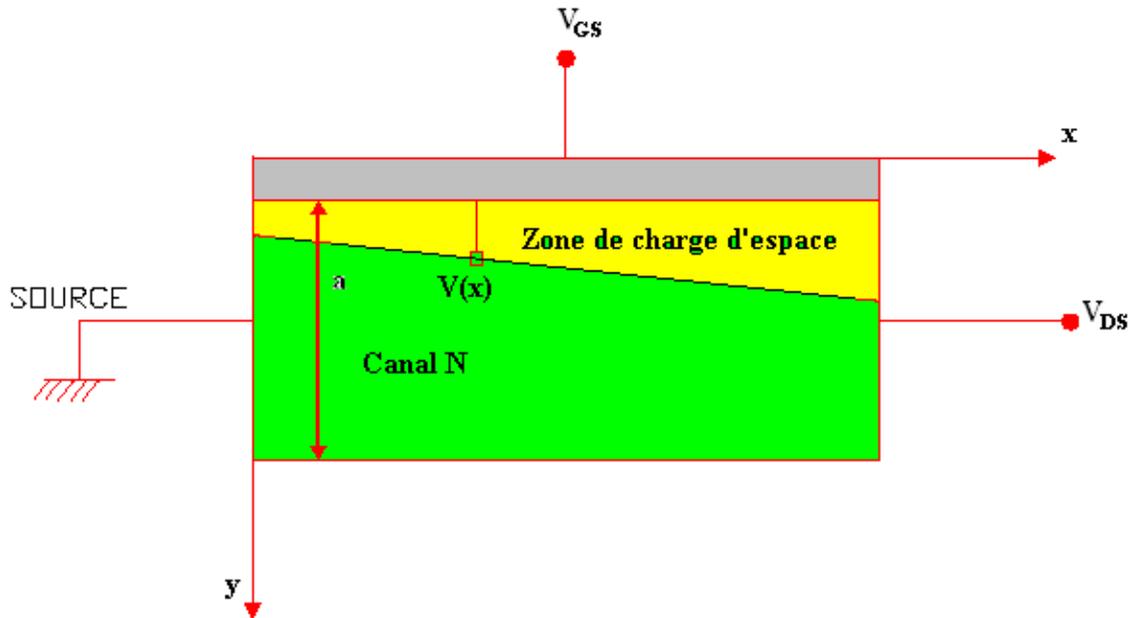


Figure II.2 Structure du transistor sous la grille dans le cadre de l'approximation graduelle de canal.

$$J_x = \sigma(x, y, z) \cdot E_x \tag{II.23}$$

$$\sigma(x, y) = \rho(y) \mu_n(E_x)$$

$$J_x = qN_D \mu_n \cdot E_x = -q \mu_n N_D \frac{dV(x)}{dx} \tag{II.24}$$

$\mu_n(E_x)$  est la mobilité des électrons qui dépend du champ électrique. Le courant de drain  $I_d$  compté positivement dans le sens drain source, est obtenu en intégrant  $(-J_x)$  sur la section conductrice du canal :

$$I_d = - \int_0^z \int_{h(x)}^a J_x dy dz = -z \int_{h(x)}^a J_x dy$$

$$I_d = qz\mu_n N_D (a - h(x)) \frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{II.25})$$

$$I_d = qz N_D v_x(E_x) [a - h(x)] \quad (\text{II.26})$$

Avec 
$$v_x(E_x) = \mu_n \cdot E_x(x)$$

La continuité et l'intégration du courant de drain  $I_d$  sur la longueur du canal l'exigent que  $I_d$  soit constant [32].

$$\int_0^L I_d dx = I_d L = \int_0^{V_d} qz\mu_n N_D a \left(1 - \frac{h(x)}{a}\right) dV(x) \quad (\text{II.27})$$

A partir de la solution approximative de l'équation de Poisson, l'épaisseur de la largeur de la zone de charge d'espace  $h(x)$  est donnée par :

$$h(x) = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_{bi} - V_g + V(x)) \right]^{1/2} \quad (\text{II.28})$$

$V(x)$  est le potentiel au point considéré, on définit la tension de pincement  $V_p = V_{bi} - V_g$  lorsque la valeur maximale de  $h(x)$  est l'épaisseur de la zone active  $a$  ( $h(x) = a$ ) :

$$a = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_{bi} - V_g) \right]^{1/2} \quad (\text{II.29})$$

De l'équation (II-20) et (II-21) on trouve :

$$\frac{h(x)}{a} = \left[ \frac{V_{bi} + V(x) - V_g}{V_{bi} - V_g} \right] \quad (\text{II.30})$$

On substitue la valeur de  $\frac{h(x)}{a}$  donnée par (II-22) dans l'expression (II-19):

$$I_d L = qz\mu_n N_D a \int_0^{V_d} \left( 1 - \left[ \frac{V_{bi} + V(x) - V_g}{V_p} \right] \right) dV(x) \quad (\text{II.31})$$

$$I_d = \frac{qz\mu_n N_D a}{L} \left\{ V_d - \frac{2}{3} \left[ \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \right\} \quad (\text{II.32})$$

Les calculs effectués ci-dessus, ignorent bien entendu la contribution de la ZCE se situant sous la surface libre dans le potentiel [19].

$$\text{En posant : } I_P = \frac{(qN_D)^2 \mu_n z a^3}{2L\epsilon} \quad \text{et} \quad V_p = \frac{qN_D a^2}{2\epsilon} = V_{bi} - V_g$$

Ainsi, l'expression finale du courant  $I_d$  est :

$$I_d(V_d, V_g) = I_P \left\{ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left[ \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \right\} \quad (\text{II.33})$$

Cependant, cette équation qui détermine la variation du courant de drain en fonction des

deux tensions de polarisation se réécrit différemment, selon le régime de fonctionnement du transistor et qui dépend essentiellement de la valeur de la tension de drain  $V_d$ . Ces régimes sont :

- le régime linéaire, où le courant de drain varie linéairement avec la tension de drain  $V_d$ .
- Le régime de saturation, le courant se sature à la valeur  $I_{dsat}$ . Cette région de caractéristiques est connue comme étant la région de saturation.

Dans ce qui suit, nous allons à partir de l'équation (II-32), déterminer les équations correspondantes aux deux régimes :

### Régime linéaire :

Lorsque la tension de drain est faible et vérifie la condition suivante :

$$V_d \ll V_{bi} - V_g$$

Ainsi, l'équation (II-26) se réécrit :

$$I_d(V_d, V_g) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{1/2} \right\} V_d \quad (\text{II.34})$$

On voit clairement que le courant  $I_d$  varie linéairement en fonction de la tension  $V_d$ .

### Régime saturé :

Le courant dans ce cas peut être évalué à partir de l'équation (II-32), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant :

$$V_p = V_{bi} - V_g$$

$$I_{dsat} = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \left( \frac{V_{bi}-V_g}{V_p} \right) - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi}-V_g}{V_p} \right)^{2/3} \right\} \quad (\text{II.35})$$

La tension de drain de saturation correspondante est donnée par :

$$V_{dsat} = V_p - V_g - V_{bi} \quad (\text{II.36})$$

### II.5 Effet des paramètres géométriques :

Ces paramètres sont la longueur de la grille  $L_g$ , l'épaisseur de la couche active  $a_c$ . Ces deux dimensions sont mesurées soit par microscope, soit données par le constructeur pour chaque composant [25]. La variation de ces paramètres a une influence sur les caractéristiques (I-V).

### II.6 Effet des paramètres physiques :

Ces paramètres sont la densité de donneurs de la couche active  $N_D$  et l'effet de la tension de la grille  $V_g$ , aussi l'effet des pièges dans le substrat et leurs influences sur les caractéristiques du courant-tension (I-V).

### II.7 Les phénomènes de pièges :

Les phénomènes de pièges dans les composants semi-conducteurs correspondent l'existence d'états énergétiques pouvant être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau. Ces niveaux d'énergie sont majoritairement dus à la présence d'impuretés et de défauts cristallins dans les interfaces. Ils sont capturés ou libérés des électrons qui participent au courant dans le canal. Ces effets de pièges peuvent être regroupés en trois catégories [20,21, 22,23] :

- Le Gate-lag
- Le Self-backgating
- Le Backgating

### II.7.1 Phénomène de Gate-Lag :

Les pièges de surface sont à l'origine de ce phénomène. Ils apparaissent lorsque la tension de grille passe d'un état de pincement à un état de conduction, ce qui se traduit par des états transitoires sur le courant de drain. La durée de ces états est de 1ns jusqu'à quelques secondes.

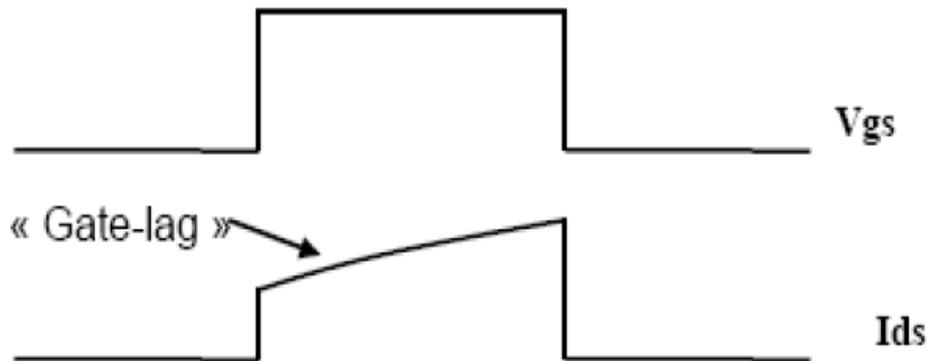


Figure II.3 : Phénomène de Gate-Lag

### II.7.2 Phénomène de Self-Backgating :

La cause principale du Self-Backgating est due au comportement non idéal du substrat Semi-isolant qui contient des impuretés. Ces impuretés génèrent des états énergétiques pouvant être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau. Ils sont alors capables de capturer et réémettre les électrons qui participent au courant dans le canal. Le principal effet du Self-Backgating se traduit par la réponse transitoire du courant de sortie

«  $I_{ds}$  ».

En l'absence de champ électrique au niveau du canal, les électrons s'écoulent de façon continue par-dessus la barrière de potentiel vers le substrat. Ces électrons sont piégés par des donneurs ionisés et d'autres sont émis par les donneurs neutres. L'état permanent

conduit à l'équilibre entre les concentrations d'électrons libres et piégés. Le nombre moyen d'électrons capturés dans le substrat est alors égal au nombre moyen de ceux émis dans le canal. Les taux de capture et d'émission sont égaux le long de l'interface canal-substrat. Toutefois, une brusque augmentation du champ électrique entre le drain et la source provoque l'état transitoire. En effet, des électrons sont injectés du canal dans le substrat où ils sont rapidement piégés dans des zones ionisées. Ces pièges deviennent électriquement neutres et le substrat au voisinage du canal est alors chargé plus négativement. Ce phénomène est représenté sur la figure **II.4**. A ce moment-là, une charge positive apparaît à l'interface canal/substrat, assurant ainsi l'équilibre des charges. Le potentiel de substrat agit comme une grille arrière du canal qui diminue. Par conséquent le courant de drain  $I_{ds}$  diminue jusqu'à atteindre l'état permanent. Le Self-Backgating est caractérisé par la naissance d'un potentiel spontané de substrat semi-isolant qui se traduit par une jonction canal/substrat difficile à contrôler. Lorsque la tension de drain chute brutalement, les pièges commencent à émettre les électrons. La charge d'espace canal/substrat diminue lentement, ce qui augmente l'épaisseur du canal figure **II.8**. Le courant de drain «  $I_{ds}$  » augmente au rythme du processus d'émission des charges dans le canal jusqu'à atteindre son état permanent. Les effets de pièges sont également très sensibles à l'illumination du matériau. Lorsque le composant est placé dans l'obscurité, les phénomènes de pièges sont plus importants (augmentation du temps d'émission).

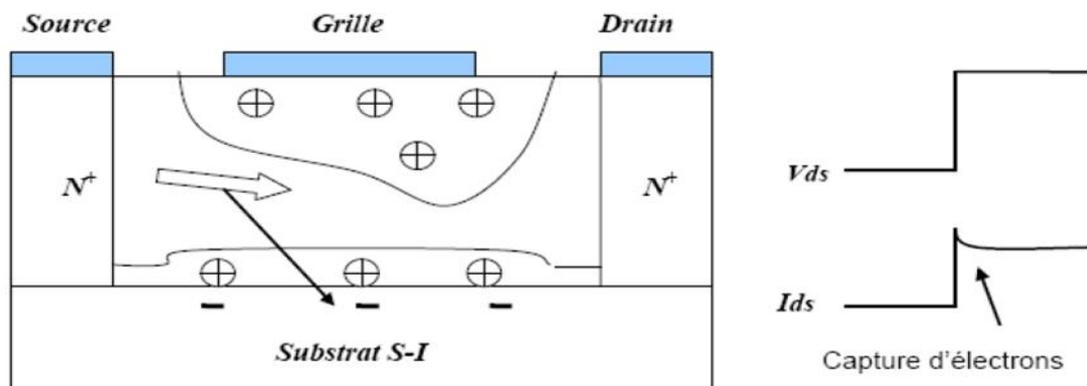


Figure **II.4** : Influence de la capture des électrons dans des pièges de substrat sur le courant de sortie

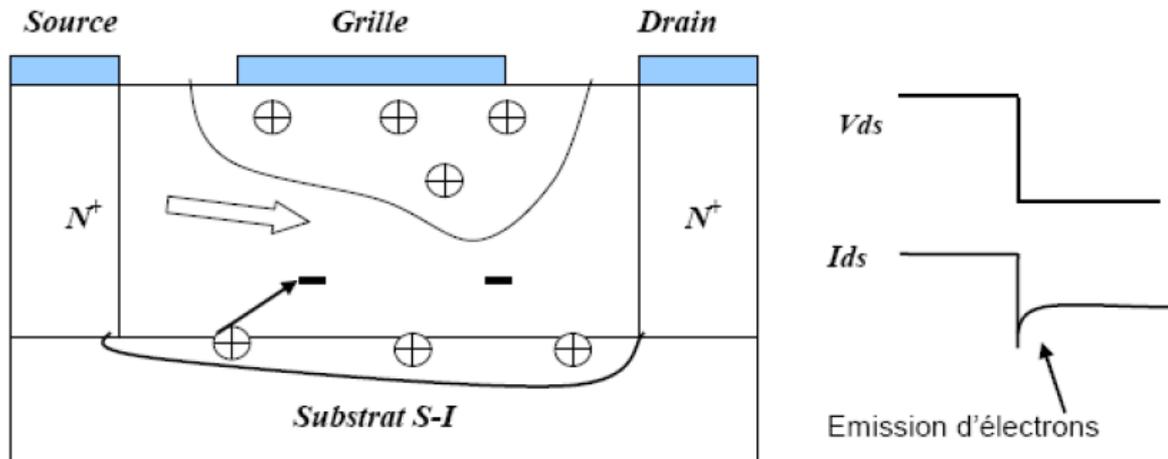


Figure II.5 : Influence de l'émission des électrons dans le canal sur le courant de sortie

### II.7.3 Phénomène de Backgating :

Le Backgating (effet de substrat) est le phénomène de réduction du courant des composantes par une tension négative appliquée au substrat. Cet effet est lié aux pièges profonds dans le substrat ou à l'interface canal substrat [24].

***CHAPITRE III***  
***SIMULATEUR ATLAS-***  
***SILVACO***

## Simulateur Atlas-Silvaco

### III.1 Introduction :

La simulation sur ordinateur a été inventée comme outil scientifique en météorologie et en physique nucléaire dans la période qui a immédiatement suivi la Seconde Guerre mondiale. Elle est depuis devenue indispensable dans un nombre croissant de disciplines. Les simulations informatiques sont devenues un élément utile de la modélisation mathématique de nombreux systèmes naturels en physique, chimie et biologie, des systèmes humains en économie, en psychologie et en sciences sociales, ainsi que dans le processus d'ingénierie de nouvelles technologies et bien d'autres, afin de mieux comprendre le fonctionnement des systèmes. Ces systèmes.

Par simulation de processus physiques, nous entendons l'utilisation d'une description mathématique, ou d'un modèle, d'un système réel sous la forme d'un programme informatique. Ce modèle est composé d'équations qui dupliquent les relations fonctionnelles au sein du système réel. La méthode numérique est un outil qui permet de prédire le comportement du système à partir d'un ensemble de paramètres et de conditions initiales et nous permet d'obtenir des résultats impossibles à atteindre par d'autres moyens [25].

### III.2 Étapes nécessaires à la simulation:

La première étape de la simulation est la modélisation d'un phénomène physique. Un modèle de composant physique est une entité mathématique avec la précision des lois qui connectent ses variables. Un modèle mathématique est toujours distinct d'une composante physique, bien que son comportement soit similaire à celui de la composante, de sorte que le modèle n'est pas équivalent, mais seulement une approximation [26].

### III.3 Le rôle de la simulation:

La simulation établit un lien entre le monde expérimental et le monde théorique, comme le montre la figure III.1. Il complète la théorie et l'expérimental et construit la réalité physique en présence de certaines contraintes ou d'une analyse mathématique impossible [26].

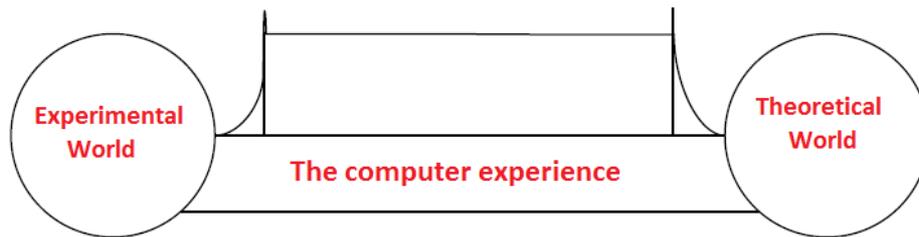


Figure III.1 : Le rôle de la simulation

### III.4 Aperçu sur Atlas-Silvaco :

L'Atlas-Silvaco est un logiciel qui admet un grand entourage des entrées et des sorties, on représente cet entourage dans la figure 3.1 et on prend en compte que

L'environnement d'exécution (DeckBuild) reçoit les fichiers d'entrée, dans lesquels

ATLAS-SILVACO a été appelé à exécuter le code, et (Tony Plot) a été utilisé pour afficher et visualiser la sortie (résultats) de la simulation [27].

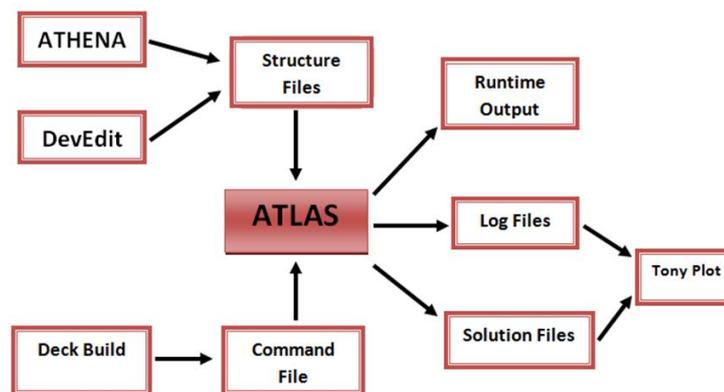


Figure III.2 : Entrées et sorties du logiciel ATLAS.

### III.5 Structure de Fichier d'entrée :

Silvaco-Atlas reçoit les fichiers d'entrée via DeckBuild. Le code écrit dans le fichier d'entrée appelle Atlas à utiliser la commande suivante: "Va l'atlas" Après cette commande [28], l'ordre des commandes dans le fichier d'entrée est très important. Le respect de cette chaîne est essentiel pour

permettre à ATLAS de prendre correctement en compte tous les modèles spécifiés. Le tableau ci-dessous présent cinq groupes d'ordres [29] (Figure III.3).

Groups	Statements
Structure specification (using ATLAS or ATHENA)	Mesh
	Region
	Electrode
	Doping
Material models specification	Material
	Models
	Contact
Numerical method selection	Interface
	Method
Solution specification	Log
	Solve
	Load
	Save
Results analysis	Extract
	Tony Plot

Figure III.3 : Groupes de commandes.

### III.6 Différents étapes de simulation:

La simulation d'un dispositif semi-conducteur selon Atlas-Silvaco est faite sous les étapes suivantes [27]:

#### III.6.1 Spécification de la Structure étudiée :

La spécification de la structure est effectuée en définissant le maillage, les régions, les électrodes et le niveau de dopage.

##### III.6.1.a Spécification de Maillage :

Le maillage est une série de lignes horizontales et verticales. Dans notre étude, le maillage utilisé est à deux dimensions. Par conséquent, seuls les paramètres x et y sont définis. La Figure III.4 montre le maillage de notre structure.

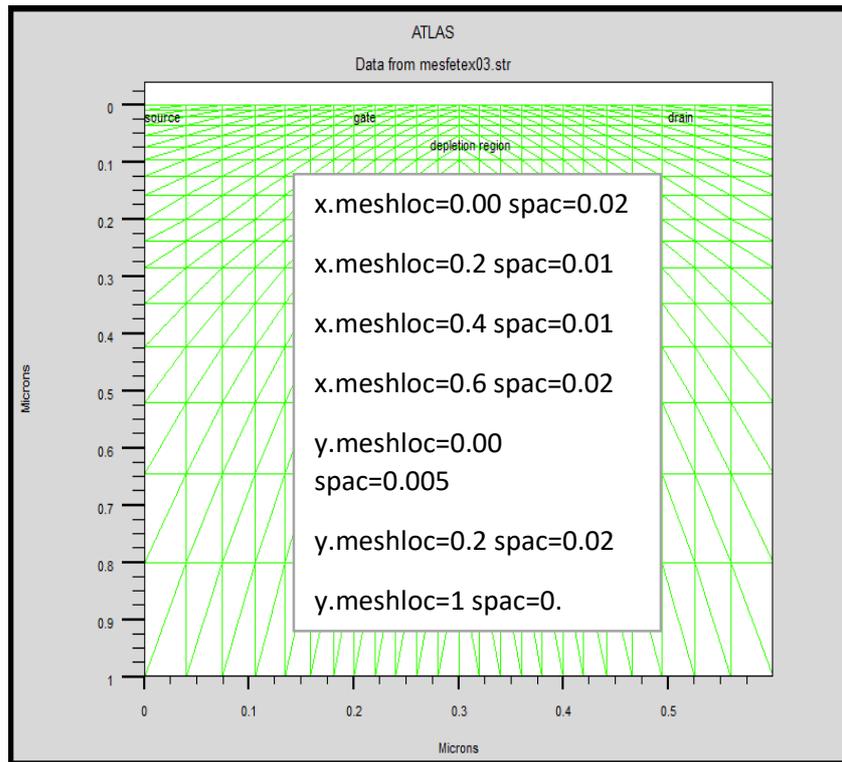


Figure III.4: Maillage à deux dimensions (x, y)

Le format général de définition de maillage est:

Mesh x. location = <valeur> espacement = <valeur>

Mesh y. location = <valeur> espacement = <valeur>

Par exemple, si x. mesh départ à 0 microns avec un espacement de 0.02 microns, cela signifie qu'il est relativement épais. x. mesh devient plus fin entre 0.2 et 0.4 microns avec un espacement de 0.01microns.

La précision de la simulation dépend de l'état de la maille. Donc un maillage épais produit une rapide simulation, mais les résultats sont moins précis. Tandis qu'un maillage fin produit un ralentissement de la simulation, mais des résultats plus précis. Alors le maillage fin est plus intéressant de point de vue résultat dans la simulation.

### III.6.1.b Spécification des Régions et Matériaux :

Après avoir défini le maillage, il est nécessaire de définir les régions. Le format de définition des régions est le suivant:

région nombre = <integer><material\_type>< position des paramètres >

La Figure III.5 montre les régions du maillage. Il ya dix régions, les limites de chaque région sont explicitement identifiés dans les axes x et y.

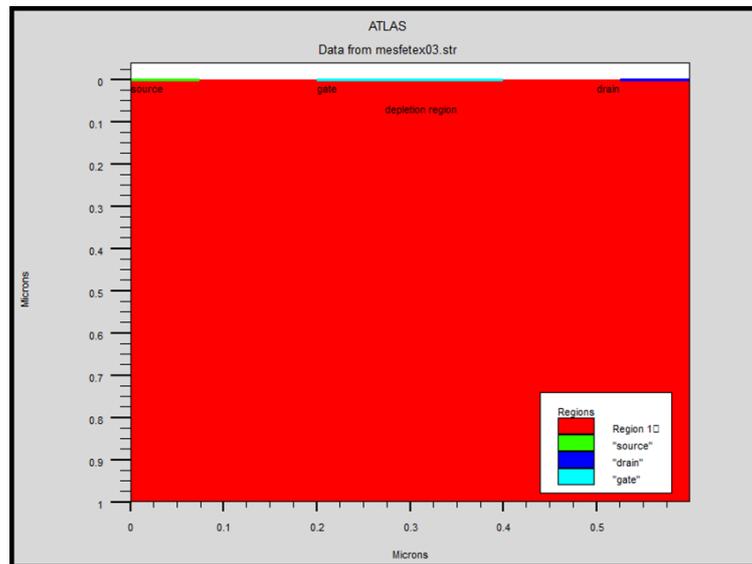


Figure III.5: Définition des régions.

La Figure III.6, montre la façon de définition des matériaux pour chaque région.

Notons que le code de couleur indique la matière. Les régions ont des lignes verticales et horizontales pour marquer leurs limites. Cette figure représente deux régions contenant le matériau GaAs.

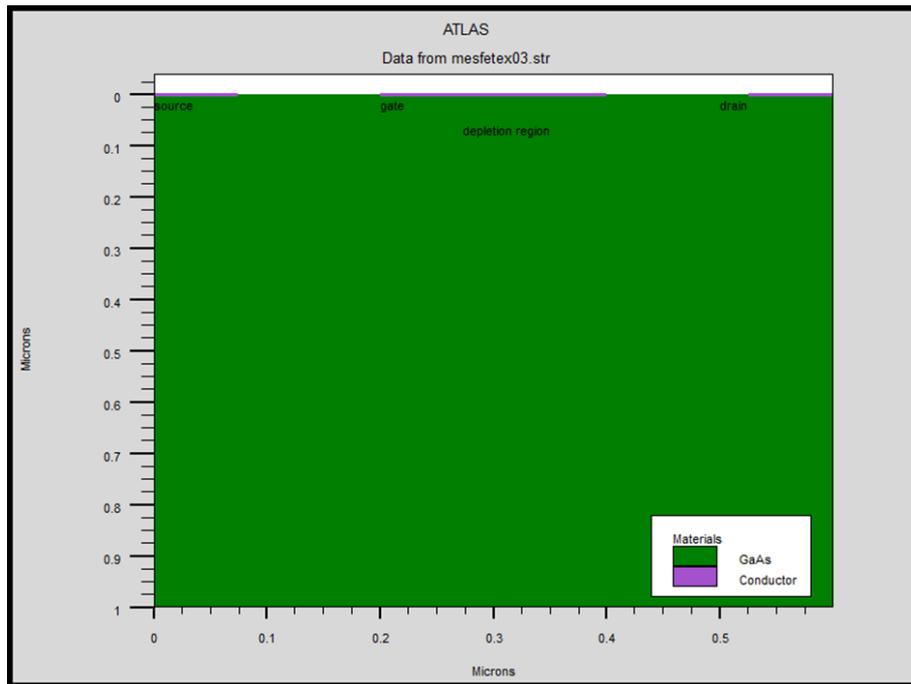


Figure III.6 : définition des matériaux

### III.6.1.c Spécification des électrodes :

ATLAS a une limite de 50 électrodes qui peuvent être définies. Le format de définition d'électrodes est comme suit:

Electrode nombre = <integer>name = < nom de l'électrode >< position des paramètres >

La Figure III.7 montre la position de l'anode et la cathode par des valeurs de x et de y.

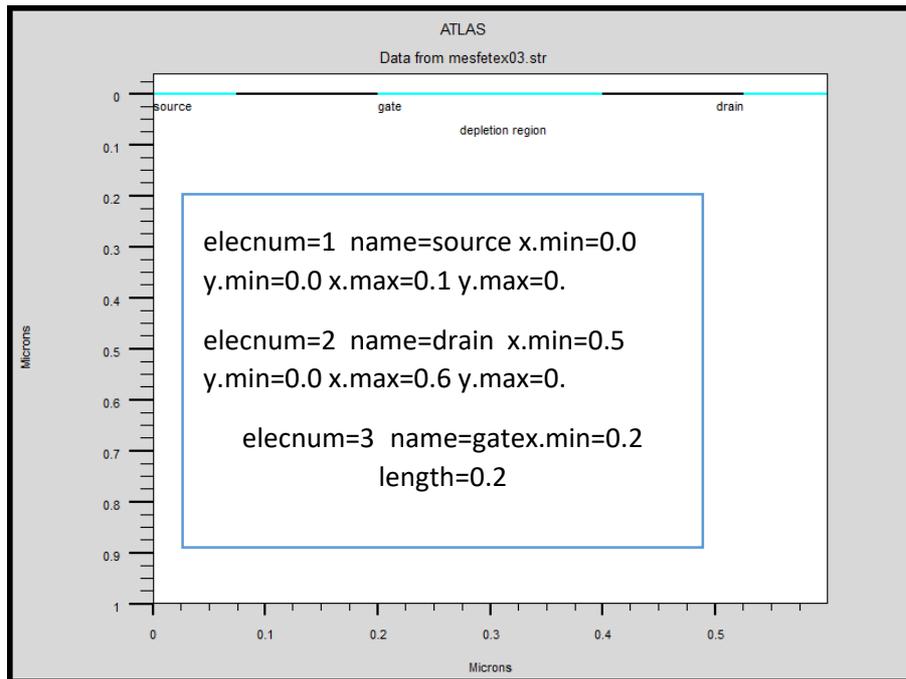


Figure III. 7 : Définition des électrodes.

### III.6.1.d Spécification de Dopage:

Le dernier aspect de la spécification de la structure qui doit être défini est le dopage.

Le format de la déclaration de dopage dans « Atlas » se présente comme suit: dopage< type de distribution >< type de dopant > / < position des paramètres >

Dans la figure (III.8), les types de dopage et les niveaux de dopage sont définis.

Le dopage peut être de type N ou P. Le type de distribution peut être uniforme ou gaussien.

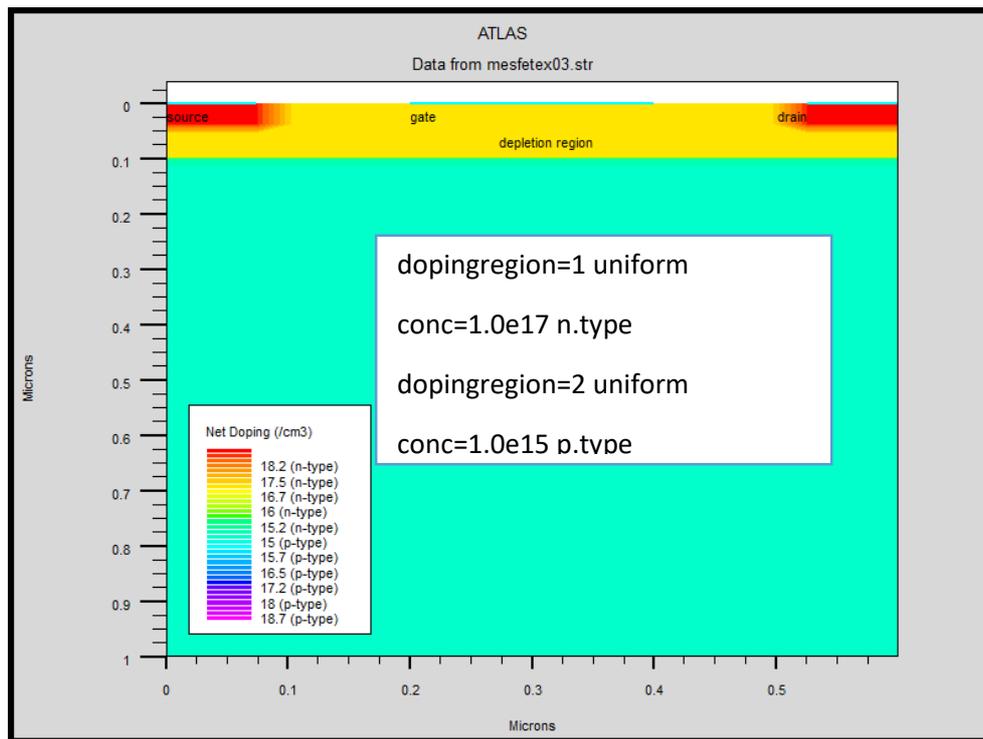


Figure III.8 : Définition de dopage.

### III.6.2 Spécifications des Matériaux et des modèles :

Une fois que vous avez défini les profils de maillage, de géométrie et de dopage, vous pouvez modifier les caractéristiques des électrodes, modifier les paramètres de matériau par défaut et choisir les modèles physiques utilisés par Atlas lors de la simulation du dispositif. Pour accomplir ces actions, utilisez les instructions CONTACT, MATERIAL et MODELS, respectivement. Les modèles d'ionisation par impact peuvent être activés à l'aide de l'instruction IMPACT. Les propriétés de l'interface sont définies à l'aide de l'instruction INTERFACE [27].

De nombreux paramètres sont accessibles via le C-Interpreter (SCI) de Silvaco. Cela vous permet de définir des équations personnalisées pour certains modèles [30].

#### III.6.2.a Interface :

L'instruction INTERFACE est utilisée pour spécifier la densité de charge de l'interface et le taux de recombinaison de surface aux interfaces entre semi-conducteurs et isolants. La déclaration de l'INTERFACE est donnée dans le format suivant [31]:

INTERFACE <paramètres><interface\_dimensions>

### III.6.2.b Spécifications des modèles :

Les modèles physiques sont classés en cinq catégories: Mobilités des porteurs de charges, mécanismes de génération-recombinaison, les statistiques de transport, l'ionisation par impact et l'effet tunnel [27].

La syntaxe de la déclaration du modèle est la suivante:

Model< paramètres générales > / < paramètres du modèle >

Le choix du modèle dépend des matériaux choisis pour la simulation.

Exemple :

srhfldmobconmob

Srh : est le modèle de Shockley-Read-Hall.

Conmob : est le modèle dépendant de la concentration.

fldmob : est le modèle dépendant du champ électrique parallèle.

Il existe aussi les modèles qui concernent le type de contact soit contact ohmique qui connaît par défaut et le contact redresseur (contact de Schottky), ce contacte est reconnu par un travail de sort (workfunction) comme :

Contactenum= <integer>work=<integer>

### III.6.3 Spécification Méthodes numériques de calcul :

Après avoir spécifié les modèles de matériaux, le choix de la méthode numérique doit être spécifié. La seule instruction qui s'applique à la sélection de la méthode numérique est l'instruction méthode [27]. Il existe diverses méthodes numériques pour calculer les solutions [31]:La méthode découplée (Gummel): la méthode de Gummel résout les équations de chaque inconnue, en maintenant toutes les autres inconnues constantes. Le processus est répété jusqu'à l'obtention d'une

solution stable. La méthode couplée (Newton): La méthode de Newton résout les équations de toutes les inconnues simultanément.

Bloc: La méthode du bloc résout certaines équations avec la méthode de Gummel et d'autres avec la méthode de Newton.

**Exemple :**

Méthode newton gummel : Dans cet exemple, les équations sont résolues par la méthode Gummel. Si la convergence n'est pas atteinte, les équations sont résolues en utilisant la méthode de Newton.

### **III.6.4 Spécification de Solution :**

La spécification des solutions est faite par les instructions suivantes :

Log, Solve, Load et Save.

#### **III.6.4.a Log :**

L'instruction Log est utilisée pour enregistrer toutes les caractéristiques terminales dans un fichier de données. L'exemple suivant montre un exemple d'utilisation de l'instruction LOG.

```
logoutfile = myoutputfile.log
```

L'exemple montre l'enregistrement de données dans le fichier (myoutputfile.log).

#### **III.6.4.b Solve :**

L'instruction SOLVE suit l'instruction LOG. Elle cherche une solution pour un Ou plusieurs points de polarisation. Ce qui suit est un exemple de l'instruction SOLVE.

```
SOLVE Vdrain=0.0 Vstep=0.05 Vfinal=0.5 name=drain.
```

### III.6.4.c Load et Save :

L'instruction LOAD introduit, à partir d'un fichier existant, pour chaque point dépolariation les solutions précédentes en tant que proposition initiale.

L'instruction SAVE permet l'enregistrement de toutes les informations obtenues pour unnoeud dans un fichier de sortie.

### III.6.5 Analyse des résultats :

Les résultats et les informations obtenues par la simulation peuvent être affichés graphiquement avec (Tony Plot), La FigureIII-9 present le graphe de cette commande

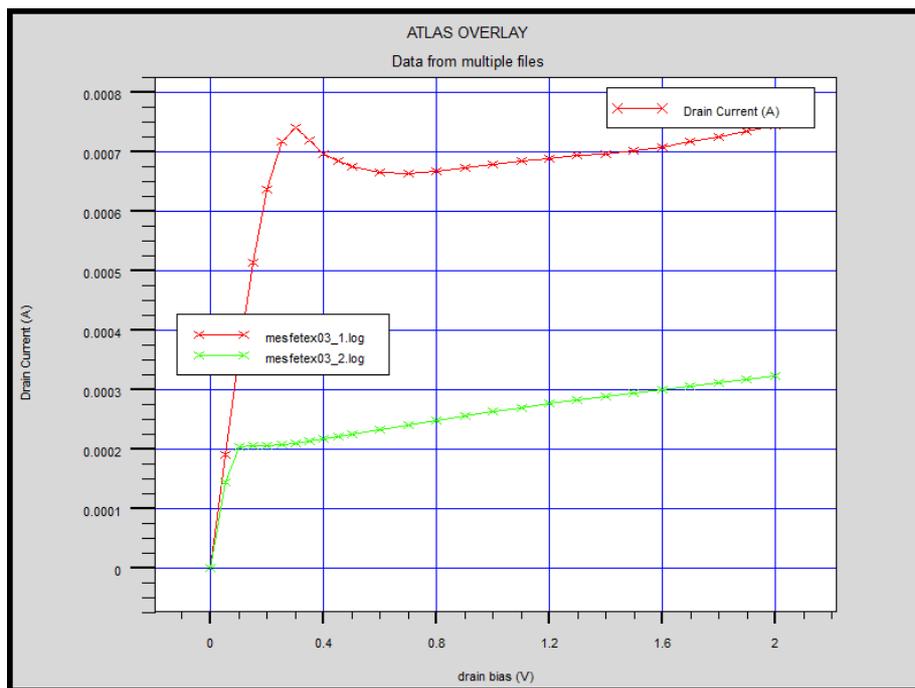


Figure III.9 : représentation graphique de la solution

### III.7 Les équations de Base de Semi-conducteur en ATLAS-SILVACO :

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

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

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

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

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

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.

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

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

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

***Chapitre IV***  
***Résultats et interprétation***

## Résultats et interprétation

### IV.1 Introduction :

Dans ce chapitre, nous exposons les résultats de simulation numérique des caractéristiques courant-tension de transistor MESFET GaAs avec étude de l'influence de différents paramètres technologiques tels que longueur, épaisseur et dopage du canal et plus l'effet des pièges donneurs et accepteurs localisés dans le substrat.

### IV.2 Model utilisé :

Pour calculer le courant - tension de transistor MESFET GaAs On a utilisé le model avec ses paramètres donnés dans le Tableau IV.1

Transistor	$L_g(\mu\text{m})$	$a_c(\mu\text{m})$	$N_d(\text{cm}^{-3})$	$N_a(\text{cm}^{-3})$	$a_s(\mu\text{m})$	Métal
MESFET	0.2	0.16	$1e^{17}$	$1e^{15}$	4	AL

Tableau IV. 1: Paramètres des transistors à 300<sup>0</sup> K.

Où les paramètres  $L_g, a_c, a_s, N_d$  et  $N_a$  sont présentés au dessous :

$L_g$  : Longueur du canal.

$a_c$ : Épaisseur du canal

$a_s$ : Épaisseur du substrat.

$N_d$  : Dopage du canal.

$N_a$  : Dopage du substrat.

**IV.3 Effet des paramètres géométriques :**

**IV.3.1 Effet de la longueur de grille  $L_g$  :**

Nous présentons sur la figure IV.1 l'influence de la longueur de grille  $L_g$  sur le courant de drain, on remarque que les valeurs du courant augmentent lorsque la longueur du canal diminue, conformément à l'expression du courant de drain (II.33).

En effet, l'extension latérale de la zone de charge d'espace conduit à un allongement du canal conducteur tout en s'amincissant, ce qui limite le passage des électrons.

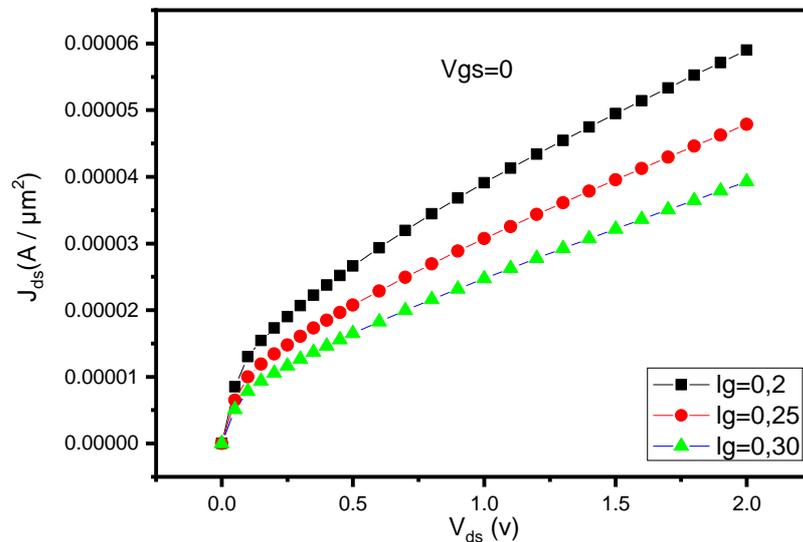


Figure IV.1 : Influence de la longueur de grille  $L_g$  sur les caractéristiques  $J_{ds}$ - $V_{ds}$ .

**IV.3.2 Effet de l'épaisseur du canal  $a_c$  :**

La figure IV.2 présente l'évolution de caractéristique  $J_{ds} - V_{ds}$  en fonction de l'épaisseur du canal  $a_c$  (couche active), on observe que la densité de courant  $J_{ds}$  augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du canal  $a_c$  pour  $V_g = 0$ .

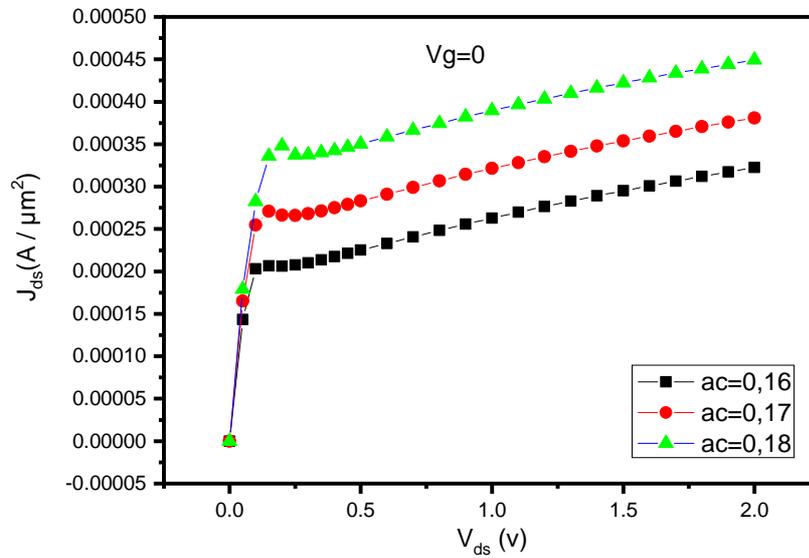


Figure IV. 2 : Influence de l'épaisseur du canal  $a_c$  sur la caractéristique  $J_{ds} - V_{ds}$ .

#### IV.4 Effet des paramètres physiques :

##### IV.4.1 Effet de dopage de canal $N_d$ :

La variation du courant - tension en fonction du dopage du canal pour  $V_g = 0$  est présente sur la figure IV.3. Nous constatons une augmentation de la densité de courant avec l'augmentation du dopage du canal, parce que la résistivité des semi-conducteurs diminue avec l'augmentation de la concentration des porteurs

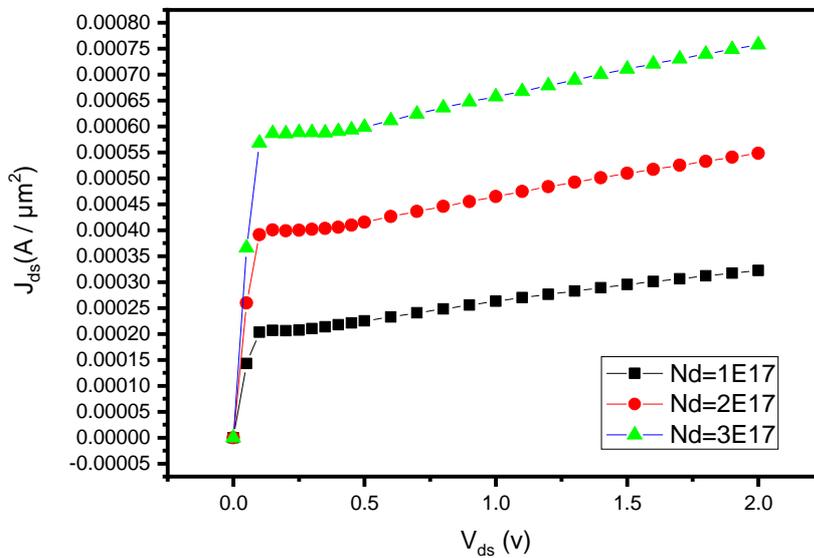


Figure IV.3 : Influence de dopage de canal  $N_d$  sur la caractéristique  $J_{ds} - V_{ds}$

#### IV.4.2 Effet de la tension de grille $V_g$ :

La Figure IV.4 présente la variation du la densité de courant de drain  $J_{ds}$  en fonction de la tension de drain  $V_{ds}$  pour différentes valeurs de la tension de grille pour  $L_g = 0,2 \mu\text{m}$  et  $a_c = 0,16 \mu\text{m}$ . On observe que le courant de drain augmente rapidement avec la variation de la tension de drain  $V_d$  puis se stabilise à une tension  $V_d$  dite tension de saturation  $V_{dsat}$ .

Nous remarquons la présence de trois régions qui correspondent aux trois régimes de fonctionnement :

- **la zone linéaire (zone ohmique)** : Dans cette région, le courant de drain varie Proportionnellement à la tension de drain c'est le régime linéaire.
- **la zone de pincement** : Dans la deuxième région, le courant de drain augmente mais pas de la même manière que le régime linéaire. Il augmente progressivement jusqu'à une valeur limite, c'est le régime de pincement.

- **la zone de saturation** : Dans la dernière région la tension de drain n'a plus aucun effet sur le courant  $I_d$  Qui reste pratiquement constant. C'est le régime de saturation.

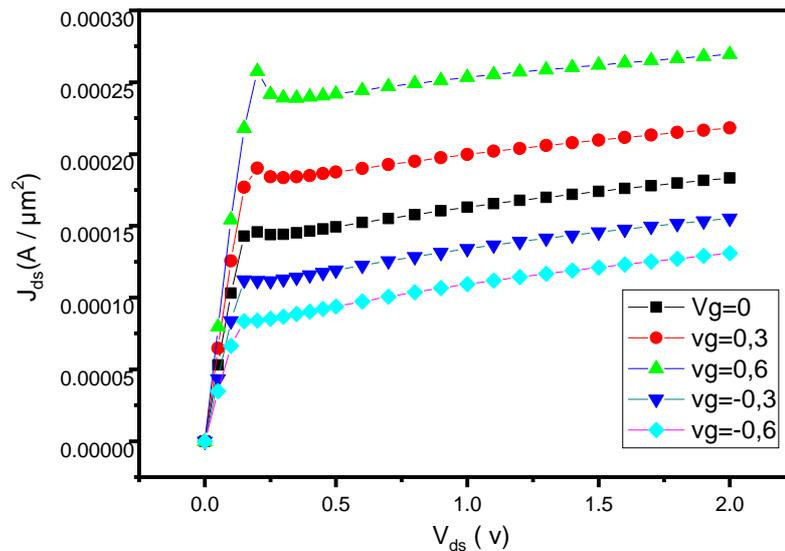


Figure IV.4 : Caractéristiques  $J_{ds} - V_{ds}$  du MESFET avec différentes valeurs de  $V_{gs}$

#### IV.5 description de la zone déplétion :

La figure IV.5 présente une description de la zone de charge dans le cas aucun polarisation pour  $V_{gs}= 0$  et  $V_{ds} = 0$ . Cette zone résulte qui crée par le contact métal-semi-conducteur. Lorsqu'on applique une tension sur la grille  $V_{ds} = 0.15v$ . On n'observe que la zone déplétion commence à se déformer en devenant beaucoup plus importante côté drain que côté source (voir la figure IV.5), cette réduction provoque un ralentissement de la croissance du courant de drain (la zone de pincement). Arrivé à une certaine valeur de la tension de drain  $V_{dsat}$ , l'augmentation de la tension  $V_{ds}$  n'a quasiment plus aucune influence sur le courant. On nomme le courant de saturation  $I_{dsat}$ , lorsque le courant de drain  $I_{ds}$  commence à rentrer dans la zone de saturation pour une tension de polarisation de grille  $V_{gs}$  nulle.

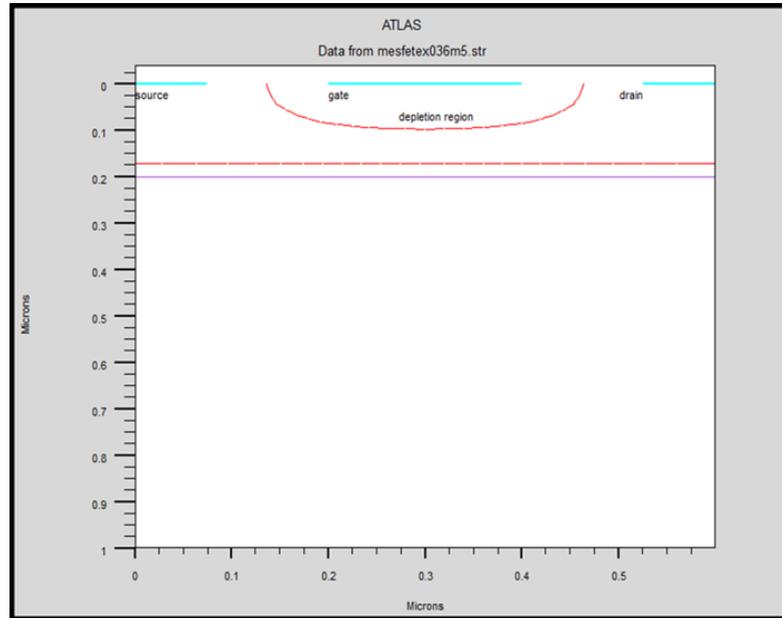


Figure IV.5 : La zone déplétion à  $V_{gs} = 0v$  et  $I_{ds} = 0v$

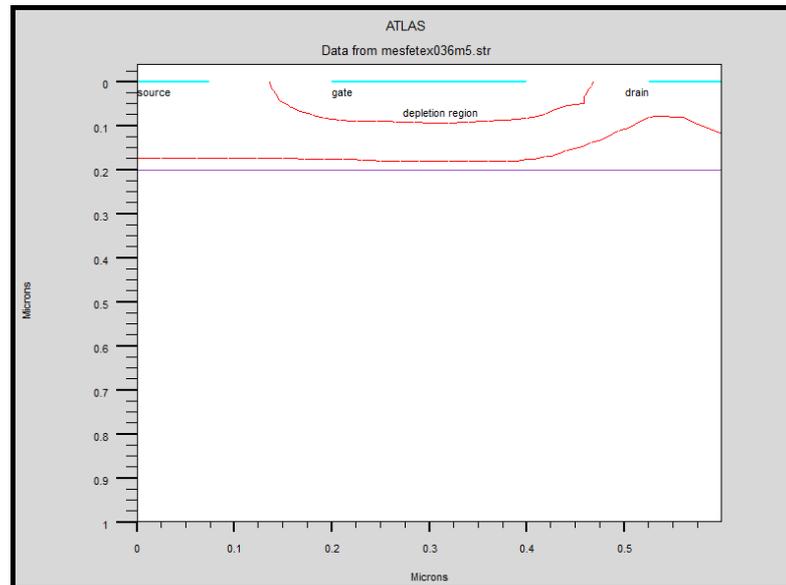


Figure IV.6 : La zone déplétion à  $V_{ds} = 0.15v$  et  $V_{gs} = 0.15v$

- **la zone déplétion à  $I_{ds} = 0$**

Pour une polarisation inverse est très élevée ( $V_g = -1v$ ), on observe que la hauteur de la zone de charge d'espace (**h**) augmente, ce qui conduit contact à la zone de l'interface

substrat-canal, comme voir dans la figure IV.7 donc les électrons ne peuvent pas passer de la source à drain car la couche conductrice est fermée, alors le courant est nul.

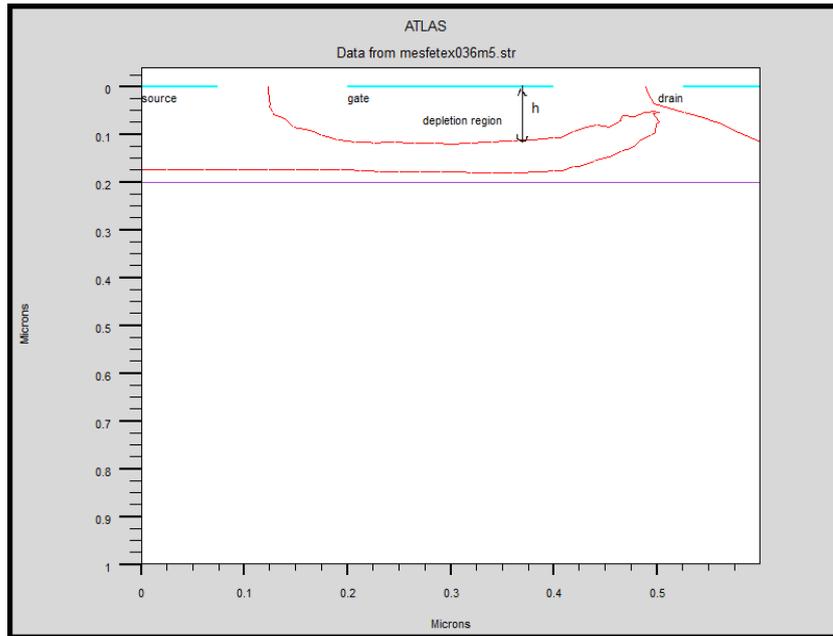


Figure IV.7 : La zone déplétion Quand  $V_{gs} = -1v$  et  $V_{ds} = 0.15v$

#### IV.6 Influence des pièges donneurs et accepteurs :

La présence de ces pièges, dans des substrats semi- isolant (SI) peut influencer de manière significative les caractéristiques électriques du dispositif. Les propriétés du piège, l'énergie et la section transversale ont été mesurées par spectroscopie transitoire à niveau profond avec tension ou excitation optique (DLTS) (technique de caractérisation des centres profond) [30]. On trouve l'énergie associée réside de ces pièges dans la bande interdite, échangeant des charges avec les bandes de conduction et de valence par l'émission et la capture d'électrons suivant le canal. Bien qu'il existe plusieurs pièges dans le substrat SI GaAs nous avons seulement pris en compte la plus habituellement observés : HL4 et EL2 [32]. HL4 est un trou et lié à Cr, alors que EL2 est un défaut d'origine et bien connu dans la structure GaAs (électron).

## CHAPITRE IV : RESULTATS ET INTERPRETATION

Les paramètres des pièges donneurs et accepteurs considérés sont regroupés dans le tableau IV.2 suivant [32] :

Type de pièges	Energie	Concentration	$\sigma_n$	$\sigma_p$
Accepteur $C_r$	$E_{cr} - E_V$ = 0.755	Variable	$1.17e^{-19}$	$5e^{-17}$
Donneur $E_{L2}$	$E_C - E_{L2}$ = 0.688	Variable	$4.68e^{-16}$	$2e^{-18}$

Tableau IV.2 : Paramètres des pièges.

### IV.6.1 Influence des pièges donneurs :

La figure IV.8 présente l'influence des pièges donneurs au sein du substrat sur les caractéristiques électriques (J-V). Nous observons que les pièges donneurs n'ont aucune d'influence sur les caractéristiques électriques.

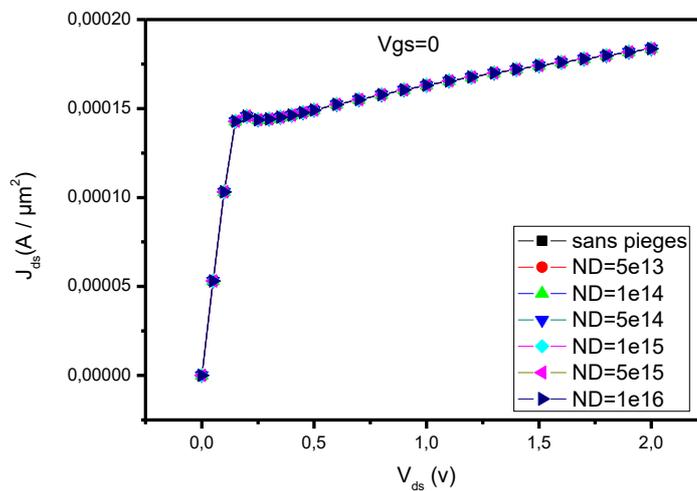


Figure IV.8 : Influence des pièges donneurs sur les caractéristiques J-V.

**IV.6.2 Influence des pièges accepteurs :**

La figure IV.9 présente l'influence des pièges accepteurs au sein du substrat sur les caractéristiques électrique (J-V). Nous observons que les pièges accepteurs ont un effet considérable sur les caractéristiques  $J_{ds} - V_{ds}$ . Le courant  $I_{ds}$  diminue avec l'augmentation de la densité des pièges accepteurs, ce qu'influe sur la zone de conduction par la création d'une zone de charge à l'interface canal-substrat. Comme le montre sur les figures IV.10, IV.11, IV.12, IV.13 qui présentent les zones de charge d'espace à l'interface canal-substrat sans et avec pièges donneurs et accepteurs.

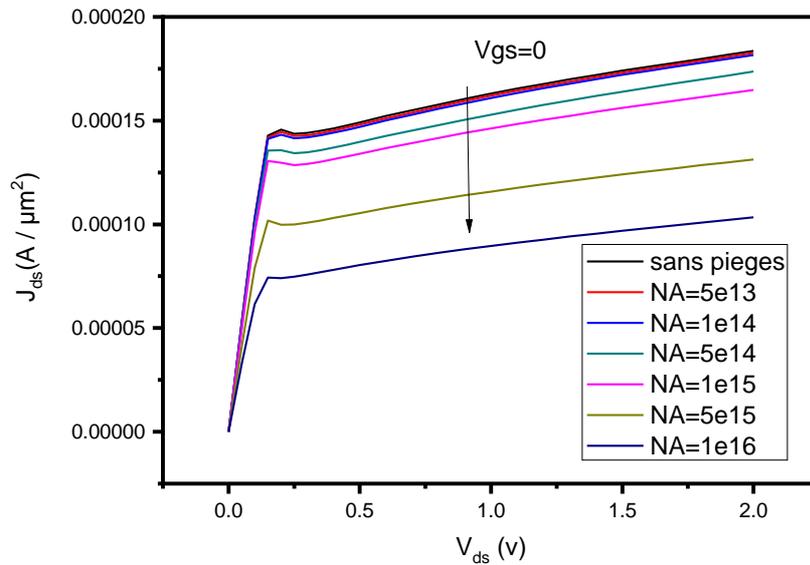


Figure IV.9 : Influence des pièges accepteurs sur les caractéristiques J-V

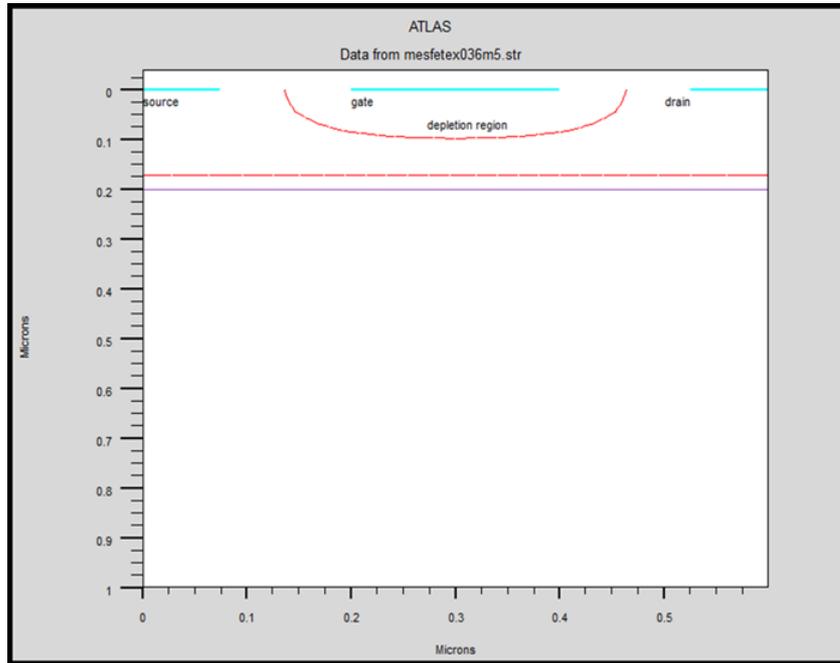


Figure IV.10 : Zone de charge à l'interface canal substrat sans pièges.

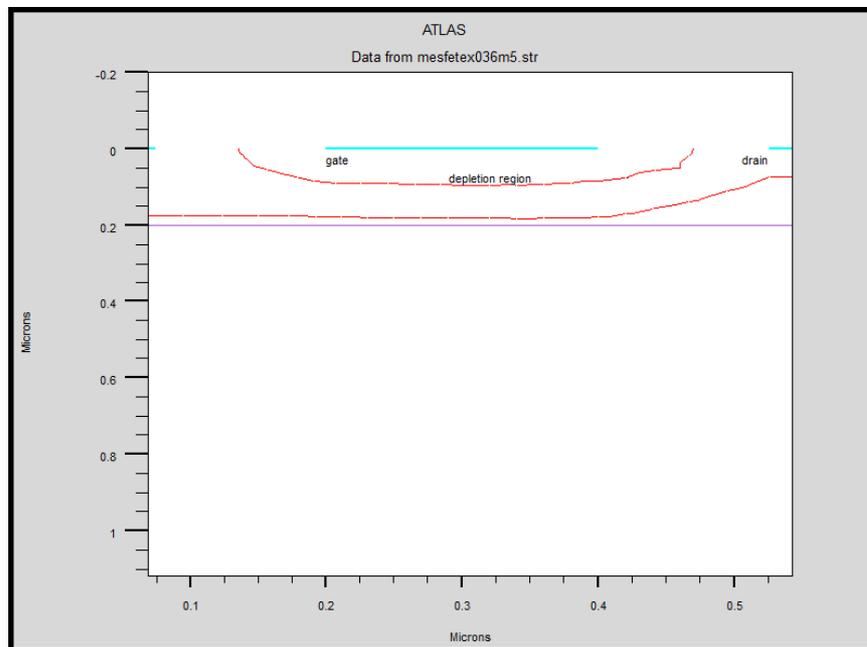


Figure IV.11 : Zone de charge à l'interface canal substrat avec  $N_A=5.10^{13} \text{ cm}^{-3}$

## CHAPITRE IV : RESULTATS ET INTERPRETATION

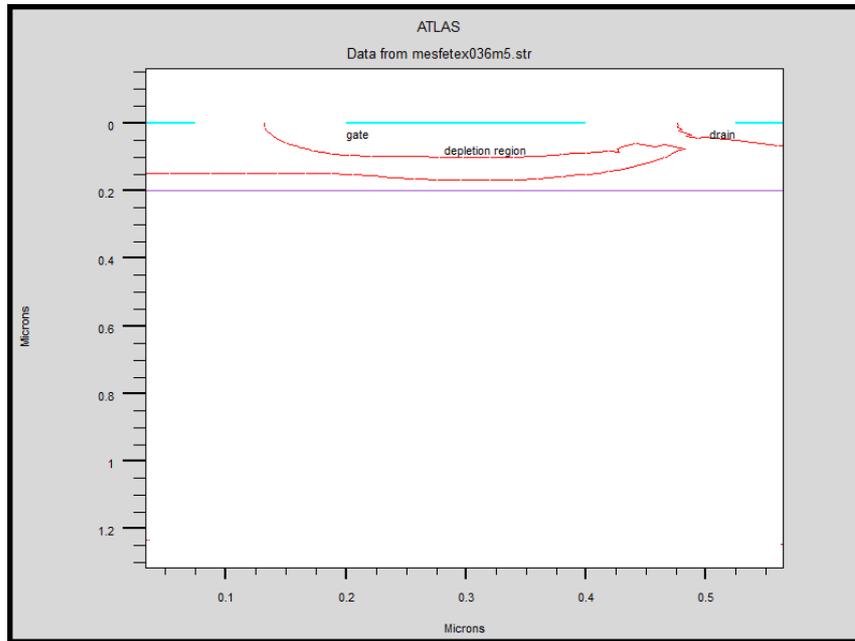


Figure IV.12 : Zone de charge à l'interface canal substrat avec  $N_A=1.10^{16} \text{ cm}^{-3}$

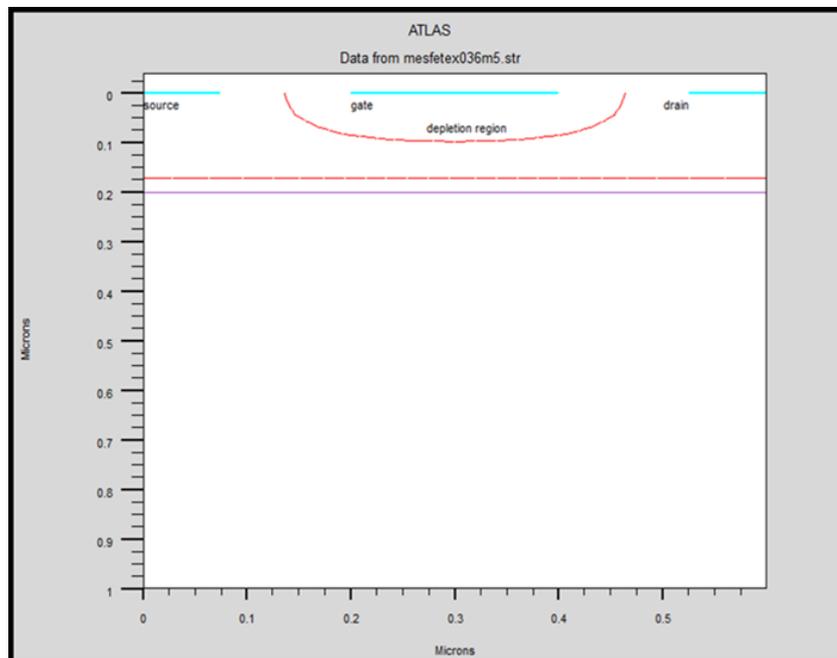


Figure IV.13 : Zone de charge à l'interface canal substrat avec  $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

D'après ces dernières figures on remarque que les pièges accepteurs créent une zone de charge à l'interface canal-substrat, ce qui démunie la largeur de la zone de conduction.

**IV.6.3 Influence des pièges et type de substrat :**

Nos résultats de simulation acceptent un bon accord avec de résultats de la simulation, trouvée [31]. Telle que la structure du transistor MESFET utilisée dans cette étude est la même du Model utilisé avec substrat une fois de type "n" et une fois de type "p", avec condition :  $\frac{NAi}{NEL2} = 0.1$  et  $\frac{NDi}{Ncr} = 0.1$  la variation des caractéristiques  $I_{ds} - V_{ds}$  avec la présence des pièges donneurs et accepteurs est représentée sur la figure **IV.14**.

Nous n’observons que le courant  $I_{ds}$  dans le cas des pièges donneurs est plus que dans le cas des pièges accepteurs prenant une petite différence.

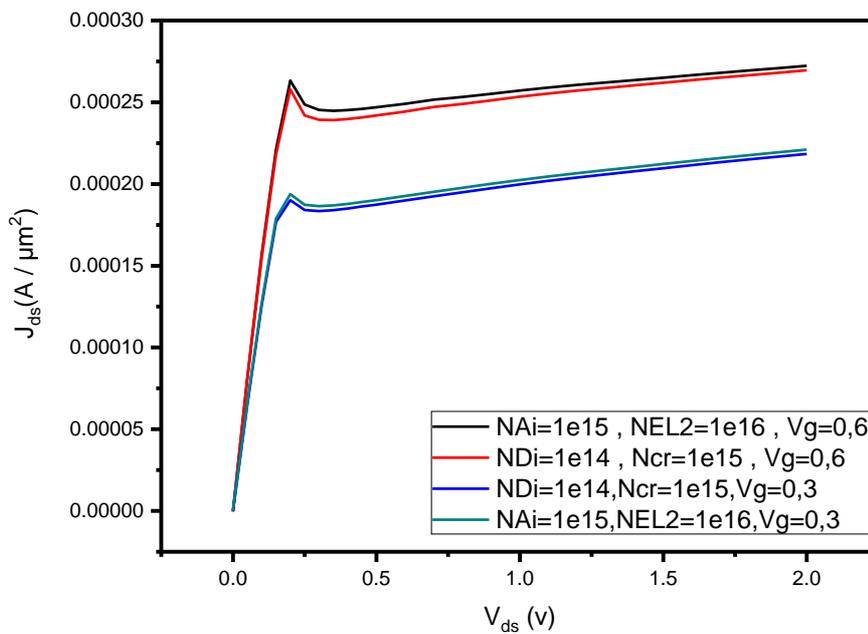


Figure 4.14 : Influence des pièges et types de substrat sur le courant.

# ***Conclusion Générale***

### Conclusion générale

Dans ce mémoire, nous avons présenté une étude des propriétés électriques de transistor à effet de champ à grille Schottky MESFET à base GaAs, en particulier, le caractéristique courant -tension ainsi que on a étudié les paramètres qui influé sur le courant tel que longueur de la grille, épaisseur du canal et l'effet de la tension de la grille et des pièges par simulation numérique.

nous avons présenté généralités sur le transistor MESFET GaAs; les propriétés de matériau GaAs, après un rappel de la structure métal semi-conducteur et les principales propriétés physique du contact redresseur de type Schottky. Ensuite, la structure du principe du fonctionnement de MESFET. Par la suite, nous avons présente un modèle analytique unidimensionnel pour décrire les propriétés statiques du MESFET GaAs, et pour obtenir les expressions du courant de drain en fonction des tensions de polarisation grille et drain.

Par simulation numérique, On a présenté la variation du courant de drain  $I_{ds}$  en fonction de la tension  $V_{ds}$ , nous avons obtenues que le courant diminue avec l'augmentation de la longueur de grille et l'effet des pièges accepteurs parce que la zone de charge de l'espace augmente dans le canal ce qui réduit le courant. Par contre, le courant augmente avec l'augmentation de l'épaisseur et le dopage du canal car lorsque la concentration des porteurs augmente la résistivité des semi-conducteurs diminue et mais on a obtenue qu'il n'y pas de l'effet des pièges donneurs sur le courant.

## *Références bibliographiques*

- [1] **S.M. SZE** "Physics of Semi-conducteur Devices", New York : John Wiley, 2nd Edition 1981.
- [2] **R. ANHOLT** "Electrical and Thermal Characterization of MESFETs, HEMTs, and HBTs", Artech House, Boston, London 1994.
- [3] **B. MALLET-GUY**"Modélisation non linéaire distribuée des transistors à effet de champ : Application à l'analyse de la stabilité des transistors des caractéristiques en bruit dans les circuits MMIC millimétriques",Thèse de doctorat, Université de Limoges, Faculté des sciences, Spécialité : "Télécommunications", Mars 2001.
- [4] **W. SHOCKLE**"A unipolar field effect transistor",Proc. Of the IRE, vol. 40, pp. 1365-1367, 1952.
- [5] **S.AMOURACHE**"Modélisation du transistor à effet de champ à grille Schottky a l'arséniure de gallium" Thèse de doctorat, Université de Constantine, 2007
- [6] **T. BOUMAAZA** "Caractérisation d'un MESFET à grille fondue pour la détection optique" Thèse de doctorat, 3 cycle, 1987.
- [8] **J. Czochralski**, Z. Physik Chem. 92 (1918) 219
- [7] **W.Miloudi** "Simulation d'un Transistor HEMT a base de GaAs (AlGaAs/GaAs) "Mémoire de master, Université de Biskra, 2014.
- [9] **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.
- [10] **S. khemissi** "modélisation et simulation des transistors MESFET GaAs" mémoire de magister, université de Constantine ,2003.
- [11] **T. Ytterdal, M. Hurt, M. Shur, H.Park, Tsai and W.C.B Peatman** " High-temperature characteristics of two dimensional MESFETs" IEEE Elect. Dev. Lett, vol 17n° 5 pp 214 -216 May 1966.

- [12] **O. VANBESIEN**"Modèles linéaires et non linéaires des composants actifs pour la CAO. Hyperfréquences", Cours DESS, septembre 2003.
- [13] **K.Christian**«MESFET MODELS BASED ON GaAs". Edition 1996.
- [14] **G. Douadi** "Analyse des transistors à effet de champ MESFET GaAs",mémoire de magister, université de constantine, 2009
- [15] **N.DUBUC** "Modélisation Electrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haut rendement" Thèse doctorat d'état, Université de Limoges, 2003.
- [16] **W.R. FRENSLEY**"Power-Limiting Breakdown Effects in GaAs MESFET's", IEEE Trans ,On Electron Devices, vol. 28, n° 8, pp. 962-967, August 1991.
- [17] **M. FUKUTA, T. MIMURA, H. SUZUKI, AND K. SUYAMA**"4-GHz, 15-W power GaAs MESFET" IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-25, pp. 559-563, June 1978.
- [18] **Shan Ping Chin and Chin Yuan Wu**, "A new I-V model for short gate length MESFET'S " IEEE trans on electron Devices, vol 40, N°4, April (1993).
- [19] **A. LALOUE** "Modélisation non linéaire distribuée des transistor à effet de champ: application à l'analyse de la stabilité des transistors et des caractéristiques en bruit dans les circuits MMIC " Thèse de doctorat, Université de Limoges, France 2001.
- [20] **Y.Ohno**, and **All** "Surface states effects on GaAs FET electrical performance" IEEE Tran.El. Dev. Vol 46, N°1, 1999.
- [21] **A. Wakabayashi, Y.Mitani**, "K.Horio Analysis of gate-lag phenomena in recessed-gate GaAs MESFET's", IEEE Tran. El. Dev. Vol 49, N° 1, 2002.
- [22] **K. Shenai, R. W. Dutton** "channel buffer interface phenomena in GaAs MESFET's fabricated by molecular beam epitaxie ", IEEE Tran. El. Dev, Vol 35, N° 5, 1988.
- [23] **M.Adaika** "Effet des défauts sur le fonctionnement d'un transistor couche mince (TFT) : Comparaison entre un TFT en a-Si :H et un TFT en a-IGZO par SILVACO ATLAS", 2017, Biskra
- [24] **F.BOUROUBA** " Modélisation et simulation des contacts métal-semi-conducteur a barrière inhomogène " Stif ,2015.

- [25] **Y. deddiafi**"modélisation d'un transistor MESFET en GaAs en utilisant le simulateur atlas Silvaco" biskra 2013.
- [26] **B.Garcia** "Indium gallium nitride multijunction solar cell simulation using silvaco atlas, 2007 "Monterey California. Naval Postgraduate School.
- [27] **D.Diouf** "Cellules photovoltaïques silicium à hétérojonctions et à structures interdigitée en face arrière", 2010, Paris 11.
- [28] **S.CHALA**"Design of II-VI thin film solar cells" Université Mohamed Khider de Biskra.
- [39] **M. MANCER**" Simulation numérique des caractéristiques électriques d'une cellule solaire à double jonction en (AlGaAs/GaAs)" Université Mohamed Khider-Biskra, 2012.
- [30] **n.Abdeslam** " transistor en GaAs " mémoire magister
- [31] **n. Sengouga, AF. Meftah, Am. Meftah, M. Henini**"Numerical simulation of the response of substrate trapsto a voltage applied to the gate of a gallium arsenide field effect transistor"Materials Science in Semiconductor Processing 24 (2014) 34–39
- [32] **H. KAZUSHIGE**et **A** "two-dimensional simulation of GaAs MESFETs with deep acceptors in the semi-insulating substrate" article September 1990.

## Résumé:

Le transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium est un composant électronique qui le plus utilisé dans les circuits intégrés. Le but de ce travail est de simuler numériquement l'influence des paramètres technologiques tel que longueur de grille, épaisseur et dopage du canal et l'effet des pièges accepteurs et donneurs présent dans le substrat sur les caractéristiques courant-tension en utilisant le simulateur Atlas Silvaco, (Technical Computer Aided Design (TCAD)). Les résultats ont présenté qu'en trouve des pièges accepteurs dans le substrat ont un effet considérable sur les caractéristiques courant - tension parce que la zone de charge d'espace augmente dans le canal. Par contre les pièges donneurs n'est observé aucun effet sur les caractéristiques courant-tension.

**Mots clés :** transistors MESFET, Atlas-Silvaco, GaAs, les pièges.

## Abstract :

The transistor (MESFET-GaAs) is an electronic compound, it used extensively in integrated circuits. in this work, we have studied, numerical calculation of the current voltage characteristics and we determined the influence of the physical and the geometric parameters of the transistor by the Atlas-Silvaco simulator, as well as the study of the donors and acceptors traps in the substrate. Through the obtained results we found that the current increases by increasing the thickness and doping of the active layer and the voltage of the gate also; while it decreases with increases the length of the gate and the acceptors traps that affect on the depletion region.

## المخلص

الترانزستور (MESFET-GaAs) هو مركب الكتروني يستعمل بكثرة في الدارات المتكاملة. والهدف من هذا العمل هو دراسة تأثير الوسائط الفزيائية و الهندسية للترانزستور على الخاصية تيار جهد ( $I_d-V_d$ ) بواسطة المحاكي Atlas-Silvaco وكذلك دراسة الفخاخ الأخذة والمانحة الموجودة في المسند (substrat). ومن خلال النتائج المتحصل عليها وجدنا أن التيار يزداد بزيادة سمك وتطعيم الطبقة الفعالةتو جهد البوابة،بينما ينخفض التيار في حالة زيادة طول البوابة وبوجود الفخاخ الأخذة التي لها تأثير على منطقة شحنات الفضاء.

