

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA  
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE LARBI BEN M'HIDI OUM EL BOUAGHI  
FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET DES SCIENCES DE LA  
NATURE ET DE LA VIE  
DEPARTEMENT SCIENCES DE LA MATIERE

N°d'ordre : M..... /2013

## **MEMOIRE**

Pour l'obtention du diplôme de master en physique

Option : compatibilité électromagnétique et physique des semi-  
conducteurs

**L'INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LES  
PROPRIETES STATIQUES DU TRANSISTOR MESFET GaAs**

Présenté par : **Hamlaoui Saliha**

Soutenu le : 17/06/2013

Devant le jury de soutenance suivant :

<b>Président : Mr ZAABAT Mourad</b>	<b>Pr, U.Oum El Bouaghi</b>
<b>Rapporteur : Mme AZIZI Chérifa</b>	<b>Pr, U.Oum El Bouaghi</b>
<b>Examineur : Mr BOUDINE Azzedine</b>	<b>Pr, U.Oum El Bouaghi</b>

**ANNEE UNIVERSITAIRE 2012/2013**

*DEDICACE  
JE DEDIE  
CETTE THESE*

*A mes très chers parents  
Hamlaoui sebti et Saadi Rebaia*

*Je vous dédie ce travail en témoignage de mon profond respect, mon grand  
Amour et toute ma gratitude pour les sacrifices que vous avez consentis.  
Vous m'avez donné toute l'attention et tout l'amour qu'un être puisse espérer.  
Aucun de mes mots ne saurait exprimer l'ampleur de ma reconnaissance.  
Intelligents, accueillants, sages, sont vos qualités. Mon respect pour vous est grand,  
vous me donnez la joie de vivre. Que le tout  
Puissant vous accorde une longue vie  
Vos prières et vos conseils m'ont toujours  
Accompagné et ont éclairé mon chemin.  
Puisse le tout puissant vous accorder  
Meilleure Santé et longue vie.*

*A mon très cher fiancé  
Lemenadjelia Ammar*

*En témoignage de mon amour, de mon respect, de mon  
Admiration et de ma grande affection, Je te prie de trouver dans ce  
Travail l'expression de mon estime et mon sincère Attachement.  
Je te remercie pour ton aide et ton soutien, merci encore mille et une fois.  
Je prie Dieu le tout puissant pour qu'il te donne bonheur et prospérité.*

*A mes très chers frères et sœurs, et mes neveux  
Et mes nièces, ainsi à toute la famille*

*Que Dieu vous bénisse, trouvez ici l'expression de mon profond  
Respect, mon amour, et ma gratitude.*

*A ma chère copine Fadila et son fiancé Sami.*

*J'espère que vous trouverez dans cette thèse  
L'expression de mon amour, ma sympathie*

*Hamlaoui Saliha.*



# *Remerciements*

Nous tenons à exprimer

Nos grands remerciements

A ALLAH

Tout puissant pour la volonté

Et la patience qu'il nous a

donnés durant ces années d'études.

Mes remerciements vont en particulier à Mme C. AZIZI, professeur au département science de la matière, faculté des sciences exactes et des sciences de la nature et de vie, Université Larbi Ben M'Hidi d'Oum El Bouaghi pour avoir accepté de m'encadrer ainsi que pour ses compétences scientifiques, ses conseils et ses qualités humaines qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je suis très honorée que monsieur le Professeur M. ZAABAT ait accepté d'être président du jury, également Je tiens à remercier Monsieur le Professeur A. BOUDINE d'avoir accepté d'être membre du jury.

Et aussi mes remerciements s'adressent en particulier à tous les enseignants du Département Science de la Matière et plus particulièrement à ceux de la Filière Physique.

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

*Merci  
infiniment*

MERCI INFINIMENT.COM

## LISTE DES FIGURES

Figure I-1- Structure cristalline du GaAs.....	3
Figure I-2- Variation de l'énergie en fonction de k.....	6
Figure I-3- Variation de la vitesse en fonction du champ électrique.....	7
Figure I-4- Variation de la mobilité en fonction du champ électrique.....	7
Figure I-5- Semi-conducteur GaAs à multi-vallées.....	7
Figure I-6- Variation de la vitesse en fonction de l'énergie.....	8
Figure I-7- Variation de la mobilité en fonction de l'énergie.....	8
Figure I-8- Les niveaux d'énergie du métal et du semi-conducteur.....	9
Figure I-9- Niveau d'énergie lorsque $\phi_m < \phi_s$ .....	10
Figure I-10- Les niveaux d'énergie de la jonction métal-semi-conducteur $\phi_m \geq \phi_s$ .....	11
Figure I-11- Schéma de déplacement des porteurs à l'interface.....	14
Figure I-12- Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky.....	15
Figure I-13- Vue en coupe d'un MESFET.....	15
Figure I-14- Vue en coupe de la structure du MESFET et emplacement des sources de polarisation.....	17
Figure I-15- Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET.....	18
Figure I-16 – Principe de fonctionnement du MESFET.....	19
Figure II-1- Structure idéalisé du MESFET.....	21
Figure III-1- Organigramme de calcul des caractéristiques I-V.....	34
Figure III-2 - Caractéristique $I_D(V_D)$ pour différentes valeurs de $V_g$ pour le MESFET1.....	36
Figure III-3 – Caractéristique $I_D(V_D)$ pour différentes valeurs de $V_g$ pour le MESFET2.....	36
Figure III-4-Organigramme de calcul des caractéristiques I-V suivant différentes températures pour $V_g=-0.2V$ .....	38
Figure III-5- Caractéristiques (I-V) pour différentes valeurs de T.....	40
Figure III-6- Variation de la transconductance en fonction de la tension de drain pour différentes valeurs de la température.....	41
Figure III-7-Variation de la conductance en fonction de la tension de drain pour différentes valeurs de la température.....	41
Figure III-8-Variation de la vitesse $v_1$ en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température.....	42

**Figure III-9- Variation de la mobilité  $\mu_1$  en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température.....43**

**Figure III-10- Variation de la tension de seuil en fonction de la température.....44**

# SOMMAIRE

DEDICACE

REMERCIEMENTS

LISTE DES FIGURES

INTRODUCTION GENERALE.....1

## CHAPITRE I

### LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP MESFET GaAs

I-INTRODUCTION.....3

II- L'ARSENIURE DE GALLIUM.....3

II-1-STRUCTURE CRISTALLINE.....3

II-2-PROPRIETES ELECTRIQUES DU GaAs.....4

II-3- EQUATION DE TRANSPORT ELECTRONIQUE.....5

II-3-1-EQUATION DE TRANSPORT CAS GENERAL .....5

II-3-2-EQUATION DE TRANSPORT CAS DU GaAs.....7

III-CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR.....9

III-1-DIAGRAMME DES BANDES D'ENERGIE.....9

III-1-1-CONTACT OHMIQUE.....10

III-1-2-CONTACT REDRESSEUR.....11

III-2-BARRIERE DE POTENTIEL ET ZONE DE CHARGE D'ESPACE.....11

III-3-COURANTS DANS LA DIODE SCHOTTKY.....13

III-3-1-EN POLARISATION DIRECTE.....13

III-3-2-EN POLARISATION INVERSE.....14

IV-TRANSISTOR MESFET.....15

IV-1-STRUCTURE DU MESFET GaAs.....15

IV-2-LE PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU MESFET.....16

V-CONCLUSION.....20

## CHAPITRE II

### PROPRIETES STATIQUES DU MESFET GaAs

I-INTRODUCTION.....	21
II-PROPRIETES STATIQUES DU MESFET .....	21
II-1 CALCUL DU POTENTIEL ET DU CHAMP ELECTRIQUE .....	21
II-2- COURANT DE DRAIN DANS LE CANAL.....	24
III-LA TRANSCONDUCTANCE $G_m$ ET LA CONDUCTANCE $G_d$ .....	27
III-1- TRANSCONDUCTANCE $G_m$ .....	27
III-2- CONDUCTANCE $G_d$ .....	28
IV- EFFET DES RESISTANCES PARASITES.....	28
V- EFFET DE LA LOI DE MOBILITE.....	29
VI- L'EFFET THERMIQUE DANS LES MESFET.....	30
VI-1-EFFET DE TEMPERATURE .....	30
VI-2-CARACTERISTIQUE DU MESFET .....	30
VI-3-DISSIPATION THERMIQUE.....	31
VII-CONCLUSION.....	32

## CHAPITRE III

### RESULTATS ET INTERPRETATIONS

I-INTRODUCTION.....	33
II- RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	33
II -1 - CARACTERISTIQUES COURANT TENSION I-V.....	33
II-2 –EFFET DE LA TEMPERATURE.....	37
III-CONCLUSION.....	44
CONCLISION GENERALE.....	45

### REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE

### RESUME





**INTRODUCTION**

**GENERALE**

Les développements rapides de la recherche et de l'industrialisation ont permis à un large public d'accéder aux moyens modernes de communication. Les applications civiles telles que les télécommunications par satellites, la téléphonie mobile, l'automobile avec le radar anticollision et les transmissions de données connaissent un essor rapide grâce à la maîtrise des techniques micro-ondes mis en œuvre.

Au début des années 1970 un nouveau matériau commence à apparaître. L'arséniure de gallium est un semi-conducteur dont les propriétés permettent de réaliser des composants susceptibles de fonctionner aux fréquences millimétriques (>30GHz).

Dans l'arséniure de gallium la mobilité des électrons et la vitesse maximale de ces derniers sont respectivement six fois et deux fois plus élevées que dans le silicium. Cependant il est difficile de réaliser un bon isolant à la surface du GaAs comme pour le silicium, un contact de type Schottky est réalisé facilement rendant aisé la fabrication des **transistors** à effet de champ à grille **Schottky** dit **MESFET**.

Le travail qui fait l'objet de notre mémoire est de faire une étude sur le transistor MESFET GaAs et de caractériser par leurs propriétés les principaux phénomènes physiques et électriques spécifiques et de proposer une formulation analytique en tenant compte de l'effet de la température.

Ce travail est réalisé dans trois chapitres principaux.

Au premier chapitre, nous avons étudié les propriétés physiques et électriques de l'Arséniure de Gallium et nous avons présenté le fonctionnement et la modélisation de la diode Schottky, ainsi que l'ensemble des phénomènes physiques et géométriques qui la définissent, Enfin nous avons terminé par la démonstration des notions de base nécessaires à la compréhension du fonctionnement du MESFET-GaAs, ses caractéristiques principales en précisant la structure et le principe de fonctionnement.

Dans le deuxième chapitre, Nous introduisons les principes de base de toute la modélisation et nous étudions les caractéristiques principales du composant MESFET GaAs. Nous terminons par l'étude des régimes linéaire et saturé du composant MESFET GaAs en précisant la conductance, la transconductance et l'effet de la température.

Nous avons consacré le dernier chapitre aux résultats obtenus à l'aide d'un logiciel de simulation Matlab version 7.10 , élaboré à partir des équations établies dans le chapitre II et l'effet des paramètres physique sur les caractéristiques courant tension, ainsi que l'influence de la température sur les caractéristiques des composants MESFET GaAs.

# CHAPITRE I

## LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP MESFET GaAs

## I-INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord les propriétés électroniques de l'Arséniure de Gallium, Ensuite nous étudions les différents phénomènes physiques du contact Schottky caractéristique principale du transistor **MESFET GaAs**. Enfin une analyse structurale du transistor **MESFET GaAs** sera suivie d'une présentation de son principe de fonctionnement.

## II- L'ARSENIURE DE GALLIUM

Le choix d'un matériau permettant d'obtenir de hautes performances en circuits intégrés ne dépend pas uniquement de ses propriétés électriques. Il résulte d'un compromis entre différents critères tels que ses propriétés métallurgiques (tenue aux divers processus technologiques, par exemple), la diversité de composants élémentaires réalisables, et la tenue en fiabilité. Pour la réalisation des circuits intégrés numériques très rapides, l'arséniure de gallium présente de nombreux avantages. [1]

### II-1-STRUCTURE CRISTALLIN

Le GaAs présente une structure cristallographique de la blende de zinc qui se compose de deux réseaux cubiques à face centrée (CFC) déplacée par un vecteur  $(a_0/4, a_0/4, a_0/4)$ , avec  $a_0$  la longueur de l'arête du cube élémentaire ( $a_0 = 5.653 \text{ \AA}$ ), le premier réseau se compose entièrement d'atomes de gallium(Ga) et l'autre d'atomes d'arsenic(As). La figure (I-1) présente la structure cristalline du GaAs et sur le tableau 1 nous avons reporté les principales propriétés du GaAs à température ambiante. [1]

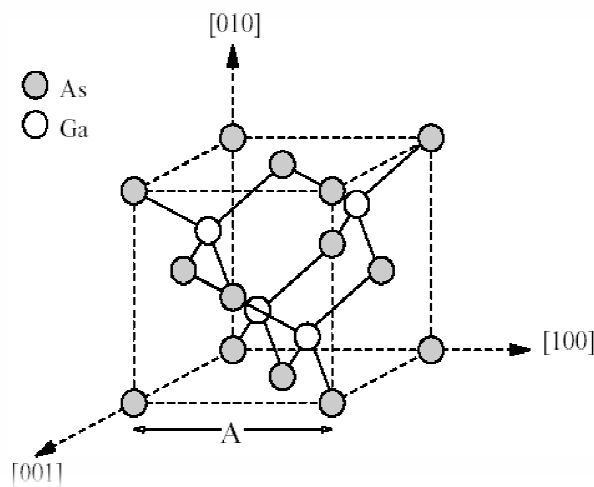


Figure I-1- Structure cristalline du GaAs.

## II-2-PROPRIETES ELECTRIQUES DU GaAs [1]

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

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'épithaxie 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 ( $2.10^7 \text{ cm/s}$ ) 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.

De par sa grande largeur de bande interdite, le GaAs peut être obtenu sous forme d'un semi-isolant de haute résistivité ( $10^7$  à  $10^9 \Omega\text{.cm}$ ). L'épithaxie 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.

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

**Tableau I-1-** Données numériques de l'arséniure de gallium(GaAs) à (300°k)

### II-3- EQUATION DE TRANSPORT ELECTRONIQUE

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

#### II-3-1-EQUATION DE TRANSPORT CAS GENERAL [2]

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

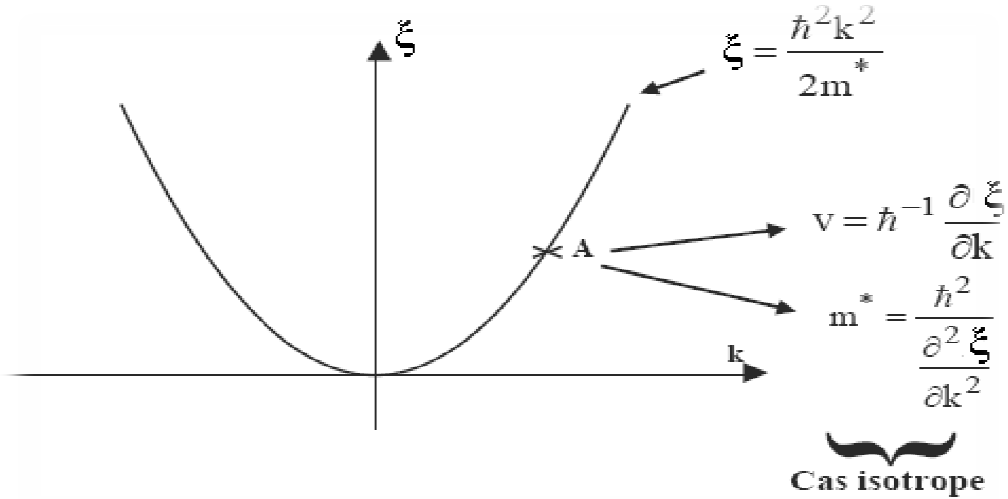


Figure I-2- Variation de l'énergie en fonction de k.

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

$$m^* \frac{dv}{dt} = qE - m^* \frac{v}{\tau_m} \quad (\text{Equation de conservation de la vitesse}) \quad (\text{I-1})$$

1)

$$\frac{d\xi}{dt} = -\frac{(\xi - \xi_0)}{\tau_E} + qEv \quad (\text{Equation de conservation de l'énergie}) \quad (\text{I-2})$$

$\tau_m$  : temps de relaxation du moment.

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

En régime stationnaire  $\frac{dv}{dt} = 0$  et  $\frac{d\xi}{dt} = 0$  ;

$$\text{La vitesse de l'électron est donc : } v = \frac{q\tau_m}{m^*} E \quad (\text{I-3})$$

On appelle mobilité  $\mu(\varepsilon)$  la quantité  $\frac{q\tau_m}{m^*}$ , cette mobilité dépend de l'énergie (via  $\tau_m$ ) et de la masse effective  $m^*$

$$\xi - \xi_0 = qv\tau_E E = q^2 \frac{q\tau_m \tau_E}{m^*} E^2 \quad (\text{I-4})$$

Si on applique ces formulations au cas du silicium (semi-conducteur mono vallée), on obtient à champ faible :

$$\mu(E) = cst \Rightarrow v = \mu E \quad (\text{I-5})$$



$$v(E) = \mu(E)E \tag{I-6}$$

Les expressions sont représentées par les courbes des figures (1-3) et (1-4)

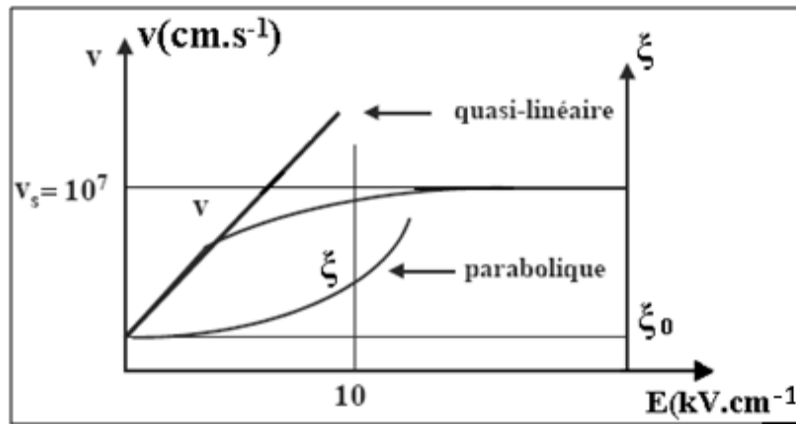


Figure I-3- Variation de la vitesse en fonction du champ électrique

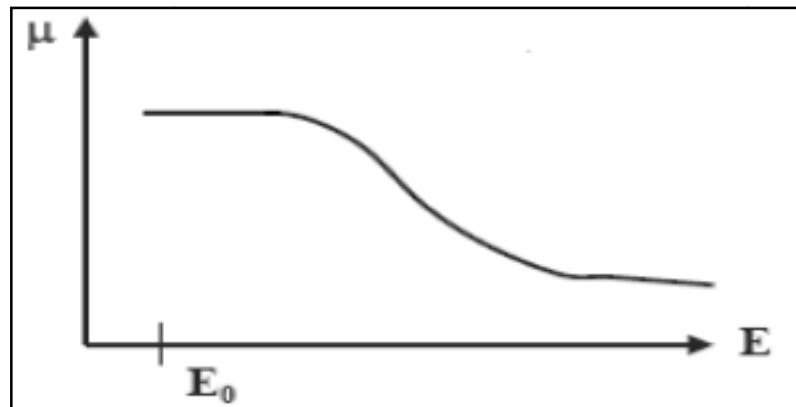


Figure I-4- Variation de la mobilité en fonction du champ électrique.

### II-3-2-EQUATION DE TRANSPORT CAS DU GaAs [2]

Dans le cas du GaAs, la situation est plus complexe dès que l'on dépasse un certain champ électrique critique, car le semi-conducteur est multi-vallées :

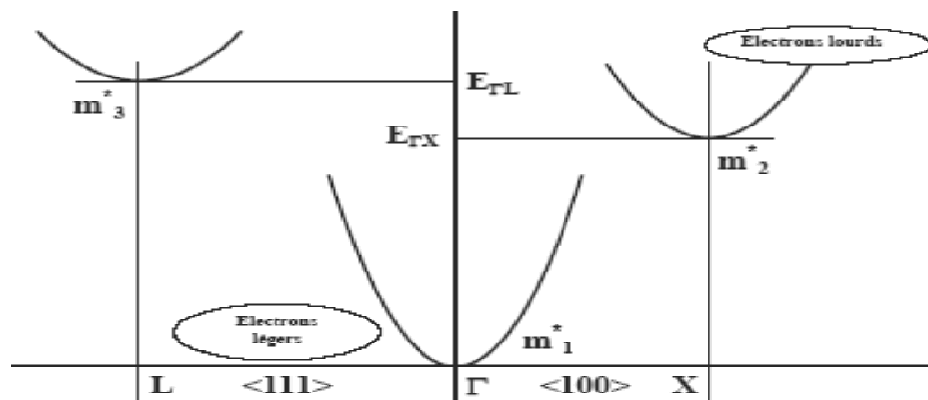


Figure I-5- Semi-conducteur GaAs à multi-vallées.

En général :  $m_1^* \ll m_2^*, m_3^*$

Dès que l'énergie de l'électron se rapproche de  $\xi_{\Gamma L}$  ou  $\xi_{\Gamma X}$ , les porteurs transfèrent de la vallée centrale vers les vallées satellites et voient leur masse effective changer et augmenter. En conséquence, leur mobilité diminue. La figure (I-6) représente la variation de la vitesse en fonction du champ E et la figure (I-7) la variation de la mobilité en fonction de l'énergie.

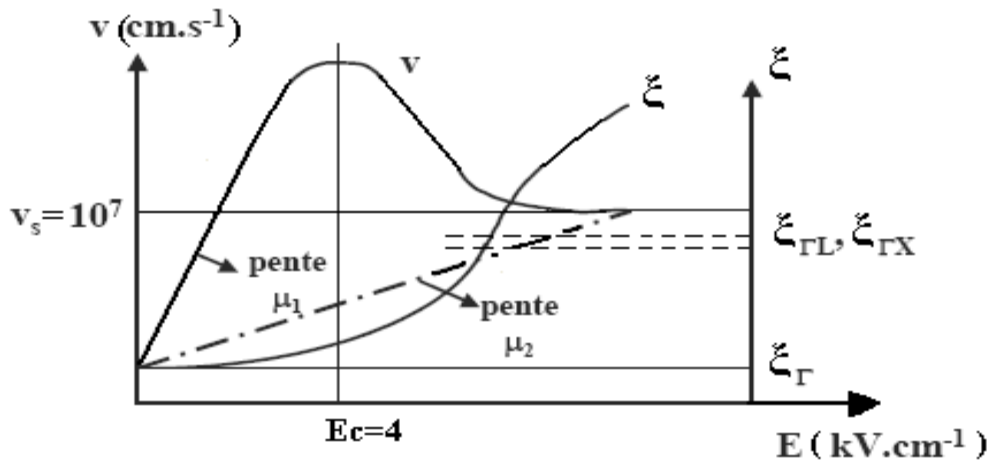


Figure I-6- Variation de la vitesse en fonction de l'énergie.

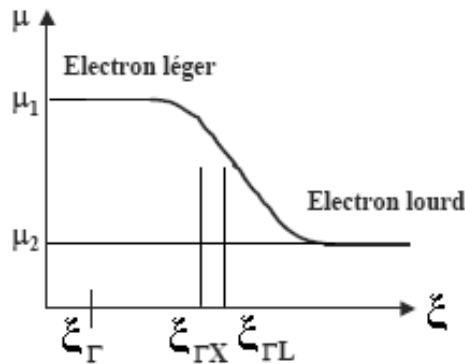


Figure I-7- Variation de la mobilité en fonction de l'énergie.

Ainsi, le GaAs montre un effet de mobilité différentielle négative. Les phénomènes en régime non stationnaire sont obtenus, l'utilisation des équations (1-1) et (1-2) ne sera plus valable dans certains cas, notamment s'il y a des variations significatives dans le temps ou dans l'espace :

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

Lorsque la fréquence de la tension ou du champ électrique dépasse quelques dizaines de GHz.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{v} \left( \frac{dE}{dt} \right)$$

Pour des composants de dimensions submicroniques (<0.5 μm).

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

### III-CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR

L'hétérojonction METAL-SEMICONDUCTEUR 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. [3.4.5]

#### III-1- DIAGRAMME DES BANDES D'ENERGIE

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

**1. le travail de sortie du métal ( $e\phi_m$ ) :** C'est l'énergie nécessaire pour libérer un électron du niveau de fermi d'un métal et l'amener au niveau du vide.

**2. l'affinité électronique du 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-8) représente les niveaux d'énergies du métal et du semi-conducteur avant contact.

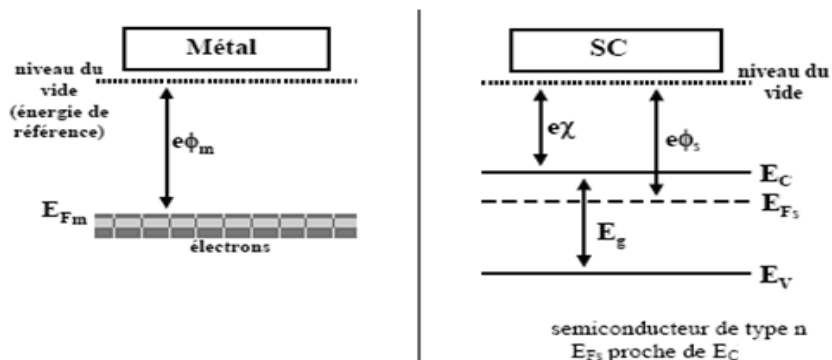


Figure I –8 - Les niveaux d'énergie du métal et du semi-conducteur.

Lorsqu'un métal et un semi-conducteur sont en contact, il existe à l'interface une barrière de potentiel donnée par : [6]

$$E_b = e\phi_m - e\chi \tag{I.7}$$

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

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

**III-1-1- Contact Ohmique :** Cas qui correspond à  $\phi_m < \phi_s$

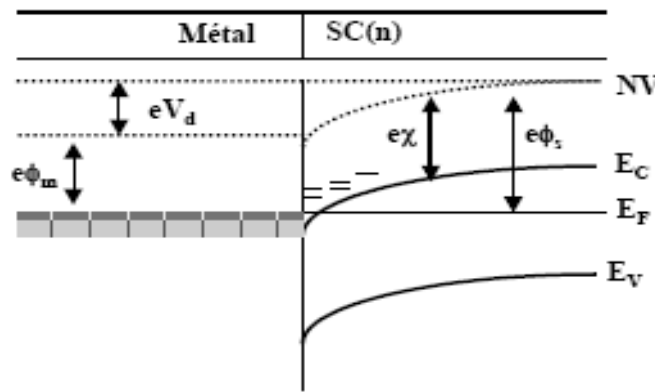


Figure I – 9 - Niveau d'énergie lorsque  $\phi_m < \phi_s$ . ( $V_d$  : tension de diffusion)

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-9).

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

III-1-2- Contact redresseur : Cas qui correspond à  $\phi_m \geq \phi_s$

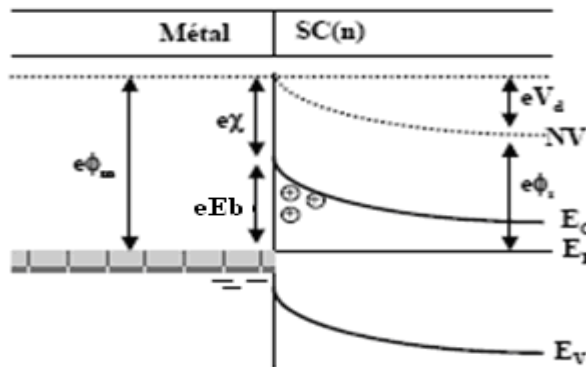


Figure I-10- Les niveaux d'énergie de la jonction métal-semi-conducteur  $\phi_m \geq \phi_s$

Lorsque les deux matériaux sont en contact et que, à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi s'alignent, les états d'énergie peuplés les plus hauts en énergie sont dans le semi-conducteur. Il y a donc des états d'énergie plus faibles vides dans le métal. Un certain nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal d'où le phénomène d'accumulation et désert le semi-conducteur 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-10).

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 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.

III-2-BARRIERE DE POTENTIEL ET ZONE DE CHARGE D'ESPACE

Considérons la structure métal semi-conducteur de type N avec  $\phi_m \geq \phi_s$   
 On obtient la distribution du potentiel dans la zone de charge d'espace en intégrant l'équation de Poisson. Nous supposons que le semi-conducteur est homogène, avec une densité de porteurs que nous appellerons Nd 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 : [7]

$$0 < y < h \quad \rho(y) = qNd \quad (\text{I-8-a})$$

$$y > h \quad \rho(y) = 0 \quad (\text{I-8-b})$$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2 V(y)}{dy^2} = -\frac{qNd}{\epsilon} \quad \text{Avec} \quad \epsilon = \epsilon_0 \epsilon_{GaAs} \quad (\text{I-9})$$

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

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = -\frac{qNd}{\epsilon}(y-h) \quad (\text{I-10})$$

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

$$E_s = -\frac{qNd}{\epsilon} h \quad (\text{I-11})$$

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

$$V(y) = -\frac{qNd}{\epsilon} \left( \frac{y^2}{2} - hy \right) \quad (\text{I-12})$$

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

$$qV_{bi} = q\phi_m - q\phi_s \quad (\text{I-13})$$

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

$$V_{bi} = V(y=h) - V(y=0) = -\frac{qNd}{\epsilon} \left( \frac{h^2}{2} - h^2 \right) = \frac{qNd}{2\epsilon} h^2 \quad (\text{I-14})$$

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

$$h = \left[ \frac{2\epsilon}{qNd} V_{bi} \right]^{1/2} = \left[ \frac{2\epsilon}{qNd} (\phi_m - \phi_s) \right]^{1/2} \quad (I-15)$$

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 :

$$h(V) = \left[ \frac{2\epsilon}{qNd} (V_{bi} - V) \right]^{1/2} \quad (I-16)$$

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

Afin de comprendre l'évolution de la profondeur de la zone désertée qui est plus importante du côté drain que du côté source, on exprime les épaisseurs  $h_s$  et  $h_d$  compte tenu de la polarisation du transistor  $V=V_{gs}$  côté source et  $V=V_{gs}-V_{ds}$  côté drain l'expression (I-16) permet d'écrire :

$$h_s = \left[ \frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs}) \right]^{1/2} \quad h_d = \left[ \frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs} + V_{ds}) \right]^{1/2} \quad (I-17)$$

$$\text{Or } V_{gd} = V_{gs} - V_{ds} \quad (I-18)$$

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

### III-3-Courants dans la diode Schottky [7]

#### III-3-1 -En polarisation directe

Les deux phénomènes principaux d'une polarisation directe:

❖ Emission thermoïonique : passage des électrons au dessus de la barrière de potentiel. figure (I-11)

❖ Effet tunnel : les électrons passent au travers de la barrière par effet quantique (second ordre). figure (I-11)

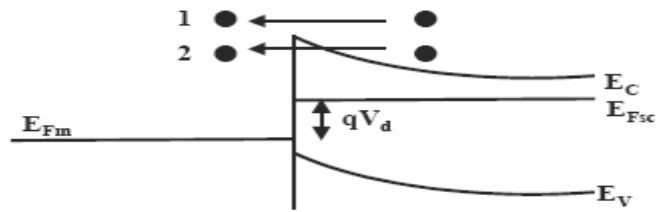


Figure I-11- Schéma de déplacement des porteurs à l'interface.

III-3-2 -En polarisation inverse

La hauteur de barrière vue par les électrons du métal reste quasiment constante en fonction de la polarisation (c'est la valeur  $qV_{bi}$ ). Ainsi, la composante principale correspond au courant thermoionique. 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 :

$$J = J_s \exp \left[ \frac{qV}{KT} \right] \tag{I-19}$$

Avec le courant de saturation  $J_s$  :

$$J_s = A^* T^2 \exp \left( -\frac{qE_{bm}}{KT} \right) \text{ et } A^* = \frac{45qK^2 m^*}{h^3} \tag{I-20}$$

Où :  $A^*$  constante de Richardson.

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

$$J = -J_s \tag{I-21}$$

Le courant total pour des tensions raisonnables (tension supérieures à la tension de claquage  $V_{br}$  :

$$J = J_s \left( \exp \frac{qV}{KT} - 1 \right) \tag{I-22}$$



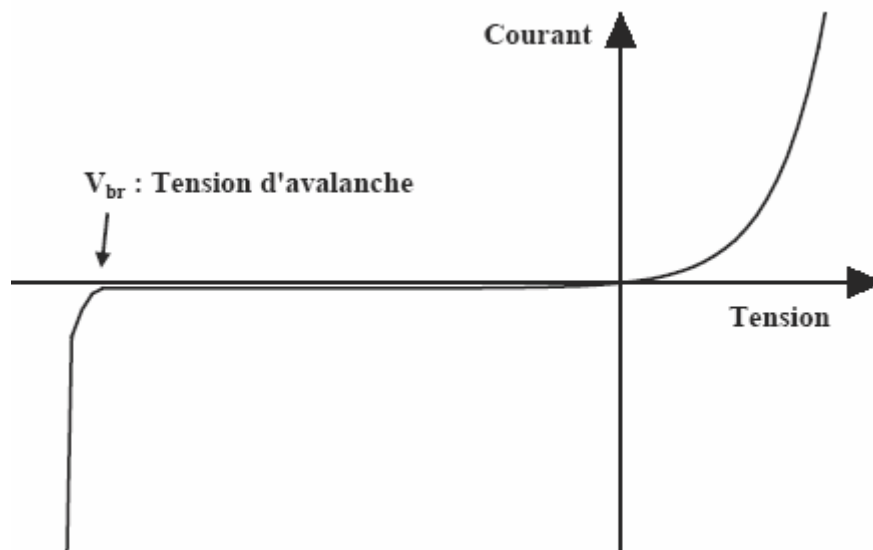


Figure I-12- Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky.

Pour des polarisations inverses 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.

#### IV-TRANSISTOR MESFET

##### IV-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-13). [8]

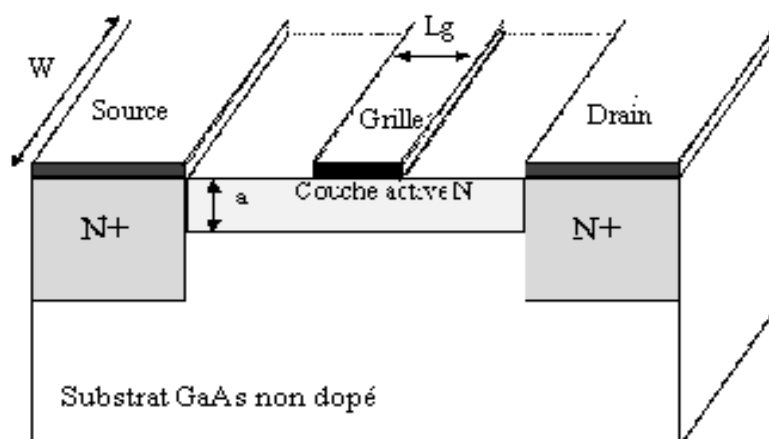


Figure I-13 - Vue en coupe d'un MESFET

En partant du bas de la figure I-13, 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.

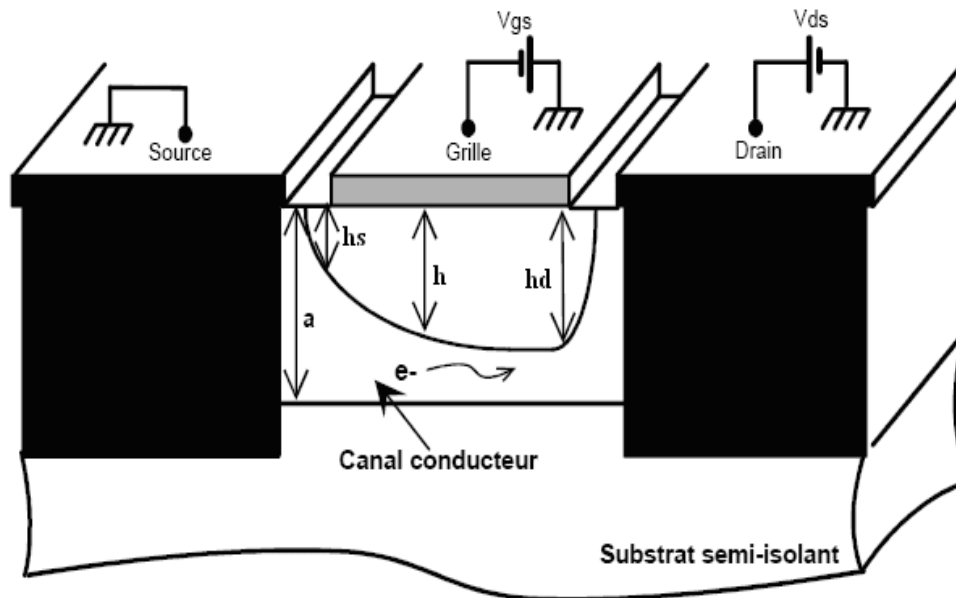
Deux zones fortement dopées  $N^+$ , l'une sous l'électrode de drain, l'autre sous l'électrode de source sont habituellement rajoutées à la structure par une nouvelle implantation ou par un procédé de diffusion. Elles permettent de réduire les résistances de contact, néfastes pour les performances du 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-13), 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 «  $a$  » de la couche active est généralement de  $0.2 \mu\text{m}$  à  $0.4 \mu\text{m}$ .

#### IV-2 - LE PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU MESFET

Le principe de base du MESFET à canal  $N$  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 à la source également figure (I-14). [9]. [10]



**Figure I-14 - Vue en coupe de la structure du MESFET et emplacement des sources de polarisation**

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 **Vds** positive, un flux d'électrons traverse le canal de la source vers le drain correspondant à un courant **Ids** dans le sens inverse. Or, la section du canal conducteur disponible est limitée à **(a-h)**. Si on diminue **Vgs**, l'épaisseur **h** augmente. Par conséquent le courant **Ids** diminue. Lorsque **h** atteint la valeur **a**, le canal est pincé et **Ids** s'annule. On se trouve ainsi en mesure de contrôler le passage du courant de sortie par la commande de grille.

En faisant varier **Vds** pour plusieurs niveaux de commande **Vgs**, 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-15).

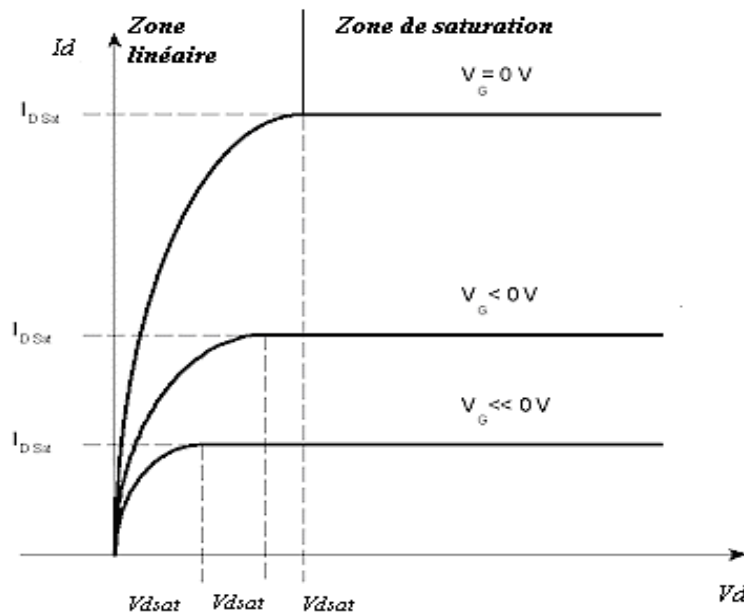


Figure I-15 - Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET

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

Cette zone, appelée également zone ohmique correspond à une évolution quasi linéaire du courant de sortie  $I_d$  pour de faibles valeurs de  $V_{ds}$  comme le montre la figure (I-16-a). 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.

**b) Zone de fonctionnement saturé :**

Selon la valeur de la tension drain source, deux régimes de polarisation se présentent (figure I-16-b et figure I-16-c)

- **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 équipotentiel. L'extension de la zone de charge d'espace évolue 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 appliquée. 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. 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  $E_c = 5.10^4 \text{ v.cm}^{-1}$  la vitesse des porteurs atteint sa valeur de saturation  $v_s$  qui est de l'ordre de  $2.10^7 \text{ cm/s}$ .

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 **MESFET** à canal court, et le pincement du canal pour les **MESFET** 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.

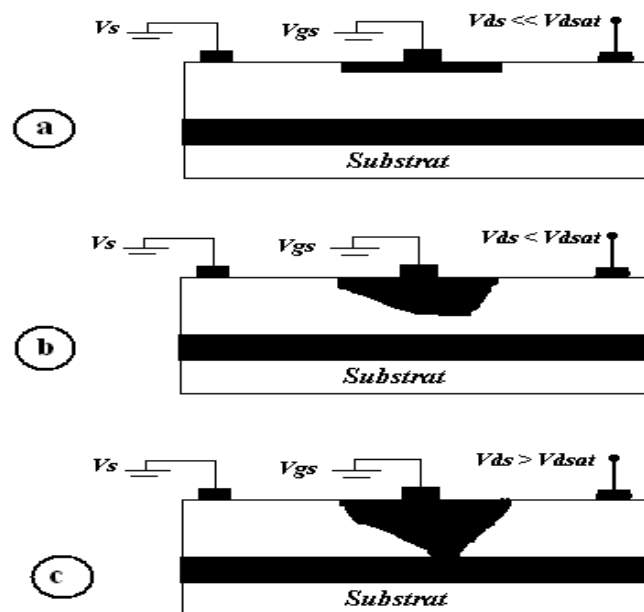


Figure I-16- Principe de fonctionnement du MESFET

- a)  $V_{ds} \ll V_{dsat}$
- b)  $V_{ds} \leq V_{dsat}$
- c)  $V_{ds} > V_{dsat}$

- **Régime de blocage ( $V_{ds} > V_{dsat}$ ) :**

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  $I_{dsat}$ . 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 pour  $V_{gs}$  importante. Lorsque la tension de polarisation grille-source augmente, la largeur conductrice du canal à diminue. A partir d'une certaine valeur de  $V_{gs}$ , le canal est obturé quelque soit la valeur de  $V_{ds}$ . Le transistor est bloqué, 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 directe.

#### V-CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les propriétés physiques et électriques de l'arséniure de Gallium, suivies d'une présentation du contact Schottky ainsi que les phénomènes physiques qui le définissent. Nous avons introduit enfin les caractéristiques principales du composant MESFET GaAs en précisant la structure et le principe de fonctionnement dans les régions linéaire et saturée.

# CHAPITRE II

## PROPRIETES STATIQUES DU MESFET GaAs

## I-INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est de définir en premier partie la caractéristique statique du transistor MESFET, afin d'étudier son comportement physique qui donne la variation du courant de drain en fonction de la tension drain source pour plusieurs valeurs de la tension grille source définissant la loi  $I_{D_s} = f(V_{g_s}, V_{D_s})$ .

La variation de la mobilité en fonction du champ électrique et l'effet des résistances parasites, et l'effet thermique, sont pris en considération.

## II-PROPRIETES STATIQUES DU MESFET

### II-1 CALCUL DU POTENTIEL ET DU CHAMP ELECTRIQUE

Dans le cadre de la modélisation des MESFET plusieurs hypothèses simplificatrices sont introduites à cause des difficultés imposées par les conditions de bord. En effet, on ne tient pas compte des effets de bords, ce qui revient à dire qu'on restreint notre étude à la région active du canal.

Pour calculer le potentiel et le champ électrique, on raisonne sur la structure schématisée sur la figure (II-1), l'axe  $x$  représente la direction longitudinale suivant le canal. L'axe  $y$  représente la direction transversale de la surface.

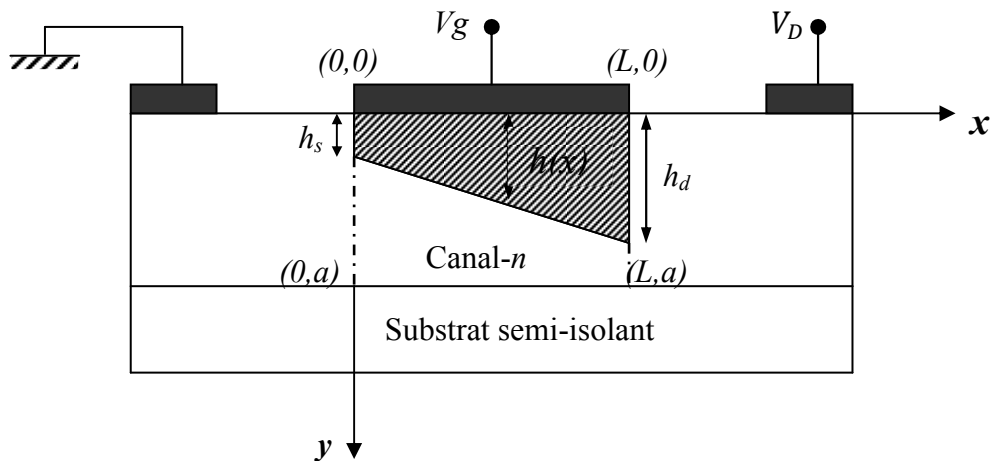


Figure II-1- Structure idéalisée du MESFET



Le potentiel  $\psi(x,y,z)$  sous la grille s'obtient en intégrant l'équation de poisson donnée par :

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{\rho(x,y,z)}{\epsilon} \quad (\text{II-1})$$

Pour simplifier l'étude, on cherche toujours à avoir un dopage homogène du canal. Et pour des raisons liées aux techniques de fabrication ceci est impossible de sorte qu'on a  $N_d = N_d(y)$ .

On admet en outre que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante. Ainsi la densité de charge dans le semi-conducteur sous la grille s'écrit :

$$y > h(x) \quad \rho(x,y) = qN_d(x,y) = q(N_d(y) - n(x,y)) \quad (\text{II-1-a})$$

$$y < h(x) \quad \rho(x,y) = 0 \quad (\text{II-1-b})$$

$n(x,y)$  est la densité des porteurs libres dans la zone de charge d'espace sous la grille.

Pour des raisons de symétrie le potentiel est constant suivant la direction  $z$ , de sorte qu'on peut écrire :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{II-1-c})$$

En outre, si on admet que la longueur du canal est beaucoup plus importante que l'épaisseur de la zone de charge d'espace, la variation du champ électrique suivant la direction perpendiculaire à la structure est beaucoup plus importante que dans la direction longitudinale. L'équation de poisson se ramène à :

$$\frac{\partial^2 \psi(x,y)}{\partial y^2} = -\frac{q}{\epsilon} N_d(x,y) \quad (\text{II-2})$$

On intègre les deux membres de (II-2) entre  $h(x)$  et  $y$  avec la condition  $\frac{d\psi(x,y)}{dy} = 0$

en  $y=h(x)$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d\psi(x,y)}{dy} &= \frac{1}{\epsilon} \left( \int_0^{h(x)} qN_d(x,y) dy - \int_0^y qN_d(x,y') dy' \right) \\ &= \frac{1}{\epsilon} [Q(h(x)) - Q(y)] \end{aligned} \quad (\text{II-3})$$

Intégrons encore une fois de  $h(x)$  à  $y$  l'équation (II-3) .le premier membre s'écrit ainsi :

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

Et le second membre s'écrit

$$\begin{aligned} \frac{1}{\epsilon} \int_{h(x)}^y [Q(h(x)) - Q(y)] dy &= \\ &= \frac{1}{\epsilon} \int_0^y [Q(h(x)) - Q(y')] dy' - \frac{1}{\epsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy \\ &= \frac{1}{\epsilon} \int_0^y [Q(y) - Q(y')] dy' + \frac{1}{\epsilon} \int_0^y [Q(h(x)) - Q(y)] dy' - \frac{1}{\epsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy \end{aligned} \quad (\text{II-5})$$

On utilise le passage :

$$\int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy = \int_0^{h(x)} y \rho(y) dy \quad (\text{II-6})$$

Pour le premier et le dernier terme ; le second terme est simple, il vient :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\epsilon} \int_{h(x)}^y [Q(h(x)) - Q(y')] dy' &= \\ &= \frac{1}{\epsilon} \int_0^y qNd(x, y') y' dy' + \frac{1}{\epsilon} y \int_y^{h(x)} qNd(x, y') dy' - \frac{1}{\epsilon} \int_0^{h(x)} qNd(x, y) y dy \\ &= \frac{1}{\epsilon} \int_0^y qNd(x, y') y' dy' + \frac{1}{\epsilon} y \int_y^{h(x)} qNd(x, y') dy' - \psi(x, h(x)) + \psi(x, y=0) \end{aligned} \quad (\text{II-7})$$

Par identification entre (II-4) et (II-7) avec la condition  $\psi(x, 0, z) = Vg - V_{bi}$

On obtient :

$$\psi(x, y) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^y qNd(x, y') y' dy' + \frac{1}{\epsilon} y \int_y^{h(x)} qNd(x, y') dy' + Vg - V_{bi} \quad (\text{II-8})$$

Le potentiel dans le canal conducteur s'obtient en portant  $y=h(x)$  soit :

$$\psi_C(x, y) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^{h(x)} qNd(x, y') y' dy' + Vg - V_{bi} \quad (\text{II-9})$$

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

$$Nd(x, y) = Nd :$$

$$\psi(x,y) = -\frac{qNdy^2}{2\epsilon} + \frac{qNdy}{\epsilon}h(x) + Vg - V_{bi} \quad (\text{II-10})$$

Et par conséquent :

$$\psi_C(x,y) = \frac{qNdh^2(x)}{2\epsilon} + Vg - V_{bi} \quad (\text{II-11})$$

Le champ électrique se déduit par, dans la zone de déplétion :

$$\vec{E}(x,y) = -\frac{Ndy}{\epsilon} \frac{dh(x)}{dx} \vec{i} - \frac{qNd}{\epsilon} [h(x) - y] \vec{j} \quad (\text{II-12})$$

Et dans le canal conducteur on a pour  $h(x) = y$  :

$$E = E_x(x) = \frac{qNdh(x)}{\epsilon} \frac{dh(x)}{dx} \quad (\text{II-13})$$

Pour expliciter le champ électrique et le potentiel, il faut connaître 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 coté source et coté drain respectivement : [4]

$$h(x) = \frac{h_d - h_s}{L} x + h_s \quad (\text{II-14})$$

## II-2- COURANT DE DRAIN DANS LE CANAL

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

- 1) une jonction abrupte à barrière de Schottky.
- 2) le courant se limite dans la couche dite active du canal.
- 3) un canal de dopage uniforme  $Nd(x, y) = Nd = \text{constant}$ .
- 4) on néglige les effets de bords, le débordement de la zone dépeuple sur les côtés de la grille.

5)  $L \gg a$  connu sous le nom "approximation du canal graduel" qui permet la séparation des variables dans l'équation de Poisson, à l'intérieur de la région de déplétion  $E_y \gg E_x$  et à l'extérieur (dans le canal)  $E_x \gg E_y$ , la direction du courant de drain  $I_D$  est suivant la direction  $ox$ , c'est-à-dire que la densité du courant totale  $J$  est essentiellement constitué par sa composante  $J_{nx}$  ( $a$  l'épaisseur de la zone active et  $L$  la longueur du canal).

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

$$J_x = \sigma(x, y, z) \cdot E_x \quad (\text{II-15})$$

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

$$J_x = qNd\mu_n \cdot E_x = -q\mu_n Nd \frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{II-16})$$

$\mu_n(E_x)$  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 toute la section conductrice du canal:

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

$$I_D = qZ\mu_n Nd(a - h(x)) \frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{II-17})$$

$$I_D = qZNdv_x(E_x)[a - h(x)] \quad (\text{II-18})$$

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. [4]

$$\int_0^L I_D dx = I_D L = \int_0^{V_D} qZ\mu_n Nda \left(1 - \frac{h(x)}{a}\right) dV(x) \quad (\text{II-19})$$

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 donné par:

$$h(x) = \left[ \frac{2\epsilon}{qNd} (V_{bi} - V_g + V(x)) \right]^{1/2} \quad (\text{II-20})$$

$V(x)$  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  $a$  ( $h(x) = a$ ):

$$a = \left[ \frac{2\epsilon}{qNd} (V_{bi} - V_g) \right]^{1/2} \quad (\text{II-21})$$

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

$$\frac{h(x)}{a} = \left[ \frac{V_{bi} + V(x) - Vg}{V_{bi} - Vg} \right] \quad (\text{II-22})$$

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

$$IdL = qZ\mu_n Nda \int_0^{V_D} \left( 1 - \left[ \frac{V_{bi} + V(x) - Vg}{V_P} \right]^{1/2} \right) dV(x) \quad (\text{II-23})$$

Intégrant l'équation (II-23), le courant de drain s'écrit alors:

$$I_D = \frac{qZ\mu_n Nda}{L} \left\{ Vd - \frac{2}{3} \left[ \left( \frac{Vd + V_{bi} - Vg}{V_P} \right)^{3/2} - \left( \frac{V_{bi} - Vg}{V_P} \right)^{3/2} \right] \right\} \quad (\text{II-24})$$

Les calculs effectués ci-dessus, ignorent bien entendu la contribution de la ZCE se situant sous la surface libre dans le potentiel. [4]

En posant :

$$Ip = \frac{(qNd)^2 \mu_n Za^3}{2L\epsilon} \quad \text{et} \quad Vp = \frac{qNda^2}{2\epsilon} = V_{bi} - Vg \quad (\text{II-25})$$

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

$$I_D(Vd, Vg) = Ip \left\{ \frac{V_D}{V_P} - \frac{2}{3} \left[ \left( \frac{Vd + V_{bi} - Vg}{V_P} \right)^{3/2} - \left( \frac{V_{bi} - Vg}{V_P} \right)^{3/2} \right] \right\} \quad (\text{II-26})$$

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 Vd. Ces régimes sont :

- le régime linéaire, où le courant de drain varie linéairement avec la tension de drain Vd.

- 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-26), déterminer les équations correspondantes aux deux régimes :

### Régime linéaire

La tension de drain dans ce régime obéit à la condition suivante :

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

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

$$I_D(V_D, V_g) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g}{V_p}} \right\} V_D \quad (II-27)$$

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-26), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant :  $V_p = V_{bi} - V_g$ .

$$I_{D^{SAT}} = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right) - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{2}{3}} \right\} \quad (II-28)$$

La tension de drain de saturation correspondante est donnée par

$$V_{D^{SAT}} = V_p - V_g - V_{bi}. \quad (II-29)$$

## III-LA TRANSCONDUCTANCE $G_m$ ET LA CONDUCTANCE $G_d$

### III-1- TRANSCONDUCTANCE $G_m$

La transconductance est l'expression du mécanisme de commande d'un transistor: c'est la variation du courant de drain en fonction de la polarisation de grille, à tension drain source constante. Elle n'est pas constante avec  $V_g$ .

La transconductance d'un transistor est définie par l'équation :

$$G_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_g} \quad / V_D = \text{constante} \quad (II-30)$$

Dans la région linéaire,  $G_m$  est obtenue à partir de l'équation (II-27):

$$G_m = \frac{2q\mu_n ZNda}{L} \left[ \left( \frac{V_D + V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} + \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II-31-a})$$

Dans la région de saturation une dérivation de l'équation (II-28):

$$G_m = \frac{q\mu_n NdZa}{L} \left[ 1 + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II-31-b})$$

### III-2- CONDUCTANCE $G_D$

La conductance traduit la variation du courant de drain en fonction de la tension  $V_D$  à polarisation de grille constante.

$$G_D = \frac{\partial I_D}{\partial V_D} / \quad V_g = \text{constante} \quad (\text{II-31})$$

De l'équation (II-28) on trouve l'expression de la conductance dans la région linéaire:

$$G_D = \frac{q\mu_n N_D Z a}{L} \left[ 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{V_D + V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II-32 -a})$$

La conductance du canal dans le régime de saturation est nulle, et le courant  $I_{dsat}$  ne dépend pas de la tension de drain  $V_d$ .

$$G_D = 0 \quad (\text{II-32-b})$$

### IV- EFFET DES RESISTANCES PARASITES

Les caractéristiques obtenues par les mesures sont celles des grandeurs externes ou extrinsèques ( $I_{ds}$ ,  $V_{ds}$ ,  $V_{gs}$ ) du transistor. Or, les caractéristiques que nous avons présenté sont celles des grandeurs internes ou intrinsèques ( $I_d$ ,  $V_d$ ,  $V_g$ ) où l'on a assimilé le transistor à un générateur de courant "  $I_d$  ", commandé par deux tensions qui sont effectivement appliquées au droit du canal et auquel sont connectées des impédances de natures différentes (inductances, impédances).

Cependant, lors d'une caractérisation quasi - statique, les impédances réactives n'interviennent pas. On peut alors déduire la caractéristique interne  $I_d(V_d, V_g)$  de la caractéristique externe  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  en incluant l'effet des résistances d'accès de source  $R_s$  et de drain  $R_d$ , soit en tenant compte des relations suivantes :

$$\begin{cases} I_{ds} = I_d & \text{(II- 33a)} \\ V_g = V_{gs} - R_s I_d & \text{(II-33.b)} \\ V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_d & \text{(II-33.c)} \end{cases}$$

Les expressions des courants se réécrivent de nouveau comme suit :

- **l'équation générale :**

$$I_D = I_p \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\}. \quad \text{(II- 34)}$$

- **régime linéaire :**

$$I_D = I_p \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_p}} \right\} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} \right\} \quad \text{(II-35)}$$

- **régime saturé :**

$$I_D = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad \text{(II-36)}$$

## V- EFFET DE LA LOI DE MOBILITE

L'hypothèse de mobilité constante et indépendante du champ électrique dans les Semi-conducteurs (dans notre cas le GaAs de type N) ne peut pas traduire les phénomènes physiques dans ces matériaux.

L'expression analytique des variations de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique dans l'arséniure de galium GaAs, que nous utilisons est une relation simplifiée [11], [12], [13] donnée comme suit :

Dans le domaine des faibles champs électriques où « $E < E_0$ », les électrons sont en équilibre thermodynamique avec le réseau et leur mobilité est constante et indépendante du champ électrique.

$$\mu = \mu_0$$

Lorsque le champ électrique devient important « $E \geq E_0$ », les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des électrons. Cette diminution de la mobilité se traduit par une variation non linéaire de la



vitesse de dérive des électrons. La loi de variation de cette mobilité en fonction du champ électrique dans ce cas , est donnée : [14]

$$\mu_1(E) = \frac{\mu_0}{1 + \left(\frac{E}{E_C}\right)} \quad (\text{II-37})$$

$$E_C = \frac{v_S}{\mu_0}$$

$E_C$  : est le champ critique.

$v_S$  : est la vitesse de saturation du GaAs.

En d'autre terme, l'expression de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique

S'écrit simplement comme suit :  $\vec{V} = \mu \vec{E}$

## VI- L'EFFET THERMIQUE DANS LES MESFET

### VI-1-EFFET DE TEMPERATURE

La température modifie  $n_i$ ,  $\mu$ ,  $D$  et si la température est très basse le coefficient d'ionisation aussi.

Une augmentation de la température conduit aux résultats suivants : [15]

- augmentation des courants de fuite due au courant de saturation  $I_S$
- Diminution directe des jonctions à courant constant due à l'augmentation de  $I_S$  qui l'emporte sur la tension thermique  $V_{th}$  (25.9mV à 300K).

- Augmentation des charges stockées.

- Augmentation des gains.

### VI-2-CARACTERISTIQUE DU MESFET

Les caractéristiques en courant du MESFET sont fortement liées à la température [16].

Cependant la majorité des simulations supposent que la température du composant est constante, usuellement égale à la température ambiante (300 K). Un modèle thermique rigoureux exige la résolution de l'équation d'échauffement suivante:

$$C_R \rho_R \frac{\partial T_R}{\partial t} = \nabla(R_K \nabla T_R) + H_S \quad (\text{II-38})$$

Où

$C_R$  : Chaleur spécifique du réseau

$\rho_R$  : Densité du réseau

$T_R$  : Température du réseau

$K_R$  : Conductivité thermique du réseau

$H_S$  : Génération thermique du réseau

La dépendance de la mobilité des porteurs avec la température s'écrit sous la forme suivante : [16]

$$\mu = \mu_0(300^\circ K) \left[ \frac{300}{T_R} \right]^{2/3} \quad (\text{II-39})$$

La vitesse de saturation varie avec la température comme :

$$v_s = \frac{2.4 \cdot 10^5}{1 + \exp(T/600)} \text{ mS}^{-1} \quad (\text{II-40})$$

Selon Conger la dépendance de la tension de seuil peut être approximativement donnée par :

$$V_{Th} = V_{Th}(300^\circ K) - \alpha_{vT} T \quad (\text{II-41})$$

La valeur de  $\alpha_{vT}$  est de l'ordre de 1.2mV/°C.

### VI-3-DISSIPATION THERMIQUE

La circulation d'un courant dans le semi- conducteur provoque un échauffement par effet Joule. A l'équilibre, la quantité de chaleur reçue est égale à celle dissipée à travers le boîtier dans l'air ambiant et le semi- conducteur atteint alors une température d'équilibre. Cette température ne devra pas dépasser une valeur limite  $T_{jmax}$ , sous peine de perturber les performances du dispositif, de réduire sa fiabilité ou plus grave encore de le détruire. Cette température ne devra pas excéder 175°C. En général, on la spécifie à 150°C et parfois à 125°C. Plus elle est basse, meilleure est la fiabilité du dispositif en fonctionnement [17].

Par analogie avec la loi, on écrit une équation linéaire reliant l'écart de température à la puissance dissipée, de la forme :

$$T_j - T_a = R_{thja} P_d \quad (\text{II-42})$$

Avec :

$T_j$  : Température de la jonction.

$T_a$  : Température ambiante.

$R_{thja}$  : Résistance thermique jonction –ambiante.

$P_d$  : Puissance dissipée.

On décompose, généralement, la résistance thermique en trois termes :

$$R_{thja} = R_{thjc} + R_{thcs} + R_{thsa} \quad (\text{II-43})$$

Avec :

$R_{thjc}$  : Résistance thermique jonction -boîtier.

$R_{thcs}$  : Résistance thermique boîtier- dissipateur.

$R_{thsa}$  : Résistance thermique dissipateur- ambiante.

**Ordre de grandeur :**

$R_{thjc} = 0.5 \text{ à } 3^\circ\text{C}/\text{W}$  Pour un transistor de puissance.

$R_{thjc} = 100 \text{ à } 500^\circ\text{C}/\text{W}$  Pour un transistor de faible puissance.

$R_{thcs} = 0.1 \text{ à } 0.5^\circ\text{C}/\text{W}$ .

$R_{thsa} = 0.5 \text{ à } 0^\circ\text{C}/\text{W}$ .

## VII-CONCLUSION

Dans ce chapitre on a déduit l'ensemble des relations qui décrivent les phénomènes physiques régissant le comportement du transistor MESFET GaAs. Ces dernières nous ont permis de connaître : L'effet des résistances parasites ( $R_s$  et  $R_d$ ), de l'effet de la mobilité ( $\mu$ ) en fonction du champ électrique (E). Nous avons présenté aussi l'effet de la température (T) sur les caractéristiques de sortie du MESFET.

**CHAPITRE III**

**RESULTATS**  
**ET**  
**INTERPRETATIONS**

## I-INTRODUCTION

Le logiciel de simulation est réalisé en langage Matlab version 7.10, à partir des expressions établies dans le chapitre précédent. Il permet la résolution du système d'équations et d'utiliser les résultats pour tracer les différentes courbes. Avec ce logiciel nous pouvons déterminer :

- ❖ les caractéristiques I-V du courant de drain en régimes linéaire et saturé.
- ❖ l'effet de la température sur les caractéristiques (I-V).
- ❖ la conductance et la transconductance en fonction des tensions pour différents valeurs de température.
- ❖ L'effet de la température sur la vitesse et la mobilité des électrons.

## II- RESULTATS ET DISCUSSIONS

### II -1 - CARACTERISTIQUES COURANT TENSION I-V

Pour le calcul numérique du courant de drain en fonction des tensions de polarisation, nous avons fait appel aux expressions analytiques de  $I_{Ds}$  ( $V_{Ds}$ ,  $V_{gs}$ ) établies au chapitre II.

L'organigramme de calcul est schématisé sur la Figure (III-1).

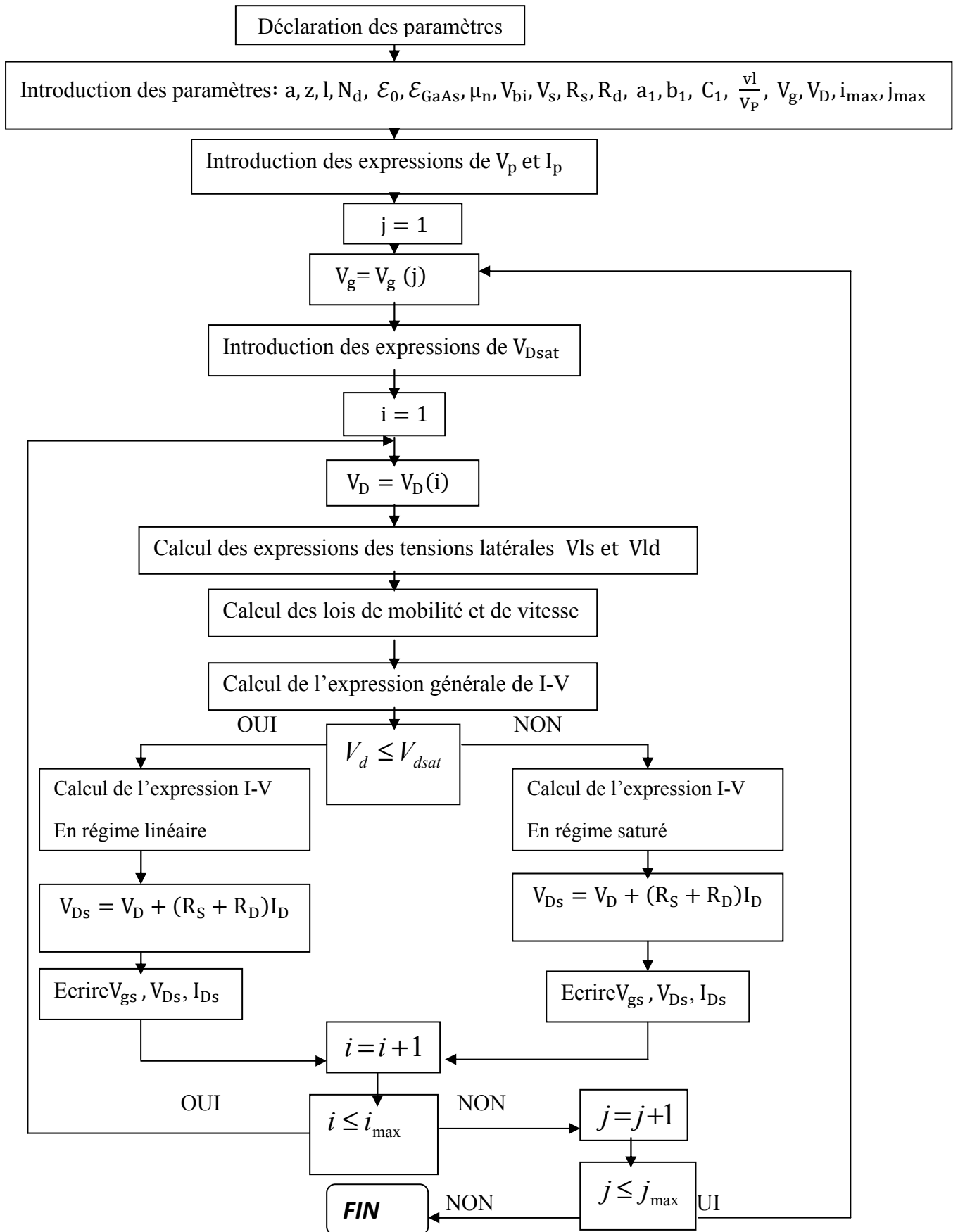


Figure III-1- Organigramme de calcul des caractéristiques I-V.

On utilise les paramètres des transistors donnés dans le Tableau III-1. [18]

TRANSISTOR	MESFET1	MESFET2
L( $\mu\text{m}$ )	1	0,5
a( $\mu\text{m}$ )	0,153	0,1435
Z( $\mu\text{m}$ )	300	300
$\mu_0(\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1})$	0,4000	0,4000
Nd(at. $\text{m}^{-3}$ )	$1,17 \cdot 10^{23}$	$1,31 \cdot 10^{23}$
V <sub>bi</sub> (V)	0,85	0,85
V <sub>p</sub> (V)	1,93	1,95

Les Figures (III.2) et (III.3) présentent la variation du courant de drain en fonction de la tension de drain  $V_D$  pour différentes valeurs de  $V_g$  obtenues pour les transistors précédents.

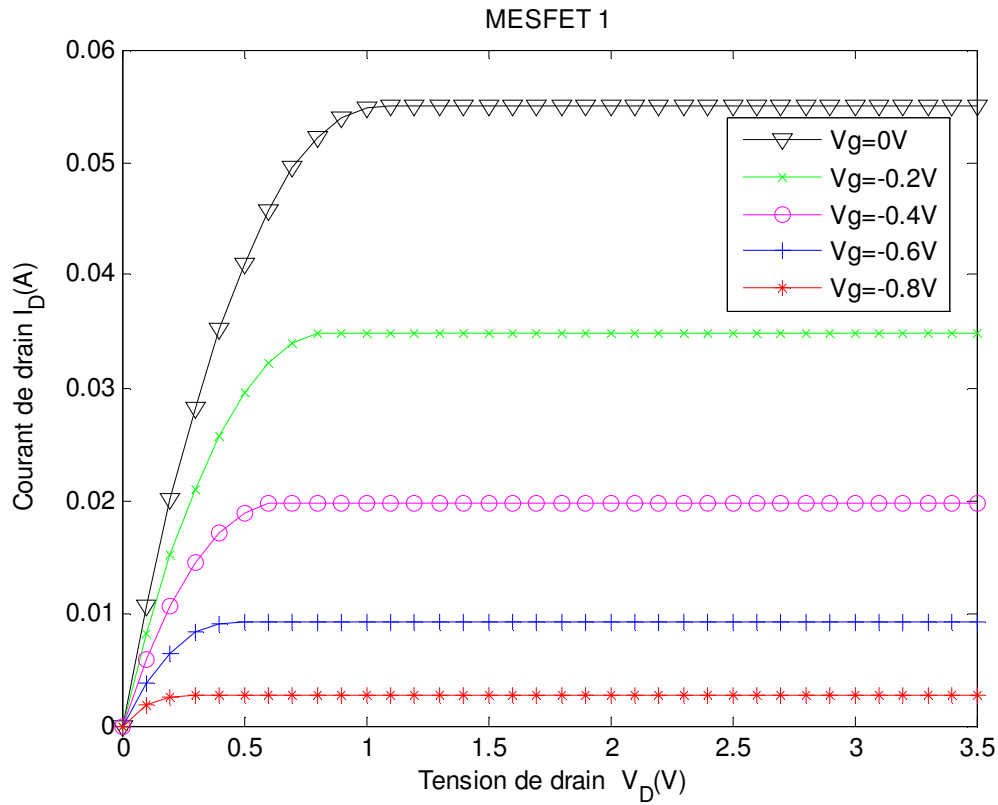


Figure III-2 - Caractéristique  $I_D(V_D)$  pour différentes valeurs de  $V_g$  pour le MESFET1.

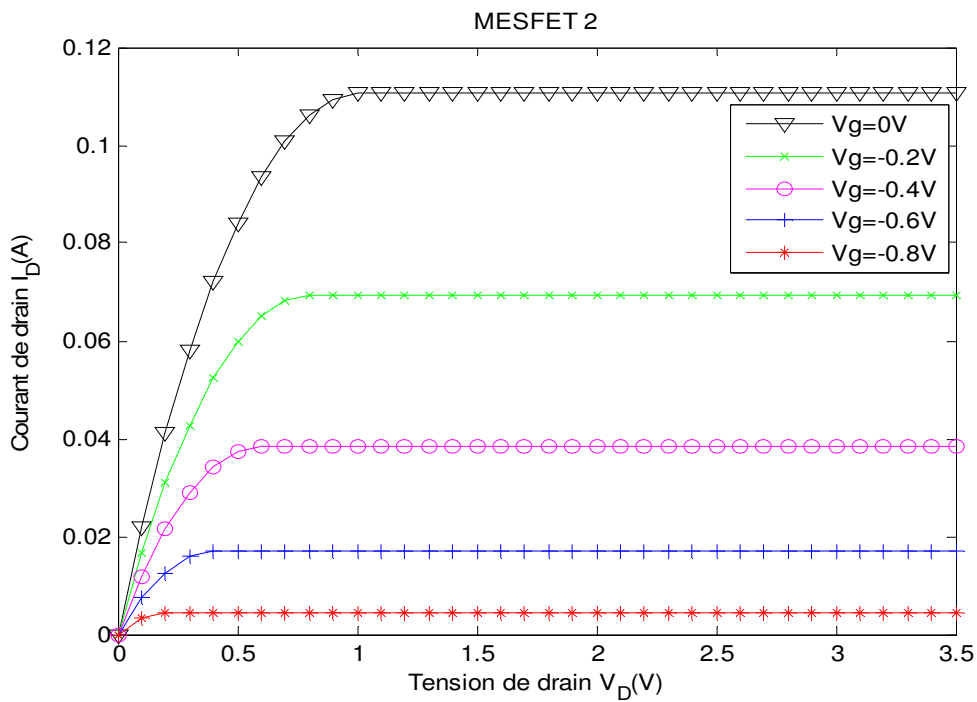


Figure III-3 –Caractéristique  $I_D(V_D)$  pour différentes valeurs de  $V_g$  pour le MESFET2.



D'après ces Figures (III.2) et (III.3) on observe que le courant de drain augmente rapidement avec  $V_D$  puis se stabilise à une tension  $V_D$  dite tension de saturation  $V_{Dsat}$ . Ces figures ont été déterminées dans le cadre de l'hypothèse de la mobilité constante.

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

- ❖ Dans la première région, le courant de drain varie proportionnellement à la tension de drain c'est le régime linéaire.
- ❖ 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.
- ❖ 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.

## II-2 – Effet de la température

Du fait de sa structure le MESFET permet une amélioration très nette de ses performances quand on le fait fonctionner à basse température. Pour montrer l'effet de la température sur les caractéristiques (I-V) nous effectuons la simulation numérique avec les lois de mobilité, de la vitesse de saturation et de la tension de seuil en fonction de la température :

$$\mu = \mu_0(300^\circ K) \left[ \frac{300}{T_R} \right]^{2/3}$$

$$v_s = \frac{2.4 \cdot 10^5}{1 + \exp(T/600)} \text{ mS}^{-1}$$

$$V_{Th} = V_{Th}(300^\circ K) - \alpha_{vT} T$$

L'organigramme utilisé pour le calcul est montré sur la Figure III-4.

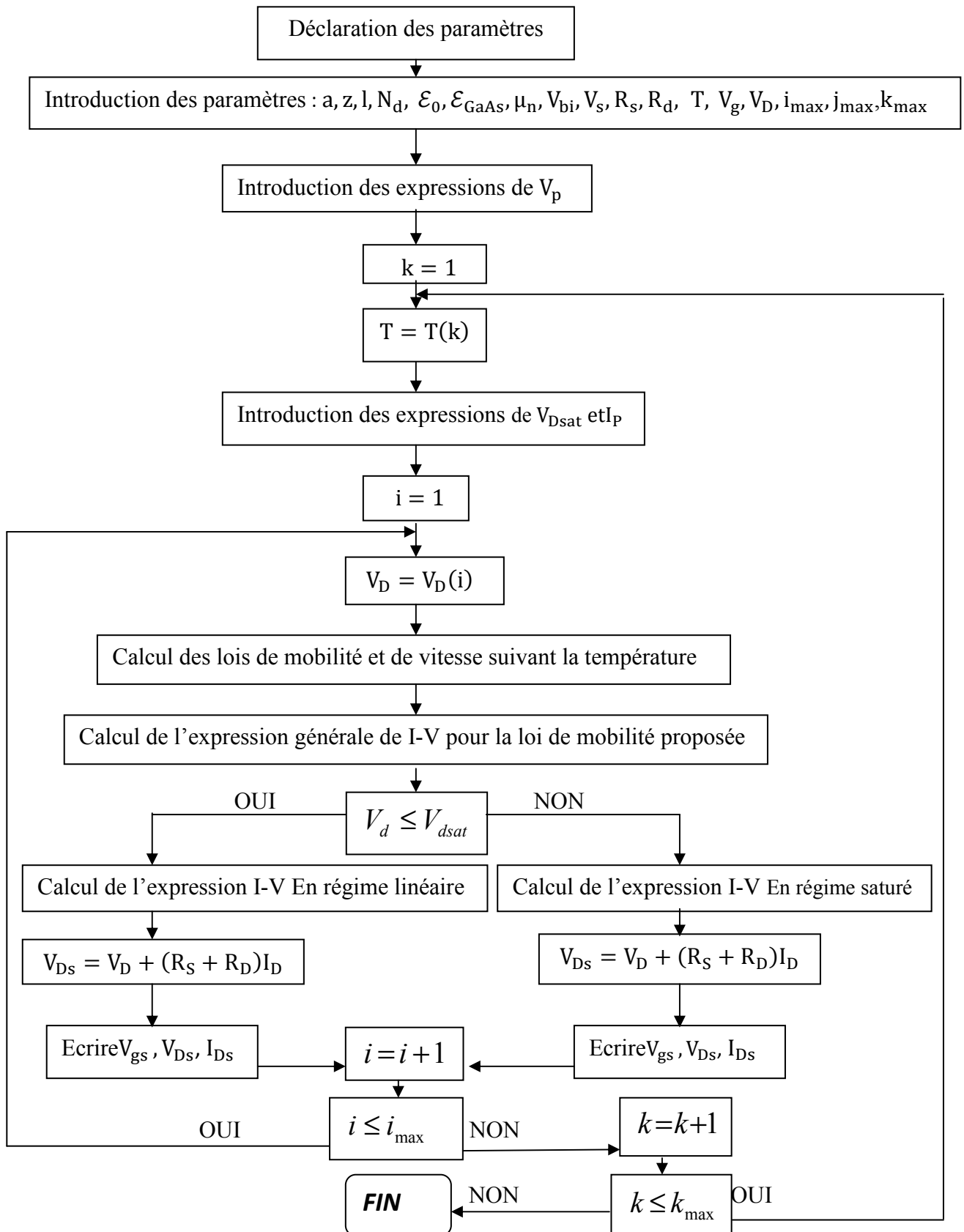


Figure III-4- Organigramme de calcul des caractéristiques I-V suivant différentes Températures pour  $V_g = -0.2V$ .

Les paramètres du composant étudié sont présentés dans le Tableau III-2 ci-dessous :

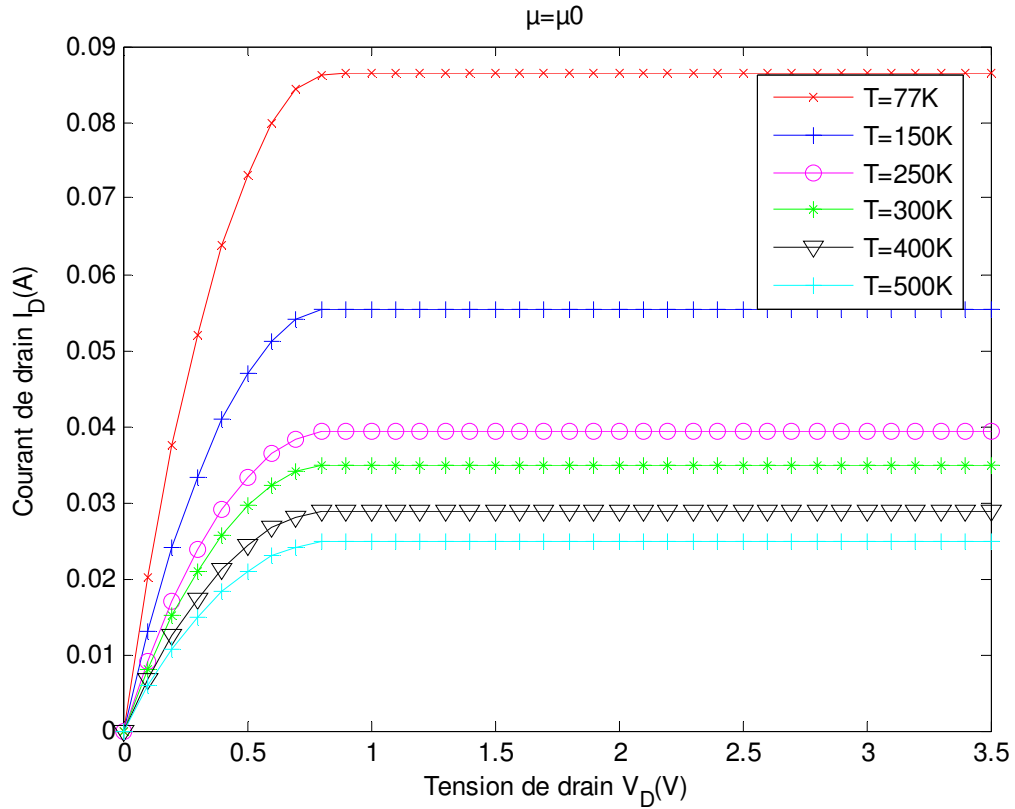
MESFET	L( $\mu m$ )	a( $\mu m$ )	Z( $\mu m$ )	$\mu_0(m^2 \cdot s^{-1} \cdot V^{-1})$	Nd( $at \cdot m^{-3}$ )	Vbi(V)
	1	0,153	300	0,4000	$1,17 \cdot 10^{23}$	0,85

La figure (III-5) représente la variation du courant de drain en fonction de la tension  $V_D$  pour différentes valeurs de température.

Nous choisirons six valeurs de la température « Ta = 77 K », « Ta = 150 K »,

« Ta = 250 K », « 300K », « 400K » et « 500K » D'après cette figure, nous constatons que les performances et la fiabilité des transistors sont fortement influencées par la température. La conduction le long du canal étant due aux porteurs majoritaires (électrons), elle ne sera modifiée par la température que pour une variation de certains paramètres (mobilité des électrons, la hauteur de barrière Schottky, la vitesse de saturation, la constante diélectrique et même la résistance spécifique des contacts ohmiques).

Si la température croît, l'agitation thermique des porteurs croît également et par conséquent la mobilité des électrons du canal diminue [expression II-39], ce qui provoque une diminution du courant «  $I_D$  », donc la largeur de la zone de charge d'espace augmente par contre le canal conducteur se rétrécit, et par conséquent le courant de drain décroît.



**Figure III-5- Caractéristiques (I-V) pour différentes valeurs de T.**

Les figures (III-6) et (III-7) présentent la variation de la transconductance et la conductance en fonction de la tension de drain pour différentes valeurs de la température toutes les deux diminuent lorsque la température augmente.

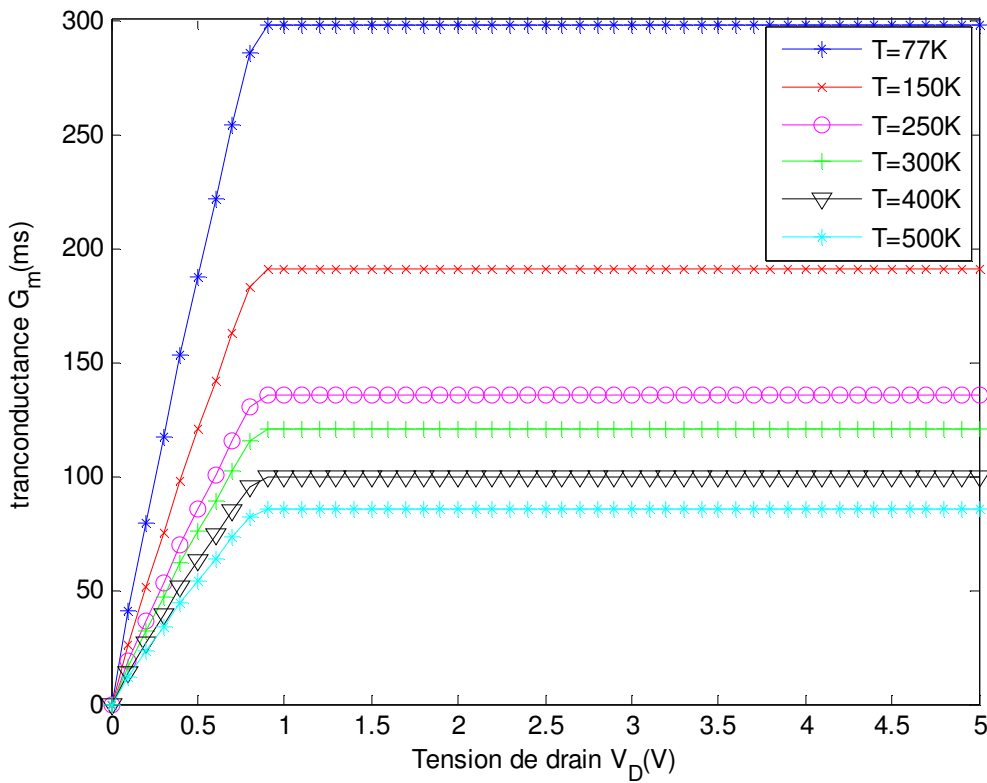


Figure III-6- Variation de la transconductance en fonction de la tension de drain pour différentes valeurs de la température

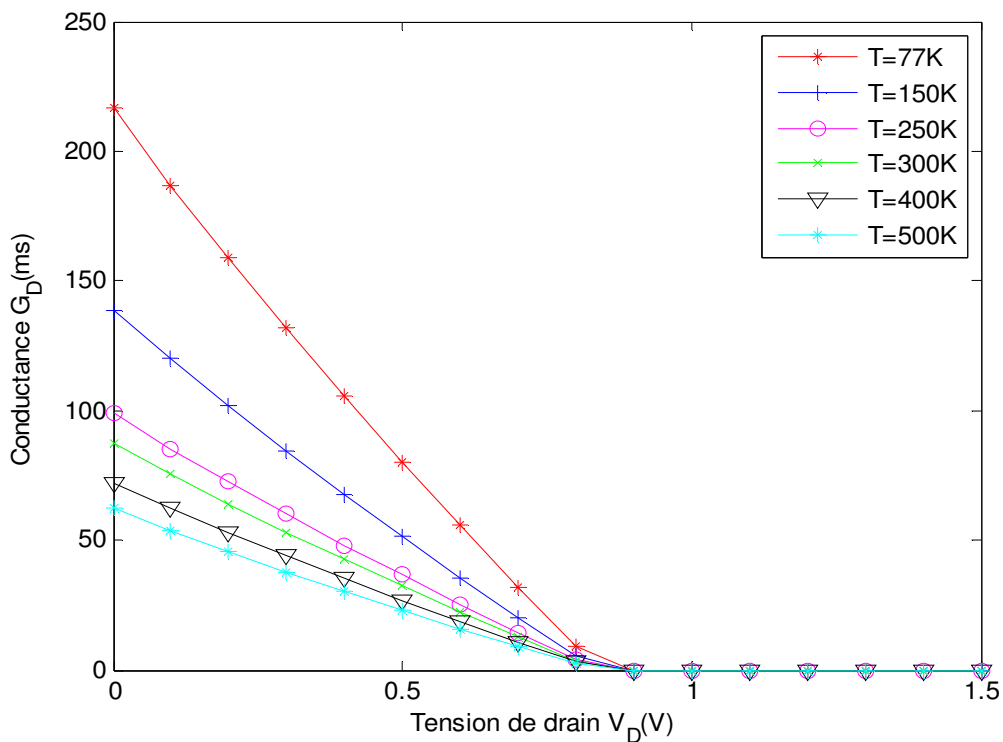
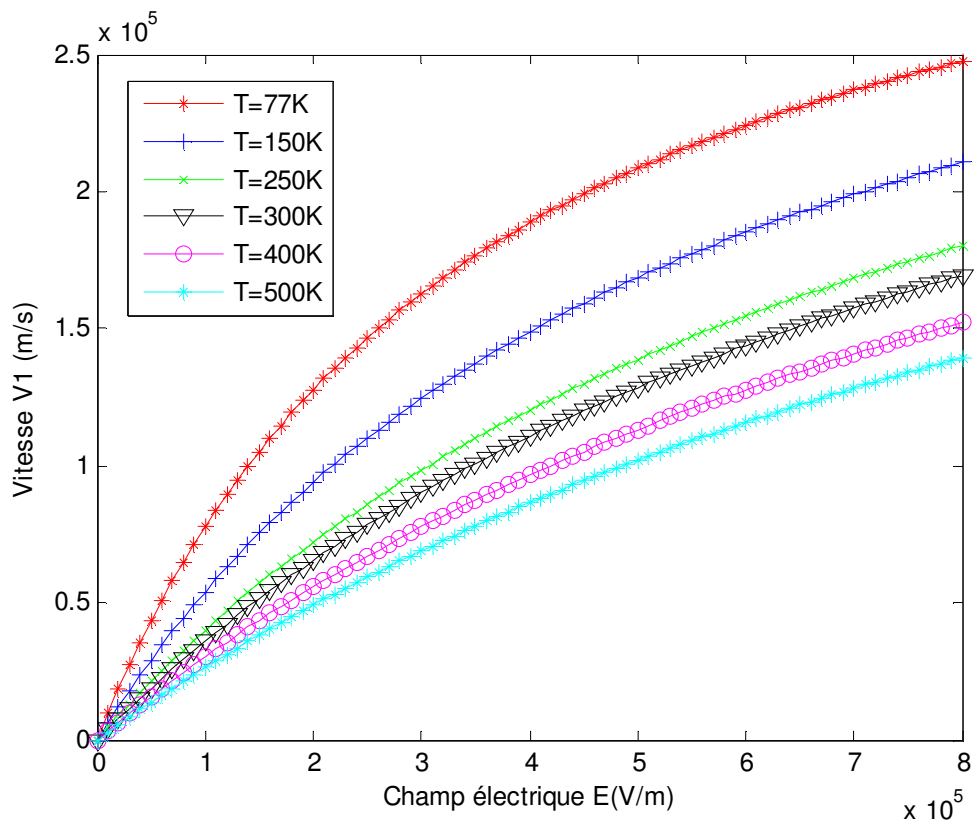


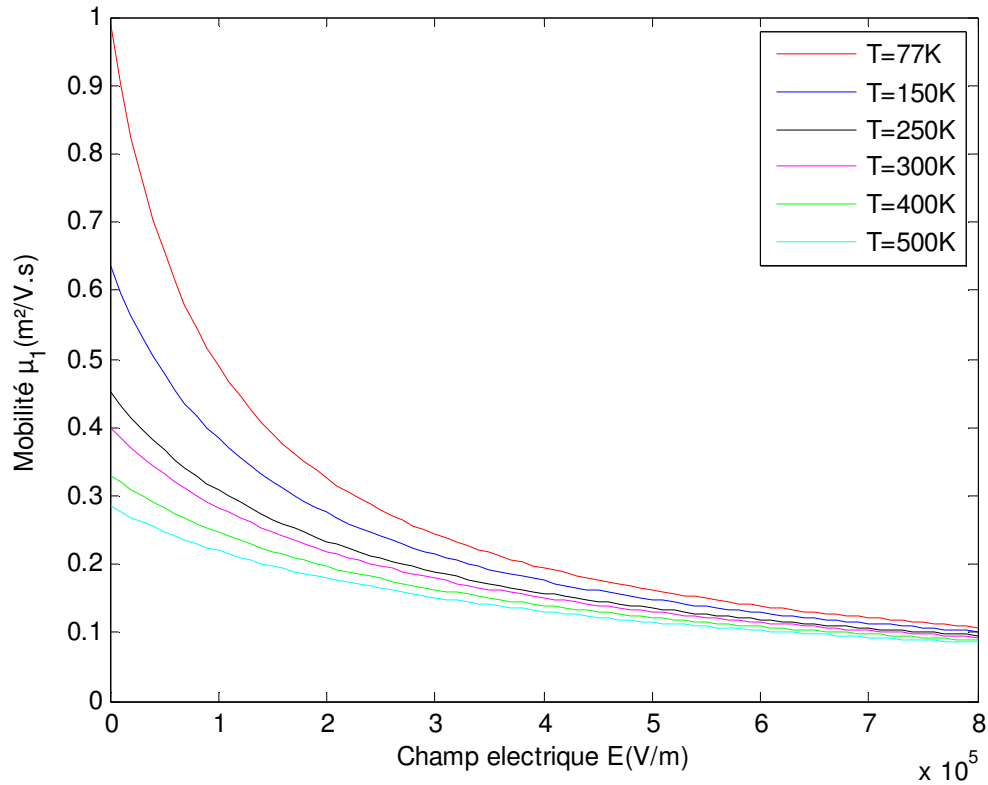
Figure III-7- Variation de la conductance en fonction de la tension de drain pour différentes valeurs de la température

La figure (III-8) présente la variation de vitesse des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température, la vitesse diminue lorsque la température augmente.



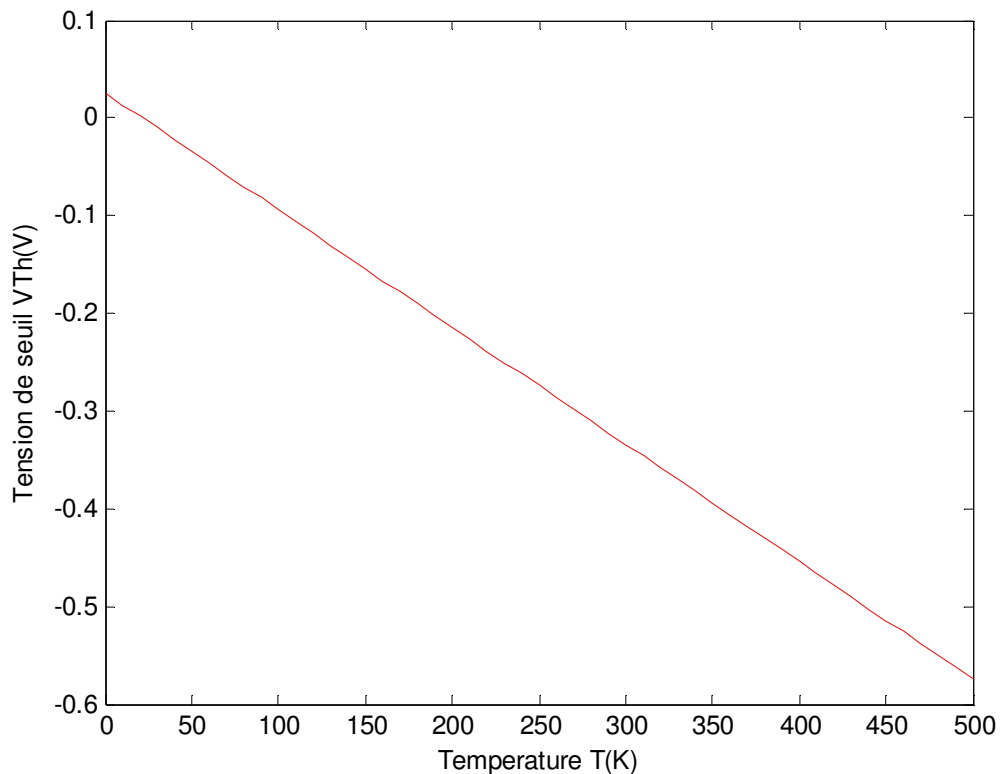
**Figure III-8- Variation de la vitesse  $v_1$  en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température**

La figure (III-9) montre la variation des mobilités des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température. Nous constatons que la mobilité est d'autant plus élevée que la température diminue.



**Figure III-9- Variation de la mobilité  $\mu_1$  en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température**

La figure (III-10) présente la variation de la tension de seuil qui diminue lorsque la température augmente.



**Figure III-10- Variation de la tension de seuil en fonction de la température.**

### III-CONCLUSION

L'amélioration générale des performances électriques du transistor MESFET GaAs passe avant toute chose par l'amélioration de la qualité des matériaux et en particulier des substrats.

L'amélioration des performances électriques envisage une réduction de la longueur de grille (base de diminution du temps de transit) qui doit s'accompagner d'une mise à l'échelle des autres paramètres, notamment de l'épaisseur de la couche active et de son dopage. Aussi l'élévation de la température dégrade les performances en puissance et en fréquence du transistor MESFET GaAs. Ceci est dû au fait que la température influe sur la mobilité des électrons ainsi que sur leur vitesse de saturation.



**CONCLUSION**

**GENERALE**

Le transistor à effet de champ (MESFET) sur Arséniure de Gallium (GaAs) se présente comme le composant le plus adapté en hyperfréquence. La compréhension de son fonctionnement permet de comprendre le comportement physique et électrique de la famille des FET en hyperfréquence.

Notre objectif a consisté à étudier l'influence de la température sur les propriétés statiques du MESFET à base de GaAs.

Tout d'abord, nous avons fait une présentation des propriétés physique et électronique de l'arséniure de gallium. Après un rappel de la structure métal semi-conducteur, les principales propriétés physique du contact redresseur de type Schottky sont présentées. Ainsi que, la structure et le principe de fonctionnement du MESFET.

En suite, nous avons présenté un modèle analytique unidimensionnel pour décrire les propriétés statiques du MESFET GaAs, afin d'obtenir les expressions du courant de drain en fonction des tensions de polarisation grille et drain, et l'effet thermique, ainsi que la conductance de drain et la transconductance.

Un logiciel de simulation numérique a été mis on point et nous a permis de déterminer la variation du courant de drain  $I_D$  en fonction de la tension  $V_D$  et de la tension de grille  $V_g$ , l'effet de la mobilité en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température. Nous avons présenté aussi l'effet de la température (T) sur les caractéristiques de sortie du MESFET, la conductance et la transconductance.







## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] **M. R. BROZEL** « Properties of gallium arsenide », book .Centre for Electronic Materials, UMIST .UK.

[2] **LAHOUAL Mohamed** « Etude de caractérisation d'un MESFET-GaAs hyperfréquence et application en circuit amplificateur linéaire à faible bruit (LNA) en bande étroite autour de 10GHz en technologie MMIC pour les systèmes à communications rapides ». Thèse de Magister en électronique, Ecole normale supérieure d'enseignement technologique d'Oran, 29 septembre 2009.

[3] **BENBOUZA Mohamed Salah** « Conception assistée par ordinateur des circuits intégrés MESFET GaAs ». Thèse de Doctorat, université el hadj lakhdar batna. 02 octobre 2007

[4] **H.Mathieu** « Physique des semi-conducteurs des composants électroniques », 4<sup>eme</sup> Edition. Masson, Paris 1998

[5] **S.Khemissi** « Modélisation et simulation des transistors MESFET GaAs », Mémoire de magister, université mentouri.Constantine 2003.

[6] **Naoufel ISMAIL** « Etude des limites de fonctionnement des transistors Hyperfréquences » Thèse de doctorat, Université BORDEAUX 1.2006.

[7] **Olivier Bonnaud** « Physique des solides, des semi-conducteurs et Dispositifs »  
Livre. Université de Rennes 1.2003.

[8] **Nicolas DUBUC** « Modélisation électrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haut rendement » .Thèse de doctorat Université De Limoges.2003.

[9] **Christian Karl** « MESFET models based on GaAs ». Edition 1996.

[10] **Alain Pteden** « Modélisation non linéaire de transistors MESFET ». P.180-192.(1992).

[11] **C. S. Chang, H. R. Fetterman** « An analytic model for HEMTs using new velocity field dependence », IEEE Trans Elec Dev, Vol 34, N° 11, pp 1465, 1987.

[12] **C. S. Chang, D. Y. Day** « Analytical theory for current- voltage characteristics and field distribution of GaAs MESFET's », IEEE Trans Elec Dev, Vol 36, N° 5 , pp 269, 1989.

[13] **K. M. Shin, D. P. Klemer, J. I. Lion** « Current voltage characteristics of submicrometer GaAs MESFET's with no uniform channel doping profiles », Solid State Electronics, Vol 35, N° 11, pp 1639- 1644, 1992.

[14] **A. J. CHAPMAN** « Heat Transfer (4th ed.) », Macmillan, New York, p. 358, 1984.

[15] **R. YAMAMOTO, A. HIGASHISAKA, AND F. HASEGAWA** "Light emission and burnout characteristics of GaAs power MESFETs », IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-25, pp. 567-573, June 1978.

[16] **K. HORIO, T. YAMADA** « Two-dimensional Analysis of Surface-State Effects on Turn- On characteristics in GaAs MESFET's», IEEE Transactions on électron Devices, vol. 46,n<sup>o</sup>4, Avril. 1996, p 648-655.

[17] **N. Merabtine, M. Belgat, S. Khemissi, C. Kenzai, M. Zaabat** « International Conference Sciences of Electronic, Technologies of Information and Telecommunications, SETIT 2005, Susa, Tunisia, March 15-20-2005.

[18] **C.Azizi , Benbouza ,Khemissi , Merabtine** «Influence des paramètres technologiques sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET GaAs à grille courte» sciences et technologie B-N°24 Décembre 2005.





## RESUME

Dans les sciences de l'information telle que l'informatique, les télécommunications, le traitement de la transmission des signaux ou d'images, les composants à effet de champ jouent un rôle primordial. Dans ce travail, nous avons présenté tout d'abord le matériau de l'arséniure de gallium en précisant ces propriétés électriques et celles de transport.

En suite, Nous nous sommes intéressés aux caractéristiques de la diode Schottky. Un modèle des caractéristiques statique courant- tension I-V du MESFET GaAs a été obtenu pour diverses températures de fonctionnement.

Dans ce cadre, nous avons élaboré un logiciel de simulation basé sur des expressions analytiques que nous avons établies précédemment. Les résultats originaux obtenus sont interprétés.

**Mots clés** Diode Schottky, Transistor à effet de champ, MESFET GaAs, température.

## ABSTRACT

In the information sciences such as computer sciences, telecommunication, the treatment of signal or image transmission, the field effect components play an important role. In this work, we had studied the material of gallium arsenic with precision of its electric and transport properties. Then interested to characteristics of diode Schottky. And we present a computing model of the current-voltage I-V of MESFET and effect temperature. In this form, we elaborated a simulation software base on analysis expressions which we have previously set up. The obtained theoretical results are discussed.

**Keywords** Diode Schottky, Field effect transistor, MESFET GaAs.

## ملخص

في تكنولوجيا الاتصالات تعتبر معالجة و نقل الإشارات و الصور ذات أهمية كبرى و تلعب فيها المركبات ذات الأثر الحثلي دورا مهما.

درسنا في هذا العمل الخصائص الإلكترونية و خصائص النقل لمادة زرنيخ الغاليوم و اهتمنا بخصائص وصلة شوتكي.

قمنا بصياغة نموذج لحساب الخصائص الستاتيكية تيار- توتر و تأثير درجة الحرارة على المركبات ذات الأثر الحثلي , و في هذا تطرقنا إلى صياغة برنامج محاكاة اعتمادا على العبارات الرياضية المدروسة آنفا حيث نوقشت النتائج النظرية.

**الكلمات المفتاحية** وصلة Schottky, ترانزيستور ذو الأثر الحثلي, MESFET GaAs, درجة الحرارة.