

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 DE PHYSIQUE

N° d'ordre :
Série :

MEMOIRE

Présenté Pour l'obtention du diplôme de
Magister en physique
Option : physique du solide

Sujet :

**ETUDE DES PROPRIETES DES TRANSISTORS A
EFFET DE CHAMP MESFET GaAs**

Par :

CHERIET ABDERRAHMANE

Soutenu le : 11 / 07 / 2010

Devant la commission d'examen:

<u>Président</u> :	Mr ZAABAT Mourad	Prof , U.Oum El Bouaghi
<u>Rapporteur</u> :	Mme AZIZI Chèrifa	Prof , U.Oum El Bouaghi
<u>Examineurs</u> :	Mr BOUDINE Azzedine	M.C.A , U.Oum El Bouaghi
	Mr GUEMINI Rebai	M.C.A , U.Oum El Bouaghi

A mon père Aissa

A ma mère Hayet

A ma grand-mère rebiha

A mes frères et mes soeurs

A mes oncles et mes tantes

A tous mes amis

A tous mes enseignants

REMERCIEMENT

Je tiens à remercier chaleureusement Madame le Professeur *AZIZI CHERIFA*, 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 le professeur *Mr. M. ZAJBAT* ait accepté d'être président du jury, également Je tiens à remercier *Mr. A. BOUDINE*, *Mr. R. GUEMINI*, d'avoir acceptés d'être membres du jury.

Mes profonds remerciements vont également à tous les enseignants de l'université d'OUM EL BOUAGHI.

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, et qui me supportent au long de ces deux années.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP	
I- Introduction.....	3
II-Les transistors à effet de champ.....	3
II-1: Généralités.....	3
II-2: Les transistors FET à hétérojonction.....	4
III. Les principaux transistors FET's sur l'Arséniure de Gallium.....	4
III.1: LE MESFET.....	5
III.2: LE HFET.....	6
III.3: LE HEMT.....	8
III.4: Le PHEMT.....	10
III.5: Le PHEMT de puissance ou PPHEMT.....	12
IV: Conclusion.....	13
CHAPITRE II: LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP MESFET GaAs	
I- Introduction.....	14
II- Arséniure de gallium.....	14
II-1: Structure cristalline	14
II-2: Propriétés électroniques du GaAs.....	15
II-3: Equations de transport électronique.....	17
III- Le contact métal-semiconducteur.....	20
III-1: Diagramme des bandes d'énergie.....	20
III-2: Barrière de potentiel et zone de charge d'espace.....	22
III-3: Courants dans la diode Schottky.....	24
III-4: Capacité d'entrée.....	25
IV- Le transistor MESFET GaAs.....	25
IV-1: Structure du MESFET GaAs.....	25
IV-2 : Le principe de base du MESFET.....	28
V- Conclusion.....	31
CHAPITRE III: ETUDE DES PROPRIETES DU MESFET GaAs	
I- Introduction	32
II- Equations fondamentales du MESFET GaAs	32

III- Equations fonctionnelles du MESFET intrinsèque à canal non uniformément dopé (cas du MESFET à canal implanté)	33
III-1 : Calcul du potentiel et du champ électrique.....	34
III-2 : Courant de drain dans le canal.....	37
III-3 : Courant de saturation et tension de saturation	38
IV - MESFET à canal uniformément dopé.....	39
IV -1: Courant de drain dans le canal.....	39
IV -2 : Transconductance et conductance de drain.....	41
II -3 Effet des résistances parasites.....	42
II -4 Effet de la mobilité variable.....	42
II -5 Effet de la température.....	44
II -6.1 Résistance thermique.....	45
V- Conclusion.....	46

CHAPITRE IV : RESULTATS ET INTERPRETATION DES PHENOMENES

I- Introduction.....	47
II - Logiciel de simulation.....	47
II -1 : Organigramme de calcul des caractéristiques I-V.....	48
III -Résultats et Discussions.....	49
III -1 : CARACTERISTIQUES COURANT TENSION I-V.....	49
III -2 : VARIATION D LA MOBILITE EN FONCTION DU CHAMP ELECTIQUE (E).....	53
III -3 : VARIATION DE LA VITESSE DES ELECTRONS FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE (E).....	54
III -4 : EFFET DES RESISTANCES PARASITES.....	57
III -5 : TRANSCONDUCTANCE G_m et CONDUCTANCE DE DRAIN G_d	
a) Transconductance G_m	57
b) conductance de drain G_d	59
III -6 : EFFETS DES PARAMETRES PHYSIQUES ET GEOMETRIQUES.....	60
a) Influence de la longueur de grille	60
b) Effet de dopage de la couche active.....	61
c) Influence d'épaisseur de la couche active.....	61
d) Influence du largeur de la grille.....	62
III -7 : EFFET DE LA TEMPERATURE.....	63
IV- Conclusion.....	69

CONCLUSION GENERALE70

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES71

INTRODUCTION GENERALE

Le développement spectaculaire notamment des communications mobiles au cours des dernières années a conduit à une recherche de technologies robustes et fiables, à des coûts relativement raisonnables dans le domaine de l'électronique. Les études développées dans le cadre de nouveaux marchés militaires et civils sont à l'origine d'une évolution importante de tous les secteurs d'activités de l'électronique hyperfréquence. [3]

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

C'est dans cette optique, que depuis de nombreuses années, l'industrie des technologies hyperfréquences travaille sur le transistor MESFET (Métal Semi Conducteur Field Effect Transistor). Jusqu'à présent, les transistors MESFETs étaient réalisés sur Arséniure de Gallium (AsGa). Mais l'Arséniure de Gallium et d'autres matériaux comme le Silicium sont utilisés beaucoup trop près de leurs limites physiques ultimes, en particulier au niveau des densités de puissance fournies.

Les transistors MESFETs sont en général utilisés dans des dispositifs actifs, tels que des amplificateurs de puissance et leur fabrication est compatible avec la réalisation de circuits MMICs. Cependant, la conception de circuits MMICs reste une tâche difficile et son succès dépend des simulations réalisées sur logiciels de conception assistée par ordinateur (CAO). Toute réalisation technologique étant extrêmement onéreuse, il est indispensable avant la fabrication d'un circuit d'en prévoir le fonctionnement de la façon la plus exacte possible. Par conséquent, il est nécessaire de disposer des modèles non-linéaires, précis, fiables et compatibles avec les outils de CAO actuellement disponibles. Les méthodes de simulation utilisées aujourd'hui pour la conception de circuits reposent essentiellement sur une modélisation des éléments constituant le circuit et notamment des transistors.

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 et Les divers mécanismes de conduction .Ce travail est réalisé dans quatre chapitres principaux.

Dans le premier chapitre nous avons présenté la famille technologique des différents transistors à effet de champ et réalisé une brève description physique des transistors à base de GaAs et les plus utilisés actuellement. Nous présenterons donc successivement les MESFETs et leurs dérivés les HFETs, HEMTs, PHEMTs et les PPHEMT.

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

Le troisième chapitre est consacré à la modélisation physique et électrothermique de transistors MESFET GaAs. Les principaux paramètres d'entrée de ce modèle sont les caractéristiques physiques et géométriques du composant, en prenant en compte l'effet des résistances parasites sur les caractéristiques de sortie. Ce modèle est basé sur la résolution d'un ensemble d'équations régissant les phénomènes de transport de charges à l'intérieur du transistor.

nous avons consacré le dernier chapitre aux résultats obtenus à l'aide d'un logiciel de simulation **MATLAB 7.1**, élaboré à partir des équations établies dans le troisième chapitre et l'effet des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques courant tensions. Ainsi que l'influence de la température sur les composants MESFET GaAs.

I-INTRODUCTION

Les transistors constituent sans doute la plus large part de l'activité microélectronique moderne. Dans ce secteur, un très large effort s'est concentré sur les composants unipolaires, ce sont les composants qui ne reposent que sur le transport d'un seul type de porteurs. Ces composants incluent les transistors à effet de champ.

Le MESFET à base de GaAs a reçu une très grande attention en particulier en raison de son application dans les systèmes hautes fréquences et de puissances [1].

L'objectif de ce chapitre est de présenter les différents transistors à effet de champ utilisés dans des conceptions hyperfréquences. Tout d'abord, nous proposerons une description physique des transistors à base de GaAs et les plus utilisés actuellement. Nous présenterons donc successivement les MESFETs et leurs dérivés les HFETs, HEMTs, PHEMTs et les PPHEMTs à base de GaAs.

II-LES TRANSISTORS À EFFET DE CHAMP

II-1:GENERALITES

Le principe du transistor à effet de champ (FET : Field Effect Transistor) a été décrit la première fois par Shockley en 1952 [2]. Il a été initialement appelé transistor unipolaire par opposition au transistor bipolaire car un seul type de porteur est utilisé (les électrons pour des raisons de célérité). L'effet fondamental est le suivant: le courant à contrôler circule dans un barreau de semi-conducteur appelé le canal, dont la section est contrôlée par l'application d'un champ électrique (Figure I-1). Il existe deux types de modulation du canal, soit par enrichissement, soit par déplétion.

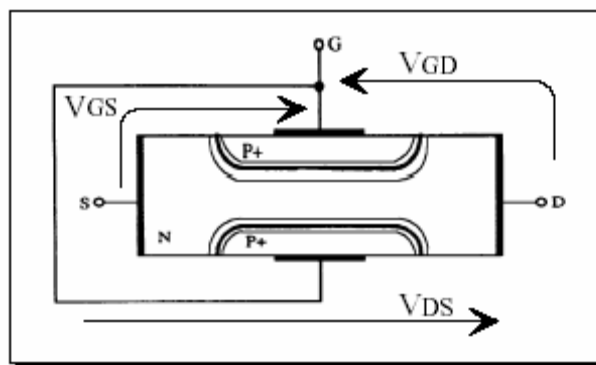


Figure I-1 : Structure d'un transistor à effet de champ

Sur ce principe, différentes structures de transistors à effet de champ correspondant à différents contacts de grille ont été élaborées :

- Le JFET (Junction Field Effect Transistor) : grille à jonction PN,
- Le MOSFET (Metal Oxyde Semi-conductor Field Effect Transistor) : grille métallique isolée de la couche active par un oxyde isolant,
- Le LDMOS (Lateraly diffused MOS)
- Le MESFET (Metal Semi-conductor Field Effect Transistor) : grille métallique à barrière Schottky.

II-2:LES TRANSISTORS FET A HETEROJONCTION

Le principe de fonctionnement des transistors à effet de champ à hétérojonction repose sur le principe de création et de contrôle d'un gaz d'électrons dans un matériau faiblement dopé où les électrons peuvent se déplacer plus rapidement. A partir de cette structure conventionnelle, il existe plusieurs types de transistors à effet de champ à hétérojonction : [6]

- Le HEMT (**H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor);
- Le TEGFET (**T**wo dimensionnal **E**lectron **G**as **F**ield **E**ffect **T**ransistor);
- Le HFET (**H**eterostructure **F**ield **E**ffect **T**ransistor);
- Le MODFET (**M**odulation **D**oped **F**ield **E**ffect **T**ransistor);
- Le PHEMT (**P**seudomorphic **H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor);
- Le PMHFET (**P**seudo**M**orphic **H**eterostructure **F**ield **E**ffect **T**ransistor).

Certains de ces transistors ont essentiellement des applications de puissance. Pour fabriquer ces transistors de puissance, plusieurs technologies de semi-conducteurs peuvent être envisagées. Le paragraphe suivant est une rapide présentation des différents transistors de puissance FET sur GaAs utilisés dans l'industrie et la recherche.

III.LES PRINCIPAUX TRANSISTORS FET'S SUR ARSENIURE DE GALLIUM

Les principaux dispositifs à effet de champ en GaAs utilisés aux fréquences micro ondes sont : [7]

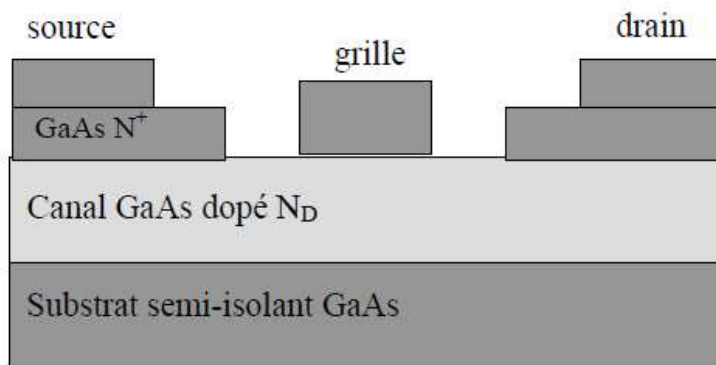
- Le MESFET : **M**etal **S**emi-conducteur **F**iel **E**ffect **T**ransistor
- Le HFET : **H**eterostructure **F**ield **E**ffect **T**ransistor
- Le HEMT: **H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor

- Le PHEMT: **P**seudomorph **H**EMT
- Le PPHEMT : Le **P**HEMT de **P**uissance

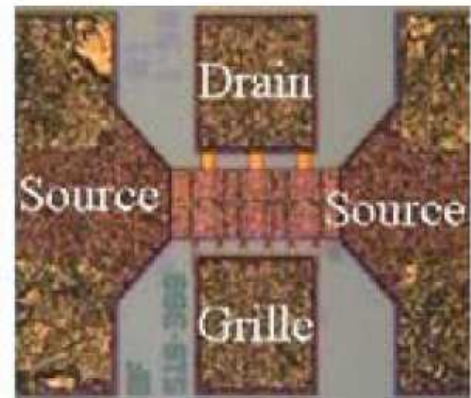
III.1:LE MESFET

L'apparition du transistor à effet de champ (*FET : Field Effect Transistor*) remonte à 1952, date à laquelle *William Shockley* publia un article présentant son fonctionnement [2].

Ce type de transistor apparut en 1966 et fut le premier à être fabriqué à partir d'un composé III-V. Comme le montre la (Figure I-2), un MESFET est constitué par un barreau de semiconducteur de type N sur lequel sont réalisés à ses deux extrémités les contacts ohmiques de source et de drain. Entre la source et le drain, un contact Schottky matérialise l'électrode de grille. Le transistor est réalisé sur un substrat semi-isolant de GaAs sur lequel on fait croître par épitaxie ou par implantation ionique la couche active avec des impuretés de type donneur ($N_D \approx 2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$). L'adjonction d'une couche fortement dopée ($N_D \approx 2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$) permet l'accrochage des contacts ohmiques de source et de drain, ainsi que la diminution des résistances parasites de source et de drain [6]. [7].



(a) Structure du MESFET sur GaAs.



(b) Photographie du MESFET issu de la fonderie TRIQUINT.

Figure I-2 : Technologie MESFET.

La polarisation négative de la grille entraîne la formation d'une zone de charge d'espace dépeuplée de porteurs libres sous la grille. Lorsqu'une tension drain-source V_{ds} est appliquée, une faible variation de la tension grille-source V_{gs} suffit à provoquer une variation importante de l'épaisseur de cette zone dépeuplée, donc du canal dans lequel circulent les électrons et finalement du courant de drain I_{ds} , ce qui constitue l'effet transistor. La (Figure I-6) présente le schéma de bandes d'énergie du MESFET.

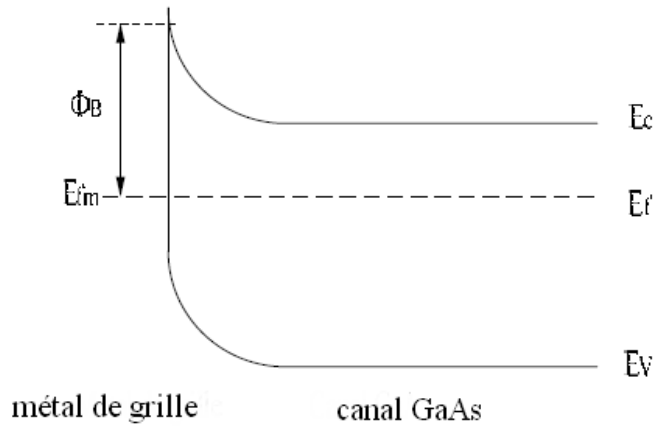


Figure I-3 : Schéma de bandes d'énergie de la technologie MESFET à l'équilibre thermodynamique.

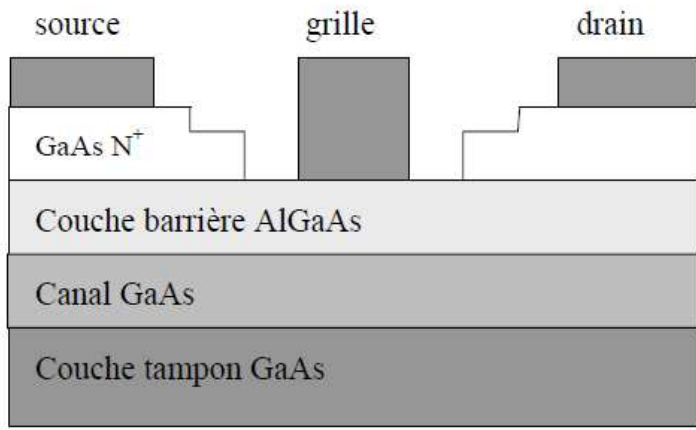
Le MESFET micro-onde, a été commercialisé à partir de 1976. Ce composant fut d'abord utilisé en composant discret encapsulé, puis intégré dans les circuits micro-ondes hybrides. Le MESFET a largement dominé les filières MMIC jusqu'au milieu des années 1990 où la famille des transistors à effet de champ s'est élargie à la fois pour monter en fréquence et en puissance. [3]

La structure du MESFET présente plusieurs avantages :

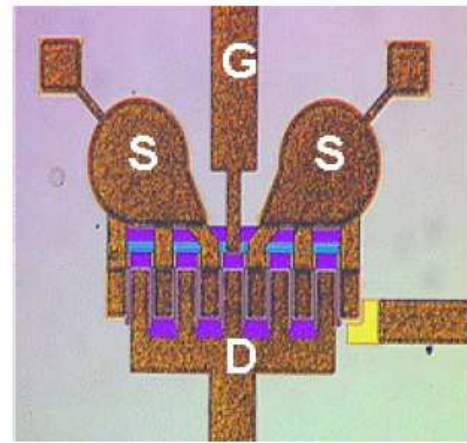
- l'obtention d'un fort courant I_{ds} nécessite l'emploi de dopages élevés qui entraînent une dégradation de la tension de claquage.
- si l'on veut privilégier un fonctionnement à de très hautes fréquences, il convient de réduire la longueur de grille.
- La nécessité de garder un facteur d'aspect (le rapport entre la longueur de grille et l'épaisseur de la couche active) raisonnable contraint alors à diminuer l'épaisseur de cette couche active, ce qui se traduit par une diminution de courant drain-source.

III.2:LE HFET

Le HFET (Heterostructure FET), aussi désigné sous le nom de DCFET (**D**oped **C**hannel **F**ET), est apparu au début des années 90. Il s'agit d'une amélioration relativement simple du MESFET GaAs en mettant à profit les différentes propriétés de deux matériaux, GaAs et AlGaAs (Figure I-4).



(a) Structure du HFET.



(b) Photographie du HFET de Texas-Instrument [9]

Figure I-4 : Technologie HFET.

Ayant une plus grande bande interdite (1,798 eV pour $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ contre 1,424 eV pour GaAs), le matériau AlGaAs possède un champ de claquage plus élevé et peut donc supporter des tensions plus fortes. Le matériau AlGaAs est non intentionnellement dopé et placé en surface. Cette couche va se retrouver dépeuplée par la jonction Schottky de grille et agir comme un isolant virtuel. Le principe de conduction de la structure HFET est similaire à celui d'un transistor MESFET. L'application d'une tension négative sur la grille a pour effet d'augmenter la hauteur de la barrière de diffusion Φ_{bi} à l'interface métal/semi-conducteur et donc l'épaisseur de la zone de charge d'espace dépeuplée d'électrons. Il est ainsi possible de moduler l'épaisseur du canal par une commande en tension appliquée sur la grille. Le schéma de bandes d'énergies de la structure HFET est représenté sur la (Figure I-5). Ce HFET est produit par plusieurs fonderies : Triquint Texas, Marconi-Alenia en Italie et plusieurs fabricants japonais. [3]. [8].

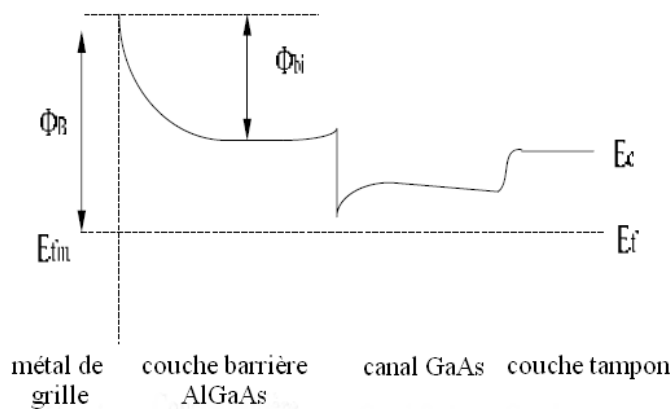


Figure I-5 : Schéma de bandes d'énergie de la technologie HFET à l'équilibre thermodynamique.

La structure du HFET présente plusieurs avantages :

- L'augmentation de la tension de claquage grille-drain par l'introduction d'une couche barrière d'un matériau faiblement dopé à grande largeur de bande interdite (AlGaAs). L'excursion du point de fonctionnement dynamique, dans le cas d'une amplification de puissance, est plus importante et de ce fait la puissance de sortie augmente.
- L'amélioration des performances dynamiques du transistor par la réduction du niveau de dopage du canal. La couche barrière dopée fournit des électrons au canal permettant ainsi d'obtenir une densité de courant importante.
- La grille déposée sur la couche AlGaAs, à grande largeur de bande interdite, permet d'avoir un faible courant de fuite Schottky.

III.3:LE HEMT

Le transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor) encore appelé dans la littérature TEGFET (Two Electron Gas Field Effect Transistor) ou MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor), ou encore SDHT (Selectively Doped Heterojunction Transistor), a été conçu et réalisé simultanément par Fujitsu au Japon et par Thomson en France en 1980.[4]

L'idée de base à l'origine de ce composant est d'utiliser comme canal conducteur d'un transistor à effet de champ, un gaz bidimensionnel (gaz-2D) d'électrons circulant dans un matériau peu dopé et résultant de l'occupation des niveaux d'énergie du puits de potentiel caractéristique d'une hétérojonction.

Sur un substrat semi-isolant, on fait croître une couche de GaAs Non Intentionnellement Dopée (NID). On dépose ensuite une couche de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ non intentionnellement dopée jouant le rôle d'espaceur. Sur cette couche, on fait croître une couche de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopé N. On dépose ensuite la couche de contact GaAs dopé N_+ . C'est sur cette couche que l'on réalise les électrodes métalliques de source et de drain (Figure I-6). Par ailleurs, l'espaceur se révèle indispensable pour limiter les interactions coulombiennes entre les impuretés de dopage du matériau $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et les électrons du gaz-2D, leur conférant ainsi une grande mobilité.

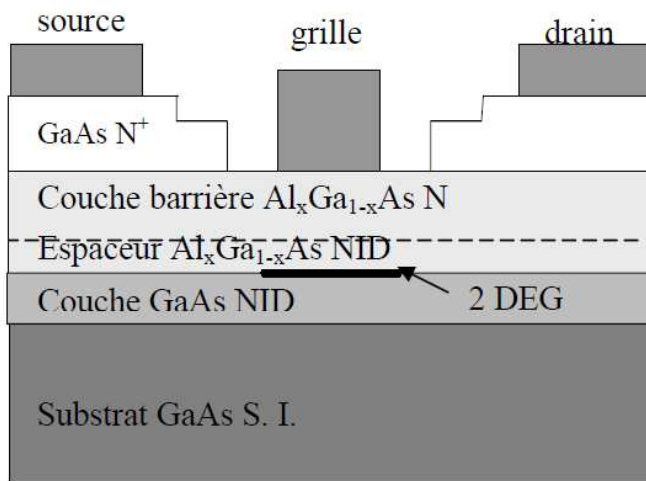


Figure I-6: Structure du HEMT sur GaAs.

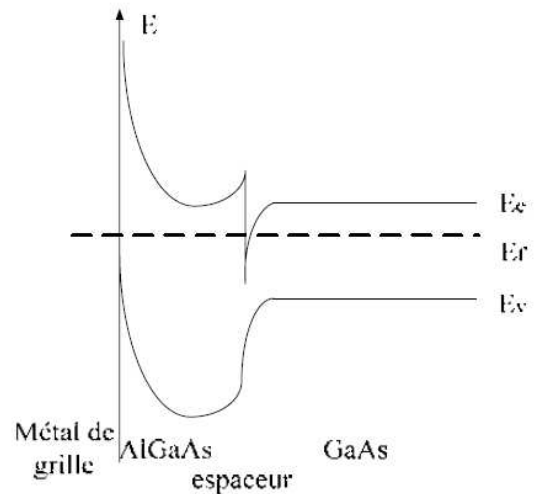


Figure I-7 : Diagramme de bandes d'énergie du transistor HEMT à l'équilibre thermodynamique.

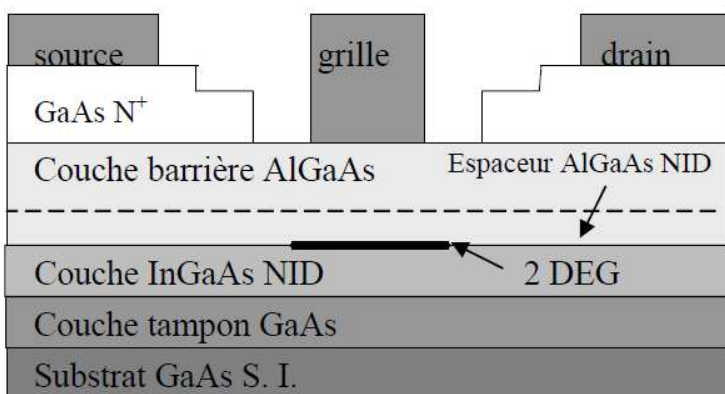
La mobilité électronique dans GaAs est plus grande que celle dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, matériau pour lequel la bande interdite est supérieure à celle de GaAs. Au contact des deux matériaux, les électrons vont migrer de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ vers GaAs peu dopé. Il apparaît une discontinuité des bandes à l'interface métallurgique et un puits de potentiel du côté du semiconducteur de faible gap (Figure I-7). Les électrons qui occupent les niveaux d'énergie du puits de très faible épaisseur dans le matériau peu dopé, présentent une grande mobilité. On utilise le terme de « gaz » car les électrons du puits subissent peu d'interactions coulombiennes avec les impuretés ionisées du fait de leur séparation spatiale et ce gaz est qualifié de « bidimensionnel », parce que les électrons se meuvent sous l'effet d'une polarisation drain-source dans le plan parallèle à l'interface. Le gaz d'électrons étant créé, il est possible de contrôler la densité de porteurs dans le canal par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille. Lorsque la tension V_{gs} augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans GaAs. Ainsi la différence essentielle entre les MESFET et les HEMT se situe au niveau du principe du contrôle du courant dans le canal. Alors que dans le cas du MESFET, l'électrode de grille contrôle la section de canal disponible pour la conduction, dans le cas du HEMT, elle contrôle la densité d'un gaz d'électrons libres dans une zone non dopée située sous l'hétérointerface qui constitue le canal du transistor. Comme pour le MESFET, la tension V_{ds} crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant I_{ds} .

La densité surfacique de charges du gaz-2D augmente avec le dopage de la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Cependant, un dopage élevé de cette couche conduit à des valeurs très importantes du champ électrique pouvant induire des risques de claquage. La tenue au claquage de la jonction grille-drain est améliorée en déposant sur la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopée N, une couche de même nature mais non intentionnellement dopée. [5]

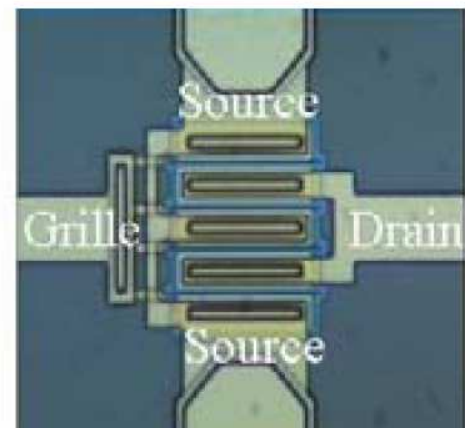
Si le HEMT conventionnel a permis des utilisations à des fréquences bien plus élevées que le MESFET, sa limite fréquentielle est de l'ordre de 60-70 GHz. Cette limite est principalement due aux propriétés de transport du matériau intrinsèque, c'est à dire l'arséniure de gallium. De plus le HEMT génère un bruit basse fréquence élevé dû aux centres DX. En conséquence pour satisfaire aux besoins sans cesse croissants de montée en fréquence, l'idée de base a été de remplacer le canal GaAs par un autre matériau autorisant une vitesse des électrons à fort champ électrique la plus élevée possible : InGaAs. Les progrès technologiques en matière d'épitaxie ont donc donné naissance à un nouveau type de transistor à hétérojonction : le HEMT pseudomorphique (PHEMT).

III.4:LE PHEMT

La réalisation de circuits intégrés micro ondes monolithiques (MMIC) à des fréquences supérieures à 60 GHz a nécessité d'étudier d'autres structures à base de couches contraintes sur GaAs avec un canal $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0,15 \leq x \leq 0,35$) (Figure I-8).



(a) Structure du PHEMT sur GaAs.



(b) Photographie du PHEMT issu de la fonderie BOOKHAM.

Figure I-8 : Technologie PHEMT.

La Figure I-9 indique que la couche InGaAs est en désaccord de maille avec la couche AlGaAs et la couche tampon GaAs, contrairement à l'hétérostructure AlGaAs / GaAs. La couche mince InGaAs subit une déformation quadrilatère à partir de sa structure cristalline cubique normale de manière à ce qu'elle soit accordée au réseau cristallin des matériaux GaAs et AlGaAs. Puisque la couche InGaAs est contrainte, le HEMT AlGaAs / InGaAs / GaAs est dénommé « pseudomorphique ». [3]. [4].

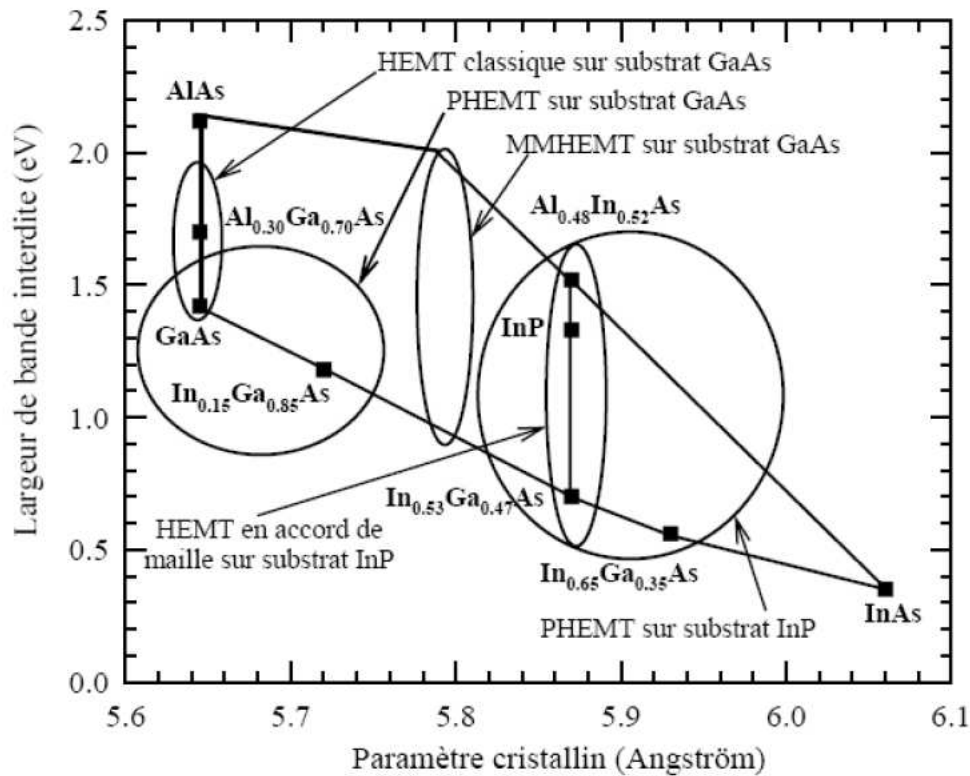


Figure I-9 : Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour les composés III-V utilisés dans les HEMT.

La bande interdite du matériau InGaAs étant plus faible (Tableau I-1), la discontinuité d'énergie de la bande de conduction du PHEMT est plus grande que celle du HEMT. Par conséquent, le puits de potentiel 2D est plus profond (Figure I-10), ce qui permet d'obtenir des concentrations de porteurs plus importantes et un courant I_{ds} plus élevé.

	Energie de bande interdite E_g (eV)	Paramètre de maille (Angstroms)	Mobilité électronique du matériau non intentionnellement dopé ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	Mobilité des trous du matériau non intentionnellement dopé ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	Vitesse maximale électrique (10^7cm/s)
Si	1,12	5,431	1500	450	1
GaAs	1,42	5,653	8500	400	2,1
$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	1,798	5,656	3000	100	1
$\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$	1,46	5,869	4000	180	0,4
$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	1,14	5,71	11000	-	>2,1
$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$	0,78	5,869	13000	300	2,7
InP	1,35	5,869	4600	150	2,3
4H-SiC	3,2	4,36	900	115	2
GaN	3,39	3,189	1800	200	2,7

Tableau I-1 : Comparaison de quelques propriétés de plusieurs semi-conducteurs à 300K. [10]

Le PHEMT présente des performances nettement supérieures à celles du HEMT classique, adapté en maille, en démontrant un faible niveau de bruit, puisque les porteurs sont mieux confinés dans un

puits plus profond, et une fréquence de coupure élevée, puisque la mobilité électronique dans InGaAs est plus élevée. Compatible avec les lignes de fabrication de MMIC existantes, des filières commerciales n'ont pas tardé à voir le jour, y compris en Europe (Philips devenu OMMIC en 2000, Thomson et Daimler associés dans UMS en 1996, GMMT devenu Bookham en 2002).

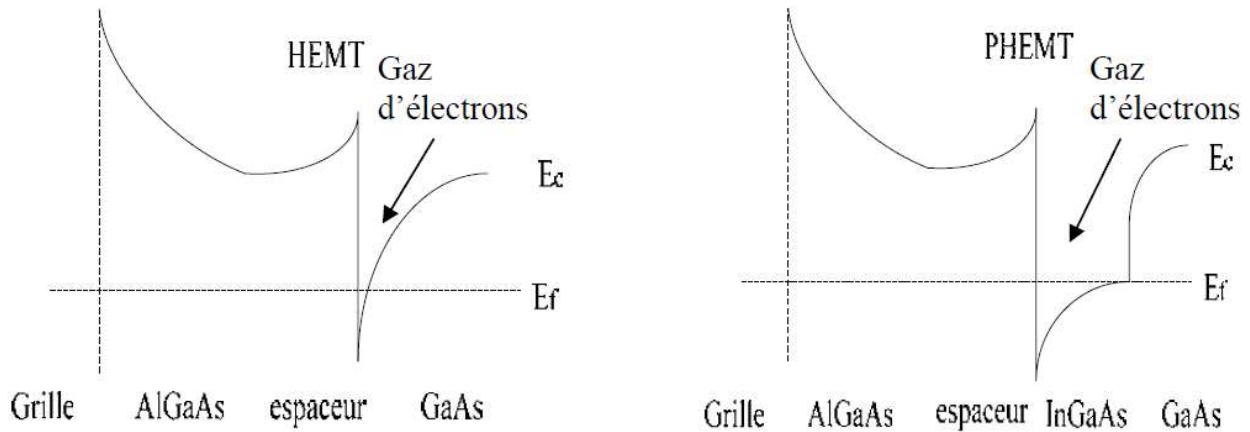
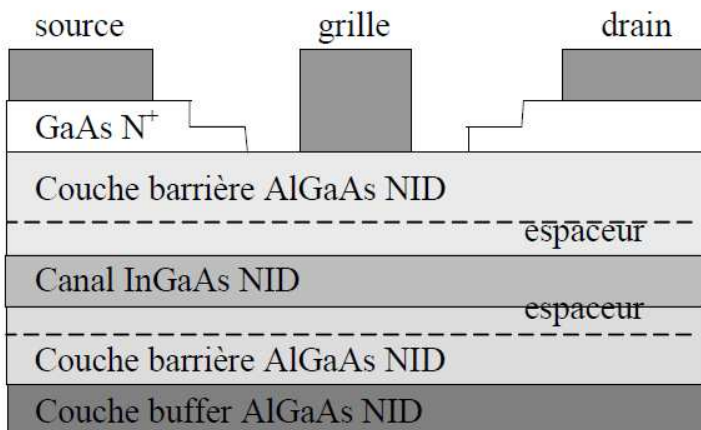


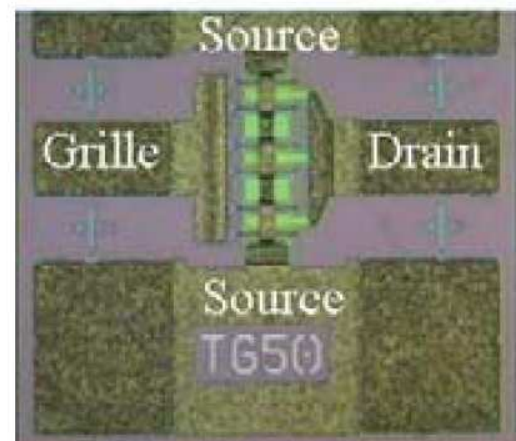
Figure I-10 : Comparaison de la structure de la bande d'énergie de conduction des transistors HEMT et PHEMT.

III.5:LE PHEMT DE PUISSANCE OU PPHEMT

L'amélioration des procédés de croissance a permis de réaliser des dispositifs à deux hétérojonctions de type AlGaAs/InGaAs/AlGaAs sur substrat GaAs (Figure I-11) ou AlInAs/InGaAs/AlInAs sur substrat InP. [3]



(a) Structure du PPHEMT sur GaAs.



(b) Photographie du PPHEMT issu de la fonderie UMS.

Figure I-11 : Technologie PPHEMT.

La réalisation d'une double hétérostructure de part et d'autre du canal permet un meilleur confinement des porteurs dans le canal (Figure I-12). Par conséquent, la densité d'électrons

peuplant le puits quantique est augmentée par rapport au PHEMT simple. De plus la tension de claquage, plus élevée avec AlGaAs NID en surface, peut être encore améliorée en réalisant un double sillon de grille. Et si l'on augmente ainsi la tension et le courant, on favorise la puissance. Ainsi, les filières de MMIC de puissance récentes (Triquint Texas, UMS, ...) sont construites autour de ce composant.

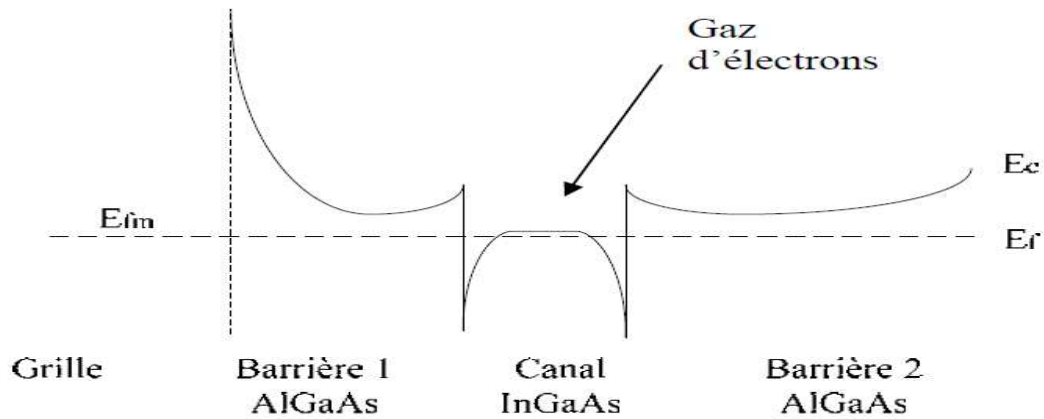


Figure I-12 : Bande d'énergie de conduction du transistor PPHEMT à l'équilibre thermodynamique.

IV: CONCLUSION

Le recensement des différents transistors de puissance et de leurs performances respectives a le mérite de mettre en avant le constat suivant : **faire le choix d'un transistor pour une application de puissance en hyperfréquence relève toujours d'un compromis. Aucun transistor ne peut se poser aujourd'hui comme le composant idéal pour toutes les applications et toutes les fréquences. [6]**

- A ce jour, il semble que les composants les plus performants sont:

- les *MESFET GaAs*,
- les *HBT AlGaAs/GaAs* ou *InGaP/GaAs*
- les *PHEMT AlGaAs/GaInAs* sur *GaAs*
- les *MESFET SiC* -*HEMT AlGaN/GaN* (en développement)

Dans ce chapitre nous avons rappelé le principe de fonctionnement des transistors à effet de champ tels que les MESFET, HEMT et PHEMT, ainsi que leur structures physiques. On s'est intéressé au MESFET GaAs qui est longtemps resté le composant à effet de champ prépondérant pour l'amplification de puissance micro-onde.

Chapitre II : LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP MESFET GaAs**I: INTRODUCTION**

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

II : 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 (et ses dérivés ternaires) présente de nombreux avantages. [9]

II-1: STRUCTURE CRISTALLINE

Le GaAs présente une structure cristallographique de la blende de zinc qui se compose de deux réseaux cubiques à face centrée (FCC) déplacée par un vecteur $(a_0/4.a_0/4.a_0/4)$, avec a_0 étant la longueur de l'arête du cube élémentaire ($a_0 = 5.653 \text{ \AA}$), le premier réseau se compose entièrement d'atome Ga et l'autre d'atomes As. **La figure II-1** présente la structure cristalline du GaAs et sur le tableau 1 nous avons reporté les principales propriétés du GaAs à température ambiante. [9]

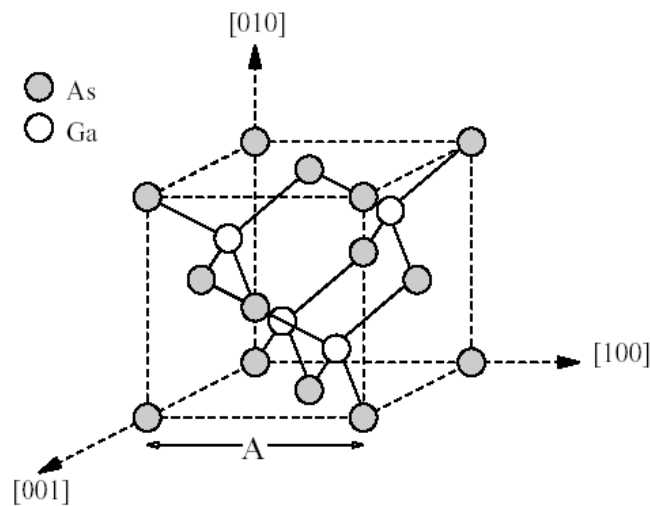


Figure II – 1: Structure cristalline du GaAs.

II-2: PROPRIETES ELECTRONIQUES DU GaAs : [9]

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

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

2) 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.

3) Les propriétés de transport électronique du **GaAs** sont remarquables : mobilité très élevée ($8000 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ pour un matériau peu dopé), vitesse de saturation élevée ($2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$) 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.

4) De par sa grande largeur de bande interdite, le **GaAs** peut être obtenu sous forme d'un semi-isolant de haute résistivité (10^7 à $10^9 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$). L'épitaxie ou l'implantation de la couche active dans ce semi-isolant, permet d'assurer l'isolation interdispositif et, ainsi, d'offrir des capacités parasites entre les dispositifs et le plan de masse extrêmement faibles.

Principales propriétés physiques et électriques du GaAs à température ambiante (T=300 K°)

Nom	Symbole	Unités	Valeur
Structure cristalline			Zinc Blende
Paramètre cristallin	a	Å	5,63
Masse molaire	M	$g.mole^{-1}$	144,63
Masse volumique	ρ	$g.cm^{-3}$	5,32
Nombre atomes par unité de volume	N	cm^{-3}	$4,4.10^{22}$
Hauteur de la Bande Interdite	E_g	eV	1,42
Densité effective d'états dans la Bande de Conduction	N_c	cm^{-3}	$4,7.10^{17}$
Densité effective d'états dans la Bande de Valence	N_v	cm^{-3}	$7,0.10^{18}$
Mobilité des électrons	μ_n	$cm^2.v^{-1}.s^{-1}$	$8,5.10^3$
Mobilité des trous	μ_p	$cm^2.v^{-1}.s^{-1}$	$4,0.10^2$
Vitesse de saturation des électrons	v_{sn}	$cm.s^{-1}$	1.10^7
Constante diélectrique relative	ϵ_r		12,9
Champ de claquage	E_{av}	$kV.cm^{-1}$	3.10^2
Affinité électronique	χ_s	eV	4,07
Coefficient de dilatation thermique	α_l	K^{-1}	$6,86.10^{-6}$
Chaleur spécifique	C	$J.g^{-1}.K^{-1}$	0,35
Conductivité thermique	λ	$W.cm^{-1}.K^{-1}$	0,46
Température de fusion	Tf	° C.	1240

II-3: EQUATIONS 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 μ 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 général

La variation de l'énergie en fonction du vecteur d'onde \mathbf{k} pour la plupart des matériaux, comme le montre la figure II-2, est un domaine parabolique.

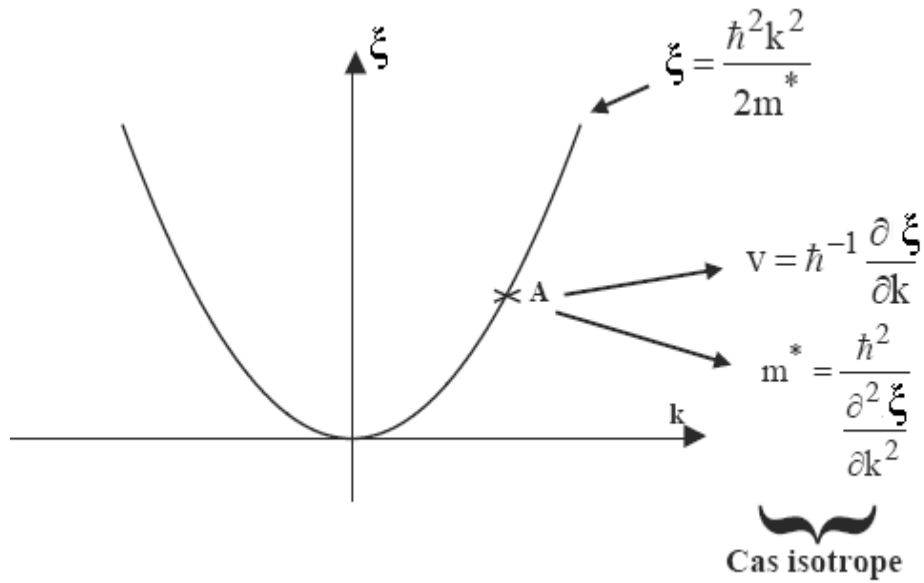


Figure II – 2 : Variation de l'énergie en fonction de k .

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

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

$$\frac{d\xi}{dt} = -\frac{(\xi - \xi_0)}{\tau_E} + qE \cdot v \quad (\text{Équation de conservation de l'énergie}) \quad (\text{II.2})$$

τ_m : Temps de relaxation du moment

τ_E : Temps de relaxation de l'énergie

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

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

On appelle mobilité : $\mu(\xi) = \frac{q\tau_m}{m^*}$; (II.4)

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

$$\xi - \xi_0 = qv\tau_E E = q^2 \frac{q\tau_m\tau_E}{m^*} E^2$$
 (II.5)

II-3-2: Equation de transport cas du GaAs

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

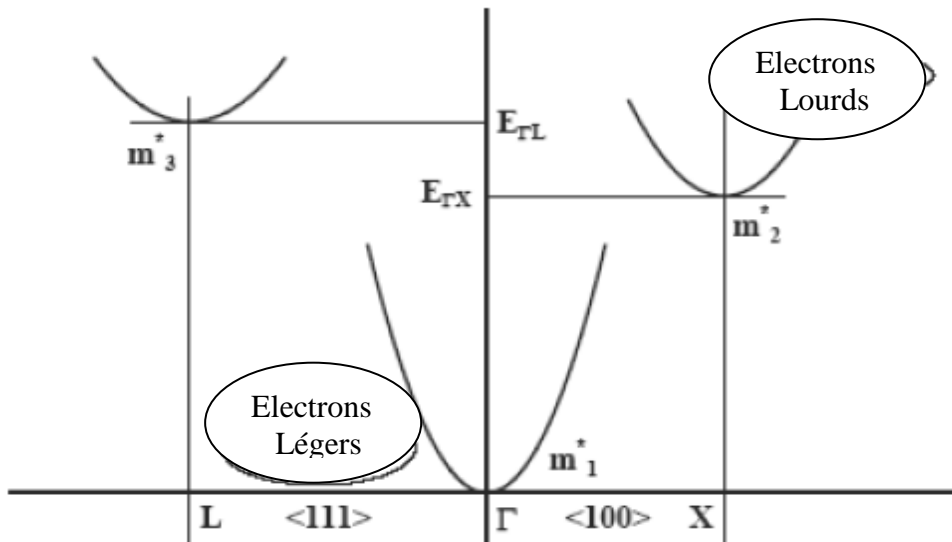


Figure II – 3 : Semi-conducteur GaAs à multi- vallées.

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 II-4 représente la variation de la vitesse en fonction du champ E et la figure II- 5 la variation de la mobilité en fonction de l'énergie.

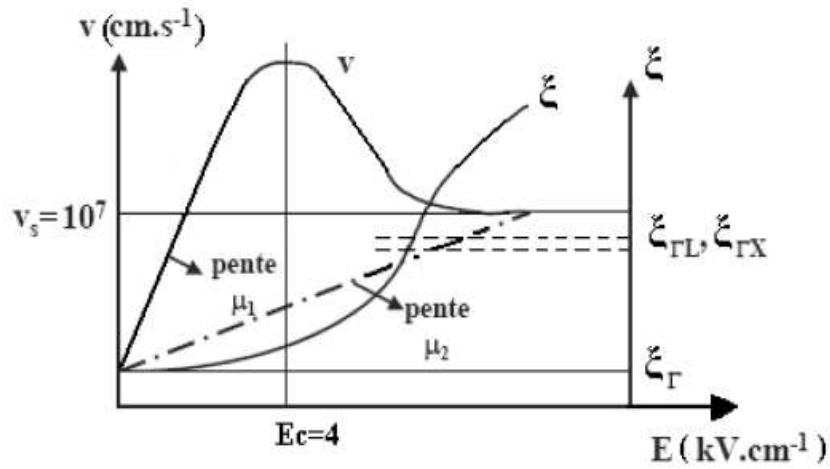


Figure II -4 : Variation de la vitesse en fonction de l'énergie.

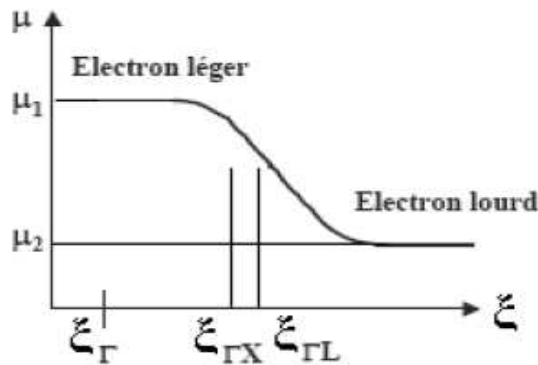


Figure II - 5 : Variation de la mobilité en fonction de l'énergie.

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

Les phénomènes en régime non stationnaire sont obtenus en utilisant les équations (II.1) et (II.2) qui ne seront plus valables dans certains cas, notamment s'il y a des variations significatives dans le temps ou dans l'espace :

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

On peut alors obtenir des effets de survitesse; à cause de gradients élevés et de transport balistique.

La plupart des recherches actuelles cherchent à exploiter ces effets pour augmenter les fréquences de fonctionnement de ces composants.

III: LE 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. [10]. [11]. [12].

III-1: DIAGRAMME DES BANDES D'ENERGIE

Pour étudier la jonction métal-semiconducteur, 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 II-6 représente les niveaux d'énergies du métal et du semi-conducteur avant contact.

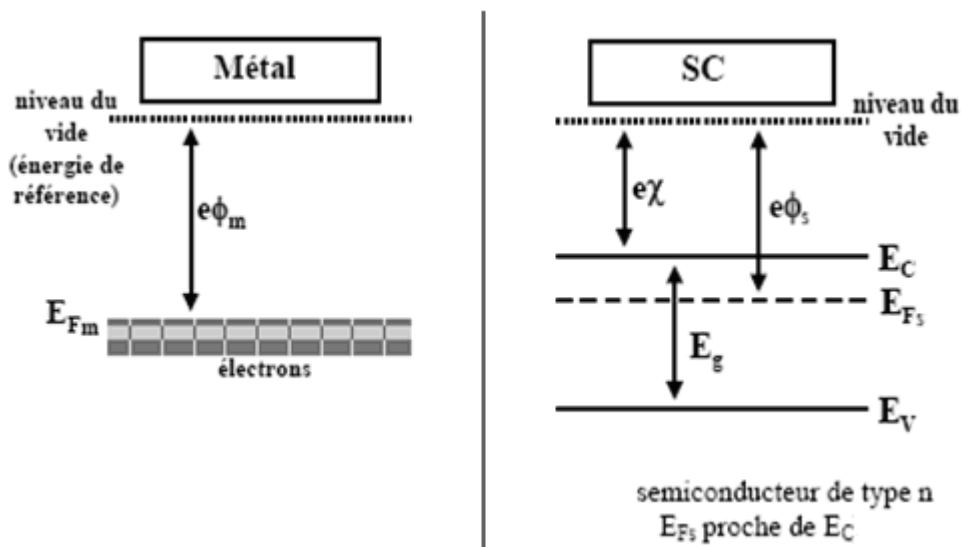


Figure II -6 : Les niveaux d'énergie du métal et du semi-conducteur.

Lorsqu'un métal et un semi-conducteur sont en contact, il existe à l'interface une barrière de potentiel donnée par [3]:

$$E_b = e\phi_m - e\chi \quad (\text{II.6})$$

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 $\phi_m < \phi_s$

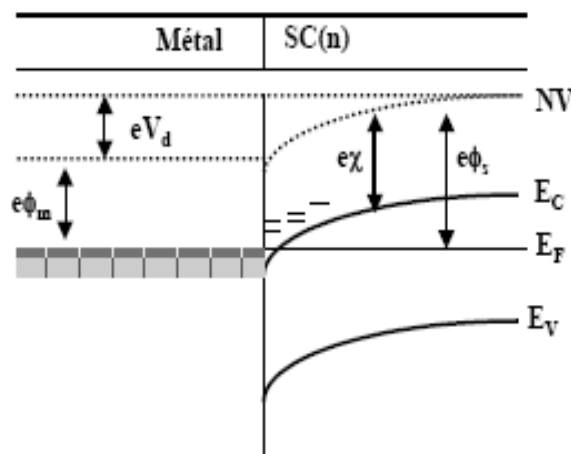


Figure II – 7 : Niveau d'énergie lorsque $\phi_m < \phi_s$. (V_d : tension de diffusion)

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: II-7).

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

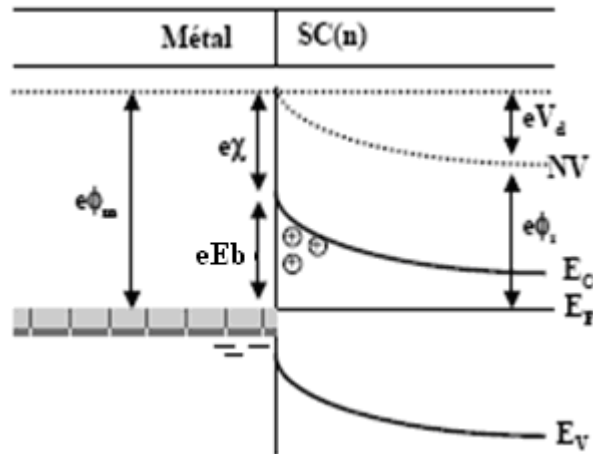
III-1-2: Contact redresseur: Cas qui correspond à $\phi_m \geq \phi_s$ 

Figure II – 8 : 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 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 désertir 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 II-8.

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 : [15].

$$0 < y < h \quad \rho(y) = qNd \quad (\text{II.7-a})$$

$$y > h \quad \rho(y) = 0 \quad (\text{II.7-b})$$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2 V(y)}{dy^2} = -\frac{qNd}{\epsilon} \quad \text{Avec } \epsilon = \epsilon_0 \epsilon_{\text{GaAs}} \quad (\text{II.8})$$

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

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = -\frac{qNd}{\epsilon}(y-h) \quad (\text{II.9})$$

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

$$E_s = -\frac{qNd}{\epsilon}h \quad (\text{II.10})$$

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

$$V(y) = -\frac{qNd}{\epsilon} \left(\frac{y^2}{2} - hy \right) \quad (\text{II.11})$$

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.

$$qV_{bi} = q\phi_m - q\phi_s \quad (\text{II.12})$$

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

$$V_{bi} = V(y=h) - V(y=0) = -\frac{qNd}{\epsilon} \left(\frac{h^2}{2} - h^2 \right) = \frac{qNd}{2\epsilon} h^2 \quad (\text{II.13})$$

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

$$h = \left[\frac{2\epsilon}{qNd} V_{bi} \right]^{1/2} = \left[\frac{2\epsilon}{qNd} (\phi_m - \phi_s) \right]^{1/2} \quad (\text{II.14})$$

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 la largeur de la zone de charge d'espace devient :

$$h(V) = \left[\frac{2\epsilon}{qNd} (V_{bi} - V) \right]^{1/2} \quad (\text{II.15})$$

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

Afin de comprendre l'évolution de la profondeur de la zone désertée qui est plus importante du côté drain que du côté source, on exprime les épaisseurs h_s et h_d compte tenu de la polarisation du transistor $V=V_{gs}$ côté source et $V=V_{gs}-V_{ds}$ côté drain : l'expression (II.15). Permet d'écrire :

$$\text{(Jonction abrupte)} \quad h_s = \left[\frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs}) \right]^{1/2} \quad h_d = \left[\frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs} + V_{ds}) \right]^{1/2} \quad (\text{II.16})$$

$$\text{Or} \quad V_{gd} = V_{gs} - V_{ds} \quad (\text{II.17})$$

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 : [15]

III-3-1: Polarisation directe

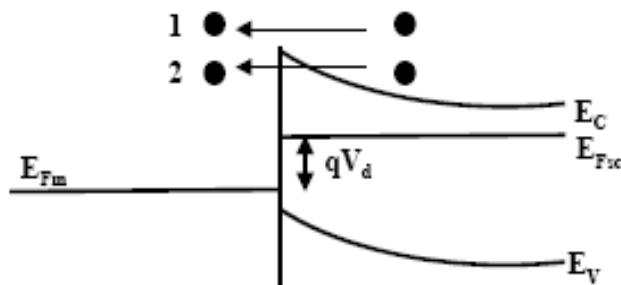


Figure II – 9 : Schéma de déplacement des porteurs à l'interface.

Les deux phénomènes principaux d'une polarisation en direct:

- **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)

III-3-2: Polarisation inverse

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

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 :

$$J_{sc \rightarrow M} = J_s \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (\text{II.18})$$

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

$$J_{M \rightarrow sc} = -J_s \quad (\text{II.19})$$

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

$$J = J_s \left(\exp\frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (\text{II.20})$$

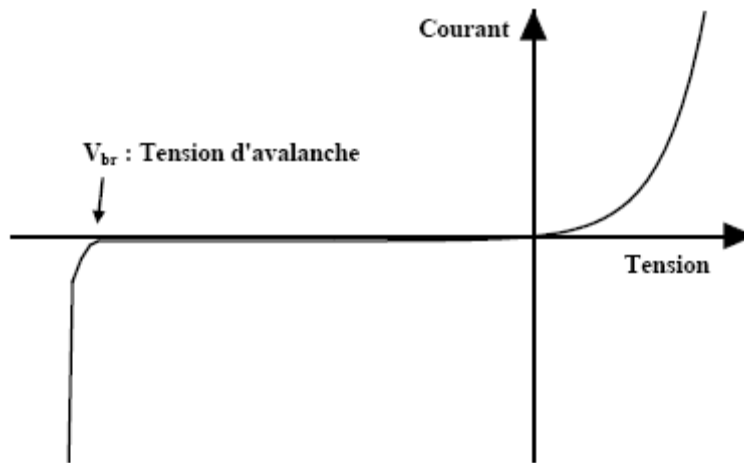


Figure II – 10 : Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky.

III-3-3: 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 η dans l'expression du courant, appelé **COEFFICIENT D'IDEALITE**.

- On écrit donc la densité de courant :
$$J = J_s \left(\exp \frac{qV}{\eta kT} - 1 \right) \quad (\text{II.21})$$

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 $\Phi_m \geq \Phi_s$

- Redresseur si $\Phi_m < \Phi_s$

III-4: CAPACITE D'ENTREE

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. [13]. [14].

La charge d'espace est donnée par:

$$Q_{sc} = -Q_m = q.Nd.h = [2\varepsilon.q.Nd.(Vd - V)]^{1/2} \quad (\text{II.22})$$

La capacité différentielle est donnée par:

$$C(V) = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \left(\frac{\varepsilon.q.Nd}{2} \right)^{1/2} .(Vd - V)^{-1/2} = \frac{\varepsilon}{h} \quad (\text{II.23})$$

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

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

$$C^{-2}(V) = \frac{2}{\varepsilon.q.Nd} (Vd - V). \quad (\text{II.24})$$

IV: LE TRANSISTOR MESFET GaAs**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 II-11. [16].

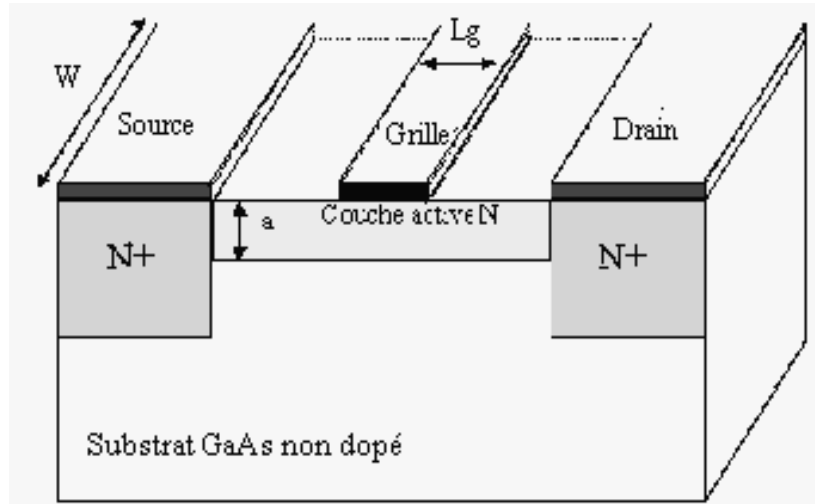


Figure II-11 : Vue en coupe d'un MESFET

En partant du bas de la figure II-11, 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 II-11**, 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 μm** . 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 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 à la source également (voir figure II-12). [17]. [18].

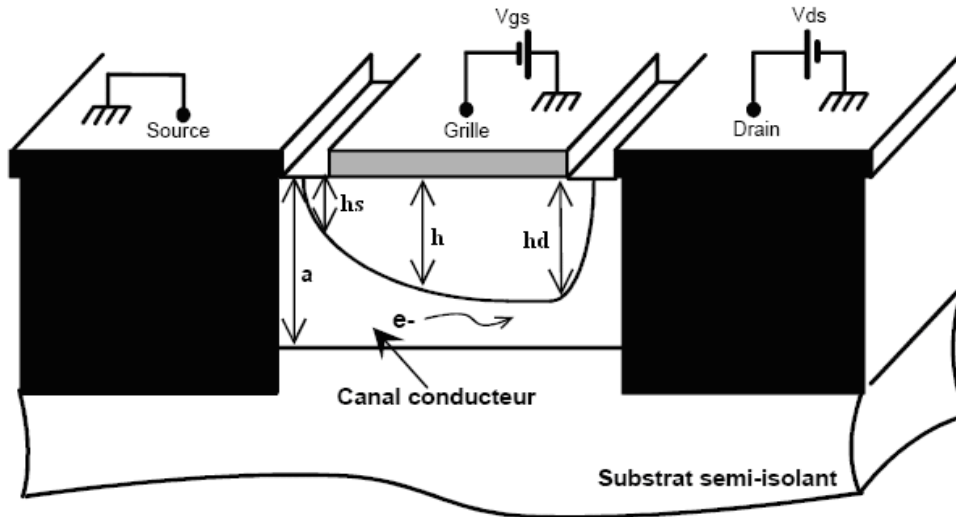


Figure II-12 : Vue en coupe de la structure du MESFET et emplacement des sources de polarisation

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 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 h 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 II-13).

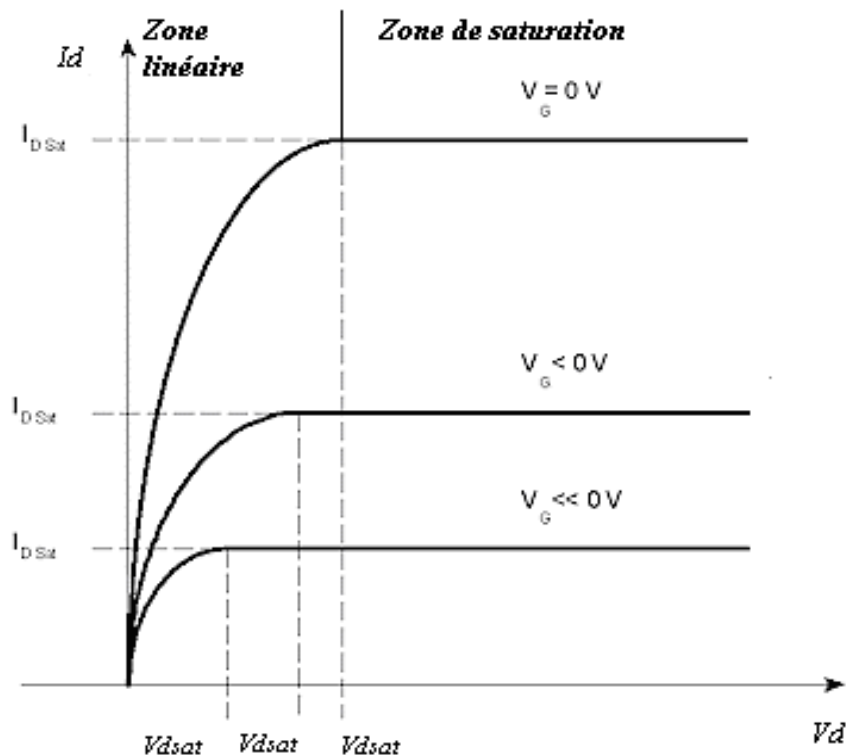


Figure II-13 : Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET

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 II-13-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 II-14-b et figure II-14-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 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.

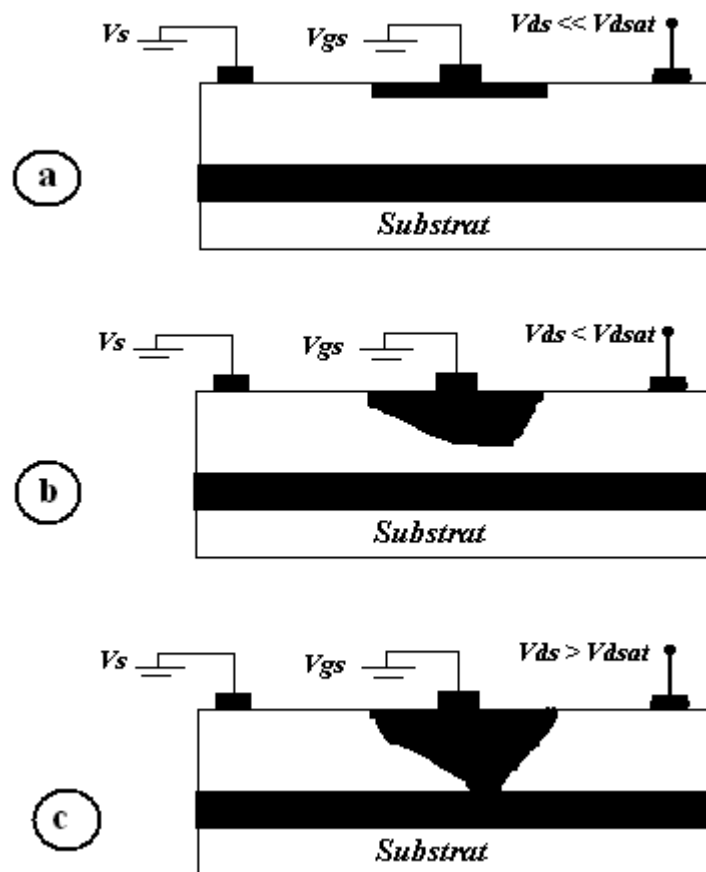


Figure II-14: Principe de fonctionnement du MESFET

- 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 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 à $V_{ds}=0$ 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 direct.

V-CONCLUSION

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

Chapitre III : ETUDE DES PROPRIETES 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 $I_{ds}=f(v_{gs}, v_{ds})$.

Ainsi que l'effet des éléments parasites, la variation de la mobilité en fonction du champ électrique et l'influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques I-V.

II: EQUATIONS FONDAMENTALES DU MESFET GaAs

Nous nous intéresserons tout d'abord au dispositif interne (ou intrinsèque) tel qu'il a été défini au chapitre II, Paragraphe IV-1. Nous reviendrons ensuite au dispositif réel en introduisant les zones d'accès ainsi qu'un certain nombre d'effets secondaires liés au caractère bidimensionnel (effets de géométrie).

L'écriture des relations fonctionnelles est conduite en trois étapes. Nous établirons tout d'abord des relations valables dans le cas général d'un dopage non uniforme de la couche active (cas du MESFET à canal implanté). Nous en déduisons ensuite facilement l'ensemble des équations classiques du MESFET à dopage uniforme dont nous établissons, pour finir, une approximation quadratique d'un maniement plus simple.

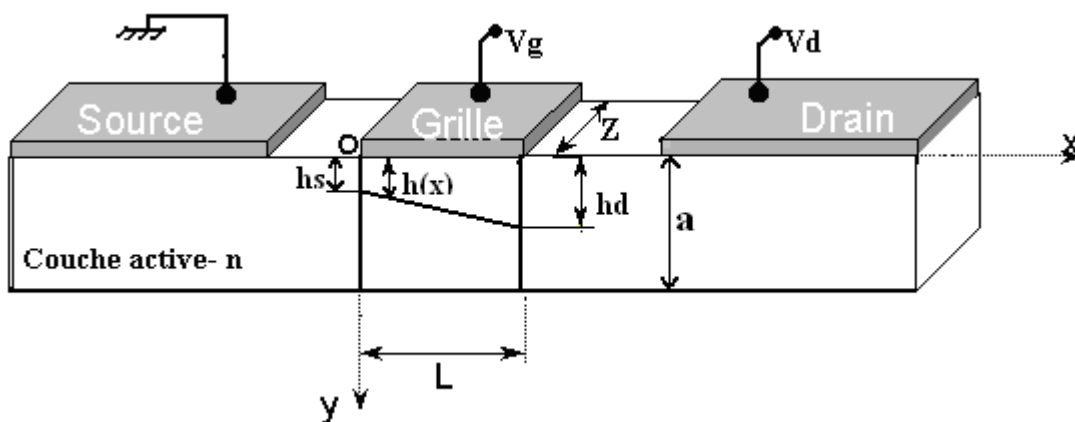


Figure III-1 : Zone active du transistor MESFET

III : ÉQUATIONS FONCTIONNELLES DU MESFET INTRINSEQUE A CANAL NON UNIFORMEMENT DOPE (cas du MESFET à canal implanté)

L'ensemble des équations (III.1) à (III.3) régissant les phénomènes de transport de charges à l'intérieur d'un transistor MESFET intrinsèque à canal non uniformément dopé sont établies.

Equation de Poisson :

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

Potentiel électrique :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}(\psi) \quad (\text{III-2})$$

Densité du courant :

$$J_x = \sigma(x, y, z) \cdot E_x \quad (\text{III-3})$$

Les grandeurs physiques qui interviennent dans ces équations sont les suivantes :

- $E(x, y)$ est le champ électrique,
- $\psi(x, y, z)$ est la variation totale du potentiel électrostatique à travers la zone de charge d'espace.
- J_x est la densité de courant de conduction,
- $\sigma(x, y, z)$ est la conductivité du canal,
- $\rho(x, y, z)$ est la densité de charges d'espace dans le semi conducteur.

La résolution de ce système d'équations s'effectue dans le canal, directement sous l'électrode de grille : cette zone est représentée sur la figure III-1. Les autres régions du transistor seront modélisées à partir d'éléments linéaires extrinsèques.

Les axes $o\bar{x}$ et $o\bar{y}$ représentent les axes longitudinaux et transversaux de la structure, l'origine est prise côté source. La largeur totale du canal est « a » et supposée constante. La largeur de la zone de déplétion $h(x)$ en un point d'abscisse x varie graduellement entre h_s à la source et h_d au drain.

Notre étude consiste dans un premier temps à déterminer l'équation analytique de la principale non linéarité du transistor, à savoir la source de courant de drain I_d commandée par les deux tensions V_g et V_d . Plusieurs étapes intermédiaires de calculs sont alors nécessaires :

- résolution de l'équation de Poisson (III-1) afin d'extraire les expressions analytiques du potentiel électrostatique $\psi(x, y)$,
- détermination à partir de l'équation (III-2) les expressions analytiques des composantes, suivant les axes $o\bar{x}$ et $o\bar{y}$, $E_x(x, y)$ et $E_y(x, y)$ du champ électrique $E(x, y)$ dans le canal,
- puis intégration de la composante, suivant l'axe $o\bar{x}$, de la densité de courant $J_x(x, y)$ au niveau des électrodes de source et de drain, afin d'établir l'expression analytique du courant de drain I_d .

III-1 : CALCUL DU POTENTIEL ET DU CHAMPS ELECTRIQUE

Le potentiel dans la zone de charge d'espace du canal est donné par l'intégration de l'équation de poisson :

$$\nabla^2 \psi = \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{d^2 \psi}{dy^2} + \frac{d^2 \psi}{dz^2} = - \frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (\text{III-4})$$

Le dopage de la couche active est homogène dans le plan de la structure, mais peut varier dans la direction perpendiculaire avec la profondeur y de sorte qu'on a $N_d = N_d(y)$.

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

$$\rho(x, y) = q \cdot (N_d(y) - n(x, y)) \quad (\text{III-5})$$

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

L'étude du dispositif interne se fait en général sous deux hypothèses que nous adopterons :

- La frontière séparant le canal de la zone de charge d'espace située sous la grille est abrupte

▪ Pour des raison de symétrie le potentiel est constant suivant la direction \mathbf{Z} , de sorte que $\frac{d^2\psi}{dz^2} = 0$. D'autre part ,dans tout le canal les équipotentielles sont des plans perpendiculaires à l'axe $o\bar{x}$ (figure III-1) alors que c'est l'inverse dans la zone de charge d'espace : c'est l'hypothèse dite du « **canal graduel** ». Elle revient à négliger la composante E_y , du champ dans le canal, et sa composante E_x dans la zone de charge d'espace. Cette hypothèse est bien vérifiée lorsque le rapport L/a est grand devant l'unité. Ce qui permet de ramener l'équation de poisson à une dimension :

$$\frac{d^2\psi(x, y)}{dy^2} = -\frac{q}{\epsilon} Nd(x, y) \quad (\text{III-6})$$

En intégrant l'équation (III-6) De $h(x)$ à y , limite de la zone de charge d'espace, avec la condition $\frac{d\psi(x, y)}{dy} = 0$ en $y=h$; on obtient :

$$\frac{d\psi(x, y)}{dy} = -\frac{1}{\epsilon} \int_{h(x)}^y q.Nd(x, y)dy = \frac{1}{\epsilon} \left(\int_0^{h(x)} qNd(x, y)dy - \int_0^y qNd(x, y)dy \right) \quad (\text{III-7})$$

Dans l'hypothèse graduelle, le champ électrique de la zone de charge d'espace n'a qu'une composante verticale $E_y(x, y)$ donnée par:

$$E_y(x, y) = -\frac{d\psi(x, y)}{dy} \quad (\text{III-8})$$

ainsi l'expression du champ électrique de la zone de charge d'espace reliée au dopage et à la pénétration $h(x)$ est donnée par :

$$E_y(x, y) = \frac{1}{\epsilon} \left(\int_0^y q.Nd(x, y)dy - \int_0^{h(x)} qNd(x, y)dy \right) \quad (\text{III-9})$$

Nous introduirons pour traiter les problèmes de charge de canal et de charge d'espace la fonction intégrale du dopage.

$$Q(y) = \int_0^y \rho(x, y)dy = q \cdot \int_0^y N_d(x, y)dy \quad (\text{III-10})$$

$$\text{Ainsi : } \frac{d\psi(x, y)}{dy} = \frac{1}{\epsilon} [Q(h(x)) - Q(y)] \quad (\text{III-11})$$

Le potentiel électrostatique $\psi(x, y)$ dans la zone charge d'espace à l'abscisse x est donné par une deuxième intégration de l'équation de poisson de $y=0$ à $y=h(x)$:

$$\psi(x, y) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy \quad (\text{III-12})$$

$$\psi(x, y) = \frac{1}{\epsilon} \left[h(x) \cdot Q(h(x)) - \int_0^{h(x)} Q(y) dy \right] \quad (\text{III-13})$$

Après une intégration par parties, on aboutit à l'expression final du potentiel dans la zone de charge d'espace :

$$\psi(x, y) = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{h(x)} y N_d(x, y) dy \quad (\text{III-14})$$

La valeur maximum de $h(x)$ est $h_{\max} = a$. Lorsque h atteint cette valeur en un point du canal, celui-ci est obturé et le régime de pincement est atteint. $\psi(L, a)$ Correspondante est appelée tension de pincement V_p

$$V_p = \psi(L, a) = \frac{q}{\epsilon} \int_0^a y N_d(x, y) dy \quad (\text{III-15})$$

Par ailleurs on peut en déduire $V(x, y)$, l'expression de la tension du canal dans le plan x :

$$V(x, y) = \psi(x, y) + V_g - V_{bi} \quad (\text{III-16})$$

Et par conséquent :

$$\boxed{V(x, y) = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{h(x)} y N_d(x, y) dy + V_g - V_{bi}} \quad (\text{III-17})$$

La composante $E_x(x)$ du champs électrique dans le canal est donnée par :

$$E_x(x) = -\frac{dV(x, y)}{dx} \quad (\text{III-18})$$

En développant $\frac{dV(x, y)}{dx}$ sous la forme $\frac{dV(x, y)}{dh(x)} \cdot \frac{dh(x)}{dx}$, telle que la dérivée de l'expression

$$\text{(III-17) donne : } \frac{dV(x, y)}{dh(x)} = \frac{q}{\epsilon} \cdot h(x) \cdot N_d(h(x))$$

Ce qui permet d'écrire l'expression de $E_x(x)$ sous la forme :

$$\boxed{E_x(x) = -\frac{q}{\epsilon} h(x) N_d(h(x)) \frac{dh(x)}{dx}} \quad (\text{III-19})$$

Pour expliciter le champs 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 en utilisant les propriétés des triangles semblables l'expression de $h(x)$ en fonction de h_s et h_d , ses valeurs coté source et coté drain respectivement :

$$h(x) = \frac{h_d - h_s}{L} x + h_s \quad (\text{III-20})$$

III-2 : COURANT DE DRAIN DANS LE CANAL : [19]. [21].

La densité du courant de drain en un point de coordonnées x, y, z du canal est simplement donnée par **la loi d'Ohm** (équation III-3) :

$$J_x = \sigma(x, y, z) E_x$$

Dans la mesure où $\rho(x, y)$ représente la densité de charges fixes dans la région dépeuplée (c-à-d $qN_d(x, y)$), la densité de charges mobiles dans la région conductrice du canal en un point (x, y, z) pour un transistor à canal **n** est donnée par $-\rho(x, y)$.

La conductivité du canal et la densité de courant s'écrivent donc :

$$\sigma(x, y, z) = \sigma(x, y) = \rho(x, y) \cdot \mu(E_x) \quad (\text{III-21})$$

$$J_x = \rho(x, y) \mu(E_x) E_x \quad (\text{III-22})$$

$\mu(E_x)$ est la mobilité des électrons qui dépend du champs électrique.

Le courant de drain, compté positivement dans le sens drain-source, est obtenu en intégrant $(-J_x)$ sur toute la section conductrice du canal :

$$I_d = -\int_s J_x ds = -\int_0^z \int_h^a J_x dz dy = -Z\mu(E_x).E_x(x) \int_h^a \rho(x, y) dy \quad (\text{III-23})$$

$$I_d = -z\mu(E_x).E_x [Q(a) - Q(h)] \quad (\text{III-24})$$

Soit :

$$I_d = \frac{qZ}{\epsilon} \mu(E_x).h(x).N_d(h).[Q(a) - Q(h)]. \frac{dh(x)}{dx}$$

$$I_d . dx = \frac{qZ}{\epsilon} \mu(E_x).h(x).N_d(h).[Q(a) - Q(h)]. dh(x) \quad (\text{III-25})$$

On obtient l'expression finale du courant de drain en intégrant sur tout le barreau, c'est-à-dire de $x=0$ à $x=L$, et de $h = h_s$ à $h = h_d$. Le courant étant conservatif, I_d est constant :

$$I_d = \frac{q.Z}{\epsilon.L} \int_{h_s}^{h_d} \mu(E_x).h(x).N_d(h).[Q(a) - Q(h)]. dh(x) \quad (\text{III-26})$$

III-3 : COURANT DE SATURATION ET TENSION DE SATURATION

III-3-1 : Saturation par pincement du canal pour des grilles longues

Le pincement apparaît en tout premier lieu au niveau du drain pour la tension

$$V_{dsat} = V(L, a) = V_p + V_g - V_{bi} \quad (\text{III-27})$$

Le courant I_d , atteint sa valeur de saturation avec :

$$I_{dsat} = \frac{q.Z}{\epsilon.L} \int_{h_s}^a \mu(E_x).h(x).N_d(h).[Q(a) - Q(h)]. dh(x) \quad (\text{III-28})$$

III-3-2 : Saturation pour des grilles micrométriques

Cette saturation est dite quasi statique, la longueur du canal L est environ 1 μm .

La vitesse des électrons atteint sa limite V_{sat} au niveau du drain lorsque le champ est à sa valeur critique E_c . Le courant est donné par :

$$I_{dsat} = Z \cdot \mu(E_c) \cdot E_c \int_{h_d}^a q \cdot N_d(x, y) dy \quad (III-29)$$

Dans le cas général d'un profil de dopage non uniforme, les calculs précédents ne peuvent déboucher sur des expressions analytiques simples. On doit faire appel au calcul numérique sur ordinateur pour extraire les paramètres du schéma équivalent. L'hypothèse d'un dopage uniforme permet de simplifier les calculs.

IV - MESFET A CANAL UNIFORMEMENT DOPE

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

$$N_d(x, y) = N_d$$

Les expressions précédentes se calculent aisément :

IV-1 : COURANT DE DRAIN DANS LE CANAL

On supposant une mobilité constante μ_n , l'expression (III-26) de I_d donne :

$$I_d = \frac{q^2 \cdot Z \cdot \mu_n \cdot N_d^2}{\epsilon \cdot L} \int_{h_s}^{h_d} h(x) \cdot (a - h(x)) dh(x) \quad (III-30)$$

En utilisant des intégrales simples, l'expression de courant est obtenue par la relation:

$$I_d = \frac{(q \cdot N_d)^2 \cdot Z \cdot \mu_n}{\epsilon \cdot L} \left[\frac{a}{2} (h_d^2 - h_s^2) - \frac{1}{3} (h_d^3 - h_s^3) \right] \quad (III-31)$$

h_s et h_d sont données par l'expression II-16 :

$$h_s = \left[\frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_g) \right]^{1/2}$$

$$h_d = \left[\frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_g + V_d) \right]^{1/2}$$

En définissant le courant de pincement par :

$$I_p = \frac{(qN_d)^2 Z \mu_n a^3}{2\epsilon L} \quad (III-32)$$

Et la tension de pincement V_p par :

$$V_p = \frac{qN_d}{2\epsilon} a^2 \quad (\text{III-33})$$

L'expression générale du courant dans le canal I_d devient :

$$I_d(V_d, V_g) = I_p \left[\frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-34})$$

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 .
- Et dans le deuxième cas, le courant se sature à la valeur I_{dsat} . Cette région de caractéristique est connue comme étant la région de saturation.

Dans ce qui suit, nous allons à partir de l'équation (III-34), déterminer les équations correspondantes aux deux régimes :

✓ **Régime linéaire**

La tension de drain dans ce régime obéit à la condition suivante : $V_d \ll (V_{bi} - V_g)$

Un développement limité permet la linéarisation de l'expression (III-34), soit :

$$I_d(V_d, V_g) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g}{V_p}} \right\} \cdot V_d \quad (\text{III-35})$$

Lorsque $V_g = V_{bi} - V_p$, $I_d = 0$ quelle que soit la valeur de V_d , la tension de grille correspondante est appelé **la tension de seuil** V_T .

✓ **Régime de saturation**

Le courant dans ce cas peut être évalué à partir de l'équation (III-34), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant :

$$V_d = V_{dsat} = V_p - V_{bi} + V_g \quad (\text{III-36})$$

$$I_{dsat} = I_p \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-37})$$

II.5 Transconductance G_m et conductance G_d

II.5.1 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 :

$$G_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_g} / V_d = \text{constante} \quad (\text{III-38})$$

Dans la région linéaire, G_m est obtenue à partir de l'équation (III-34) :

$$G_m = \frac{2q\mu_n Z N_D a}{L} \left[\left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{III -39.a})$$

Dans la région de saturation une dérivation de l'équation (III-35) :

$$G_m = \frac{q\mu_n N_D Z a}{L} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{III -39.b})$$

II.5.2 Conductance G_d

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

$$G_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_d} / V_g \text{ constante} \quad (\text{III-40})$$

De l'équation (III-35) on trouve l'expression de la conductance dans la région linéaire :

$$G_d = \frac{q\mu_n N_D Z a}{L} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{III -40.a})$$

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

$$G_d = 0 \quad (\text{III -40.b})$$

II.6 Effet des résistances parasites

$$\begin{cases} I_{ds} = I_d & \text{(III- 41.a)} \\ V_g = V_{gs} - R_s I_d & \text{(III -41.b)} \\ V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_d & \text{(III -41.c)} \end{cases}$$

Les expressions des courants se réécrivent de nouveau comme suit :

- l'équation générale

$$I_d = I_p \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad \text{(III-42)}$$

- régime linéaire

$$I_d = I_p \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_p}} \right\} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} \right\} \quad \text{(III-43)}$$

- régime saturé

$$I_d = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad \text{(III-44)}$$

II.7 Effet de la mobilité variable

Notre choix s'est porté sur les lois suivantes : [22]

$$\left\{ \begin{aligned} v_1(E) = \mu_1(E) E = \frac{\mu_s E}{1 + \left(\frac{E}{E_c} \right)} \end{aligned} \right. \quad \text{(III-45)}$$

$$\left\{ \begin{aligned} v_2(E) = \mu_2(E) E = \frac{\mu_s E + v_s \left(\frac{E}{E_c} \right)^{\dagger}}{1 + \left(\frac{E}{E_c} \right)^{\dagger}} \end{aligned} \right. \quad \text{(III-46)}$$

D'où les expressions des mobilités :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_1(E) = \frac{\mu_n}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)} \end{array} \right. \quad \text{(III-47)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_2(E) = \frac{\mu_n + v_s \left(\frac{E^3}{E_c^4}\right)}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^4} \end{array} \right. \quad \text{(III-48)}$$

$E_c = v_s / \mu_n$ Où μ_n est la mobilité des électrons à faibles champs électrique, et v_s leur vitesse de saturation.

En portant successivement ces deux Lois dans les équations (III-34), (III-35), (III-37) on obtient:

Première Loi :

L'équation générale :

$$I_{ds}(V_{ds}, V_{gs}) = I_p A \left[\frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_{ds}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_d I_{ds}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad \text{(III-49)}$$

Régime linéaire :

$$I_{ds}(V_{sd}, V_{gs}) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - v_{gs} + R_s I_{ds}}{V_p}} \right\} \{ V_{ds} - (R_s + R_d) I_{ds} \} \quad \text{(III-50)}$$

Régime saturé :

$$I_{dsat} = I_p A \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad \text{(III-51)}$$

Avec :

$$A = \frac{\mu_1(E)}{\mu_n} = \frac{1}{1 + \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_d}{L.E_c}}$$

Deuxième Loi :

L'équation générale :

$$I_{ds}(V_{ds}, V_{gs}) = I_p B \left[\frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_{ds}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_d I_{ds}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

(III-52)

Régime linéaire :

$$I_{ds}(V_{sd}, V_{gs}) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - v_{gs} + R_s I_{ds}}{V_p}} \right\} \{ V_{ds} - (R_s + R_d) I_{ds} \} \quad (III-53)$$

Régime saturé :

$$I_{dsat} = I_p B \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (III-54)$$

Avec :

$$B = \frac{\mu_2(E)}{\mu_n} = \frac{1 + \frac{v_s}{\mu_n} \left(\frac{(V_{ds} - (R_s + R_d)I_d)^3}{L^3 \cdot E_c^4} \right)}{1 + \left(\frac{(V_{ds} - (R_s + R_d)I_d)}{LE_c} \right)^4}$$

II.8 L'effet de la température

Les caractéristiques en courant sont fortement liées à la température .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 de l'échauffement : [23].

$$C_R \rho_R \frac{\partial T_R}{\partial t} = \nabla(K_R \nabla T_R) + H_S \quad (\text{III-55})$$

C_R : chaleur spécifique du réseau, ρ_R : densité du réseau, K_R : température du réseau.

T_R : conductivité thermique du réseau, H_S : génération thermique du réseau.

La dépendance de la mobilité des porteurs avec la température :

$$\mu = \mu_0 (300^0 K) \left[\frac{300}{T_R} \right]^{2/3} \quad (\text{III-56})$$

La vitesse de saturation varie avec la température comme:

$$V_S = \frac{2.410^5}{1 + \exp(T / 600)} \text{ms}^{-1} \quad (\text{III-57})$$

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

$$V_{th} = V_{th}(300^0 K) - \alpha_{vT} T \quad (\text{III-58})$$

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

II.8.1 Résistance thermique

La largeur de la bande interdite du GaAs comparée à celle du Si fait du GaAs le plus utilisé dans une large gamme de température (de -50 à 125 °C) et le plus important pour les circuits digitaux .Notre modèle à pris en considération la différence entre la température du composant et la température ambiante ainsi comme l'effet de la température sur les paramètres du composant.

Dans ce modèle par analogie électrique on détermine la résistance thermique R_{TH} comme le rapport de l'écart de la température sur la dissipation thermique. [24].

$$R_{th} = \frac{T_i - T_a}{P} \quad (\text{III-59})$$

T : température du composant.

Ta : température ambiante.

P : Puissance dissipée.

Wachutka a développé une théorie thermodynamique rigoureuse sur les propriétés thermiques dans les composants à semiconducteur. On remarque que l'échauffement est généré sur une distance plus petite que la longueur de grille du côté du drain et il n'y a presque pas de dissipation de puissance sous les contacts de source et de drain.

Des modèles analytiques ont été développés pour étudier l'équation de la résistance thermique en fonction des paramètres physiques des MESFETs et HEMTs, ils aboutissent aux résultats suivants :

Variation non significative de R_{TH} en fonction de la longueur de grille L ; exemple : $R_{TH} = 55, 48, 38$ °C/W/mm pour $L = 0,2, 0,5$ et $2\mu\text{m}$ respectivement pour un doigt de grille (petit transistor), R_{TH} augmente légèrement en fonction de la largeur de grille Z, exemple : $R_{TH} = 44$ et 64 °C/W/mm pour $Z = 50\mu\text{m}$ et 1mm respectivement. L'influence de l'épaisseur du substrat sur R_{TH} devient significative au fur et à mesure que l'on augmente le nombre de doigts.

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 a permis de connaître :

l'effet des résistances parasites (R_s et R_d), de l'effet de la mobilité (μ) en fonction du champ électrique (E), des variations des paramètres géométriques (a, Z, L) et des paramètres physiques (Nd, μ). Nous avons présenté aussi l'effet de la température (T) sur les caractéristiques de sortie du MESFET; la conductance et la transconductance.

Chapitre IV : RESULTATS ET INTERPRETATION DES PHENOMENES**I- Introduction**

Dans le troisième chapitre, nous avons déterminé les différentes expressions analytiques de la modélisation physique des caractéristiques statiques du transistor MESFET GaAs. Pour étudier cette modélisation, ce dernier chapitre présente l'ensemble des résultats de la simulation des caractéristiques statiques des transistors MESFET GaAs.

Au cours de cette présentation, l'interprétation des résultats obtenus est faite en détail.

II - Logiciel de simulation

À partir des expressions établies dans le chapitre précédent nous avons utilisé un logiciel de simulation réalisé en <<Matlab version 7.1.0.246 >>. Dont l'algorithme de calcul est représenté dans la (figure IV-1). Ce logiciel 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 courant tension I-V dans les différents régimes de fonctionnement du transistor.
- Les variations de la vitesse et de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique.
- L'effet des résistances parasites sur les caractéristiques courant tension I-V.
- L'effet des paramètres géométriques et technologiques (L, a, Z, et Nd) sur les caractéristiques courant tension I-V du transistor.
- Les variations de la conductance << Gd >> et la transconductance << Gm >> en fonction des tensions de polarisations (Vd et Vg).
- L'effet de la température sur la vitesse et la mobilité des électrons, et par suite sur les caractéristiques courant tension I-V.

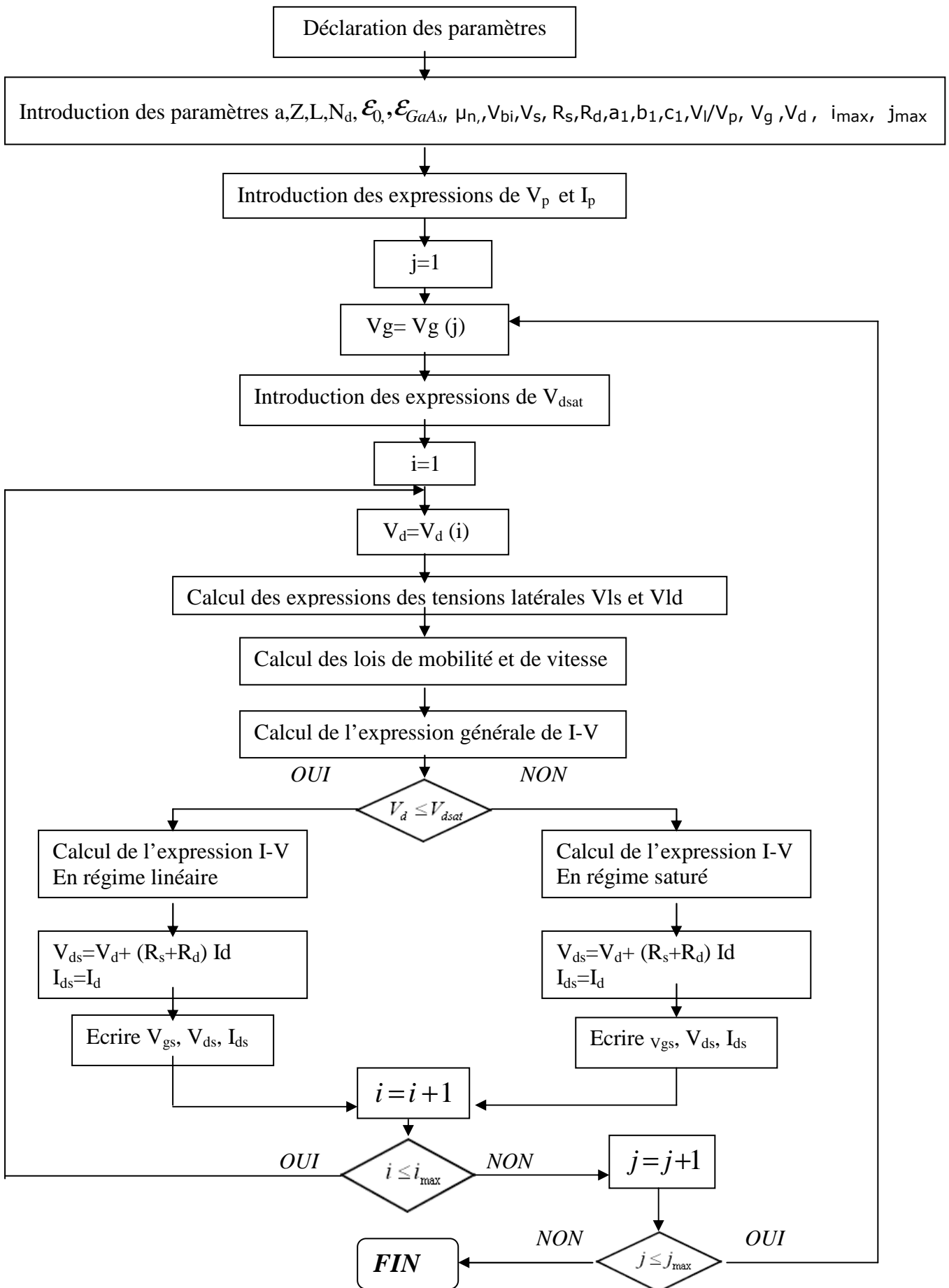


Figure IV-1: Organigramme de calcul des caractéristiques I-V.

III - Résultats et discussions

III-1 : Caractéristiques courant tension I-V

Le calcul numérique du courant de drain en fonction des tensions de polarisations fait appel aux expressions (III-32), (III-33), (III-34), (III-35), (III-36) et (III-37) établies précédemment. L'algorithme de calcul est schématisé sur la figure (IV-1).

Sur les figures (IV-2), (IV-3), (IV-4) et (IV-5) nous avons présenté dans le cas du transistor GAT1 les caractéristiques I-V dans le cas de la mobilité constante (expression (III-34)) ainsi que dans le cas de la mobilité variable avec le champs électrique (expressions (III-49) et (III-52)). Le tableau suivant regroupe les paramètres du transistor utilisé.

Transistor	L (µm)	a (µm)	Z (µm)	V _{bi} (v)	N _d (m ⁻³)	µ _n (m ² V ⁻¹ s ⁻¹)	V _s (ms ⁻¹)
GAT1	4	0.5	300	0.85	3.5 10 ²²	0.3740	0.97 10 ⁵

Tableau IV-1: paramètres du GAT1

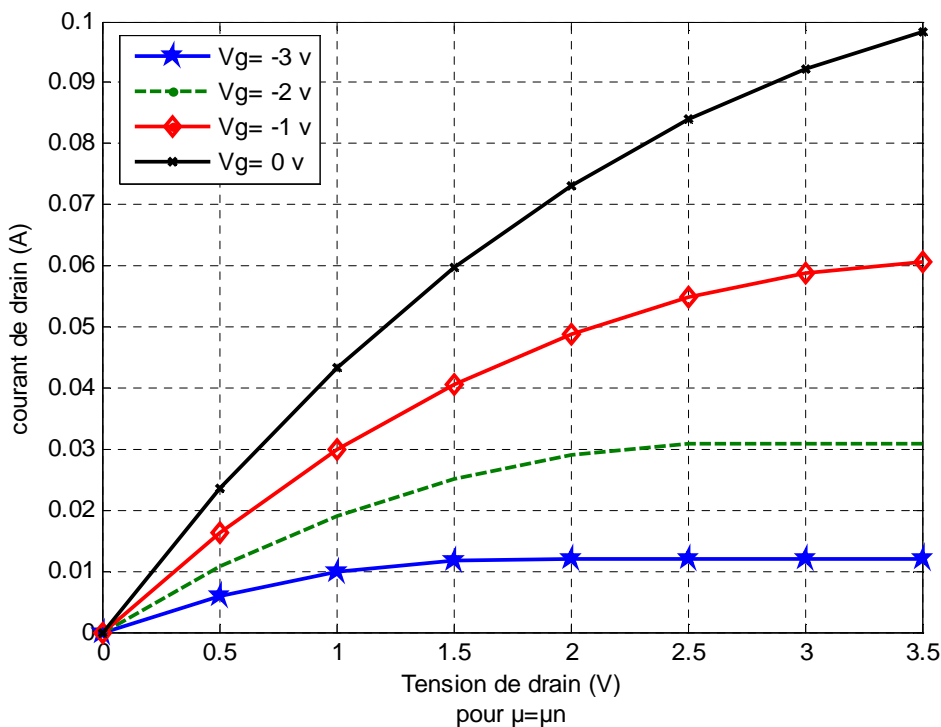


Figure IV-2 : Caractéristiques I-V à mobilité constante (pour mobilités µ_n)

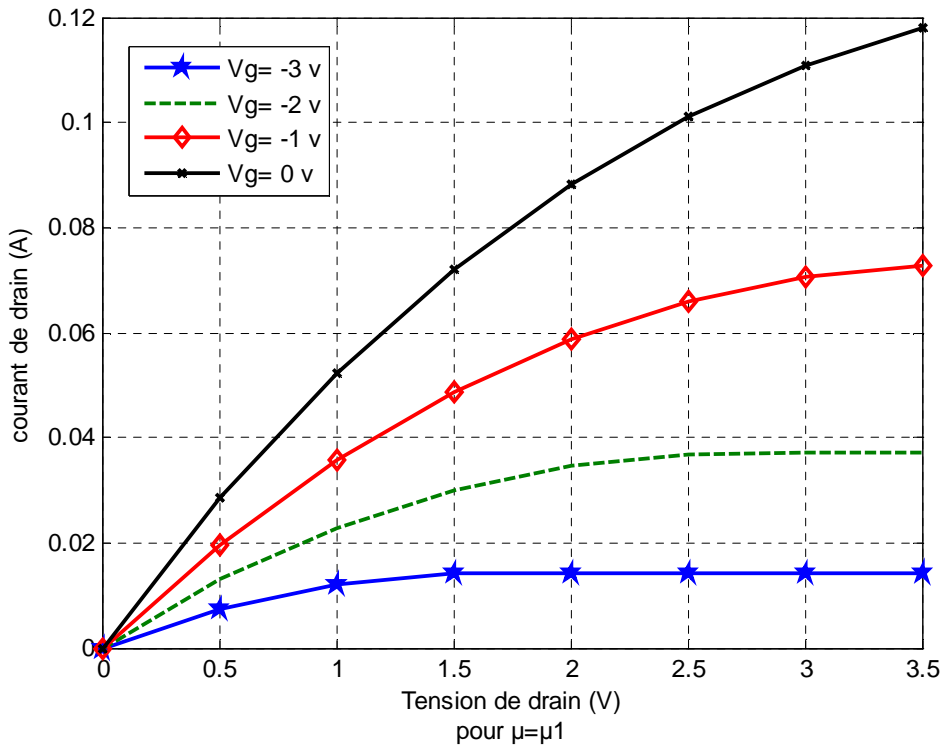


Figure IV-3 : Caractéristiques I-V à mobilité variable (pour mobilités μ_1)

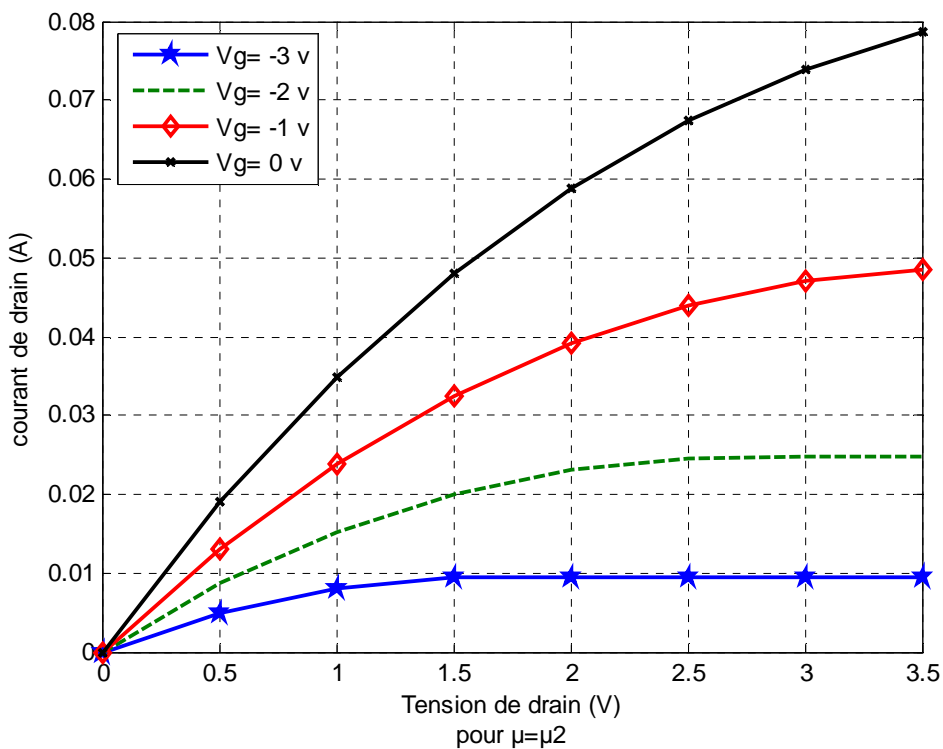


Figure IV-4 : Caractéristiques I-V à mobilité variable (pour mobilités μ_2)

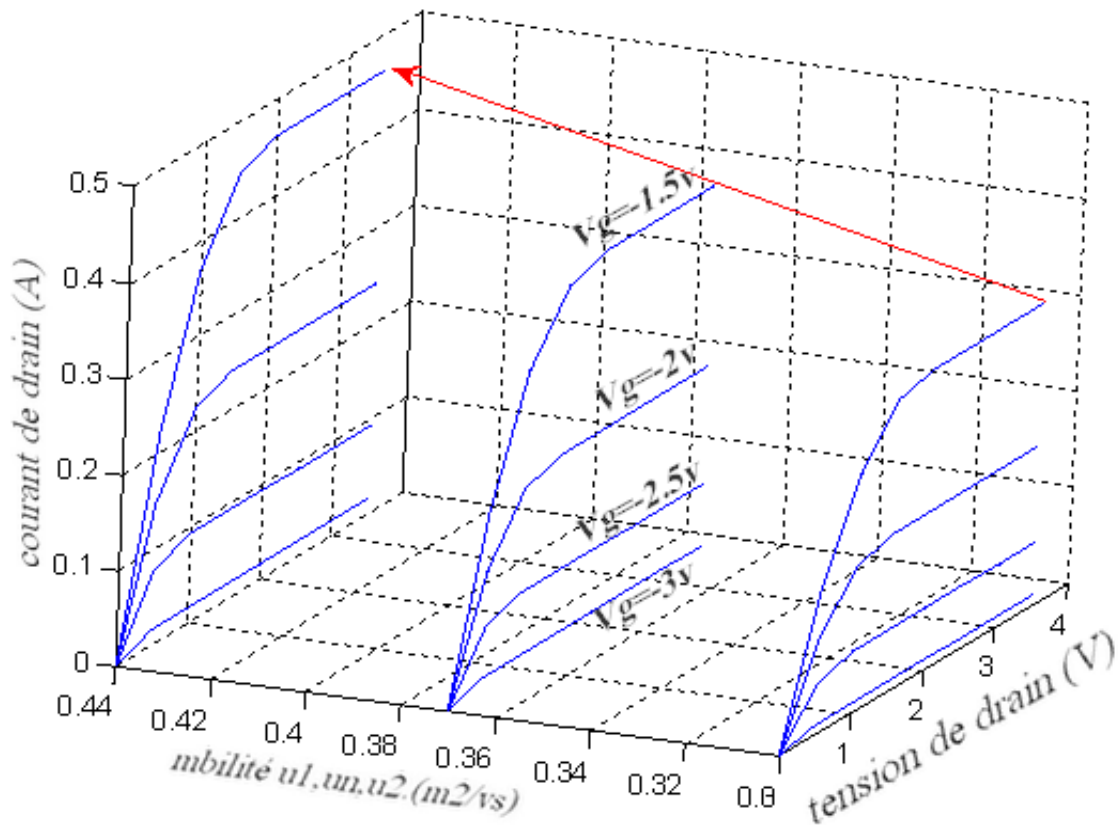


Figure -5 : Caractéristiques I-V pour les mobilités μ_1, μ_n, μ_2 ,

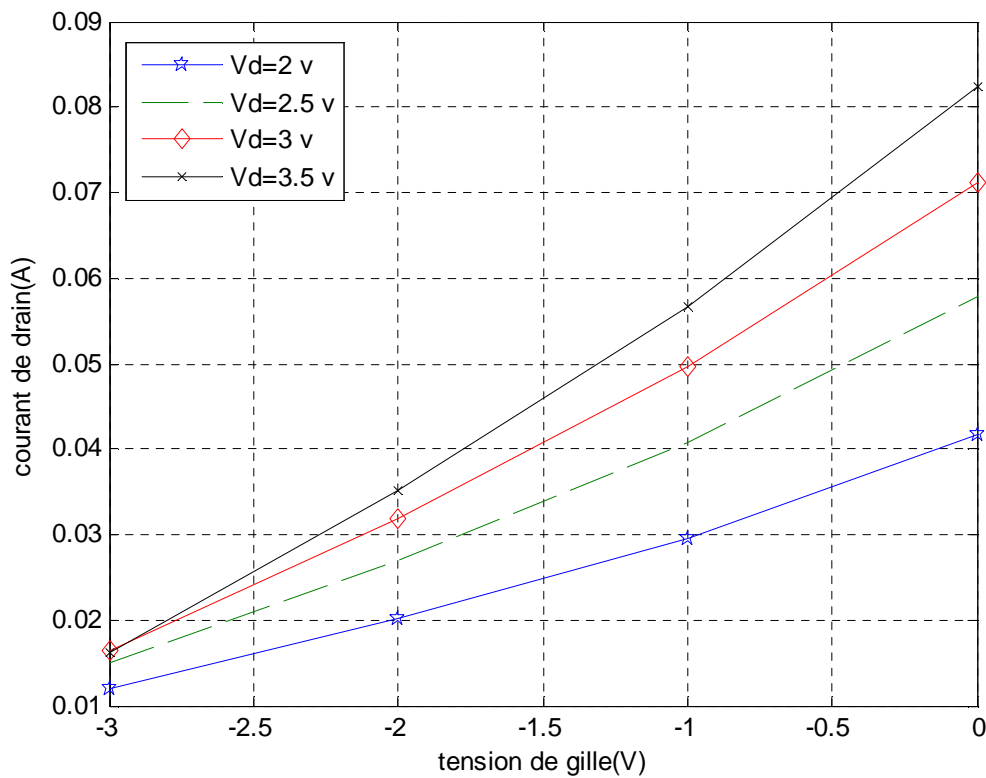


Figure -6 : Caractéristiques I-V, I_{ds} e fonction de V_{gs} (pour mobilités μ_n)

L'observation du réseau de caractéristiques d'après ces figures, permet de distinguer trois zones de fonctionnement des transistors à effet de champ. Une région ohmique de laquelle le courant de drain (I_{ds}) varie quasi linéairement en fonction de tension de drain (V_{ds}), elle correspond au régime de fonctionnement linéaire. Une deuxième région dans laquelle le courant (I_{ds}) augmente mais pas de la même manière que la région linéaire, il augmente progressivement jusqu'à une valeur limite, c'est le régime de pincement. La troisième région appelé zone de fonctionnement saturé où le courant de drain ne dépend quasiment par de la tension de drain (V_{ds}).

Il est intéressant de noter que pour une tension de drain constante, le courant de drain atteint ces valeurs maximales pour une tension de grille nulle puis il diminue avec la diminution de la tension de grille jusqu'à son annulation pour des tensions de grilles égale ou inférieure à la tension de seuil.

Description de la zone linéaire :

Cette zone est également appelée zone ohmique qui correspond à une évolution quasi-linéaire du courant de drain pour de faibles valeurs de la tension drain. En effet, pour de faibles valeurs de la tension drain, le canal reste de section sensiblement uniforme sous la grille. Le transistor est alors assimilable à une résistance variable dans la valeur est contrôlée par la tension de grille. Le courant varie proportionnellement à v_{ds} .

Description de la zone de pincement et la zone de saturation :

Avec l'accroissement de la tension de drain, la section de la zone dépeuplée (zone de charge d'espace) commence à se déformer en devenant beaucoup plus importante coté drain que coté source. Ce resserrement du canal provoque un ralentissement de la croissance du courant de drain (la zone de pincement).arrivé à une certaine valeur de la tension de drain .l'augmentation de la tension v_{ds} n'a quasiment plus aucune influence sur le courant, lorsque le courant de drain commence à rentrer dans la zone de saturation pour une tension de polarisation de grille nulle.

La caractéristique de vitesse des porteurs en fonction du champ électrique est fondamentale pour déterminer l'amplitude du courant qui peut circuler dans un composant. En principe, on souhaite une forte mobilité associée à une forte vitesse de saturation.

Les variations de la mobilité et de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique (E) à 300°K (expressions (III-45), (III-46), (III-47), (III-48)), sont représentées figures IV-7 et IV-8.

III -2 : Variation de la mobilité fonction du champ électrique (E)

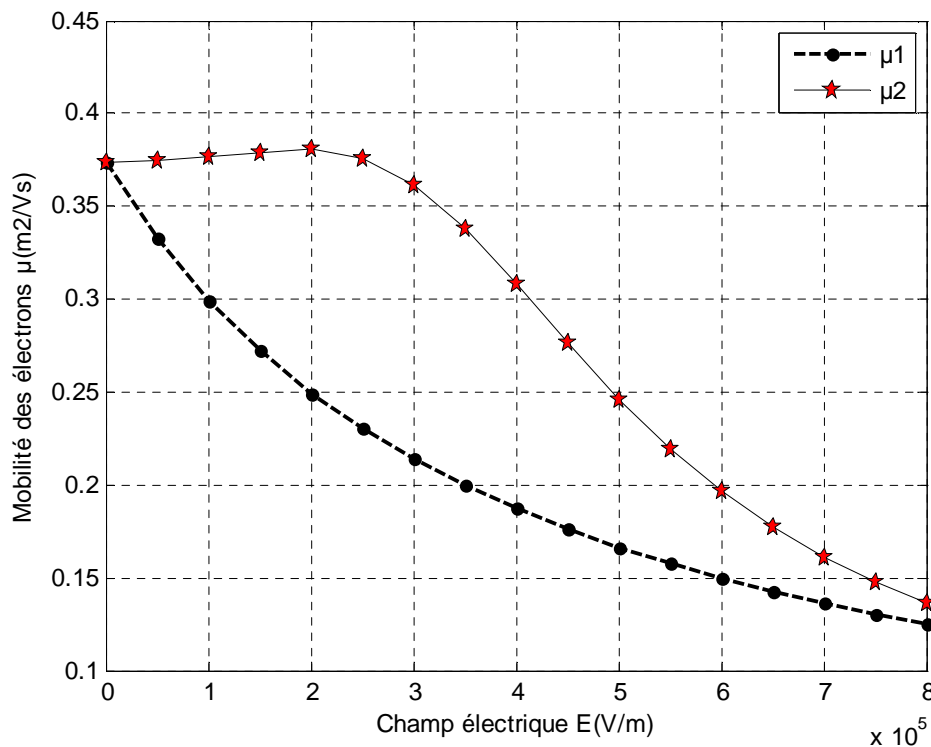
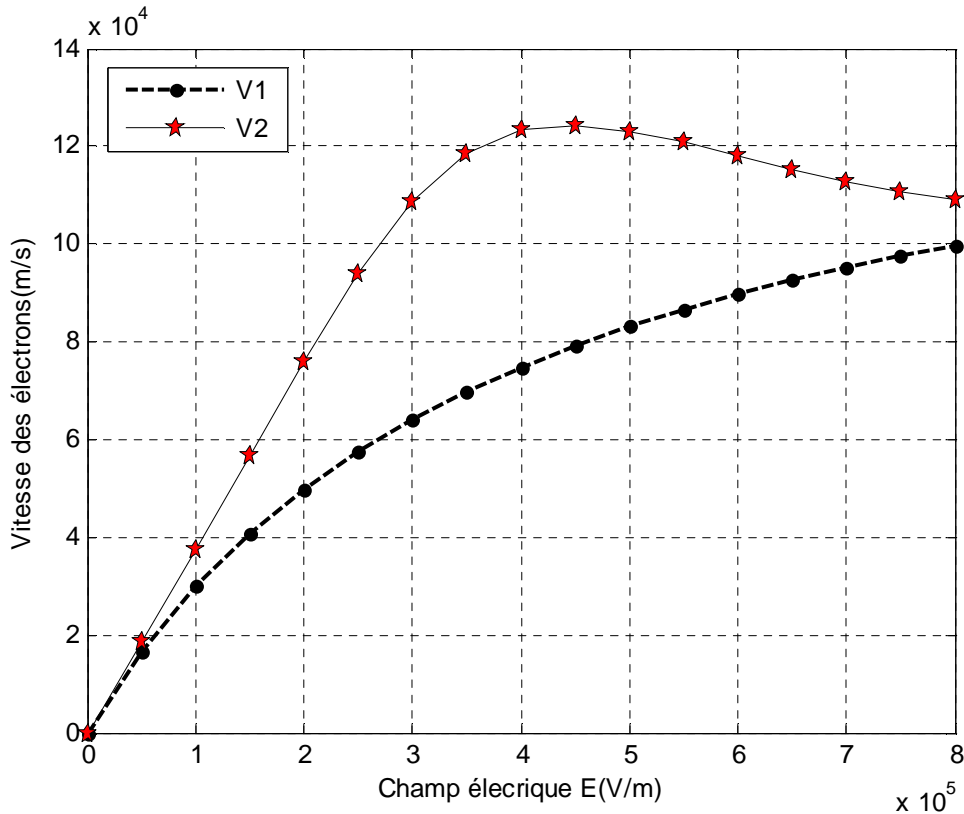


Figure IV-7 : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique pour le GATI

Nous remarquons dans cette figure que la mobilité des électrons est constante quand le champ électrique est inférieur au champ (E_0), puis elle décroît au fur et à mesure que le champ électrique augmente au-delà de cette valeur.

III -3 : Variation de la vitesse des électrons fonction du champ électrique (E) :**Figure IV-8 : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champs électrique pour le GATI**

Sur cette figure, nous constatons que la vitesse de dérive des porteurs présente une valeur maximale (V_s) obtenue pour une valeur de seuil du champ électrique notée (E_s). La valeur du champ électrique, pour laquelle se produit la saturation de la vitesse de dérive, est très importante puisqu'elle traduit les phénomènes d'accélération des porteurs jusqu'à régime de saturation.

Lorsque le champ électrique devient important les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des porteurs, cette diminution de la mobilité se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs.

Afin de valider ces résultats théoriques, nous avons comparé la caractéristique $I-V$ pour les trois expressions de mobilité (μ_n, μ_1, μ_2) avec les mesures expérimentales [18] du même transistor, aux tensions de grille suivantes: $V_g = 0V$ (figure IV-9) et $V_g = -1V$ (figure IV-10).

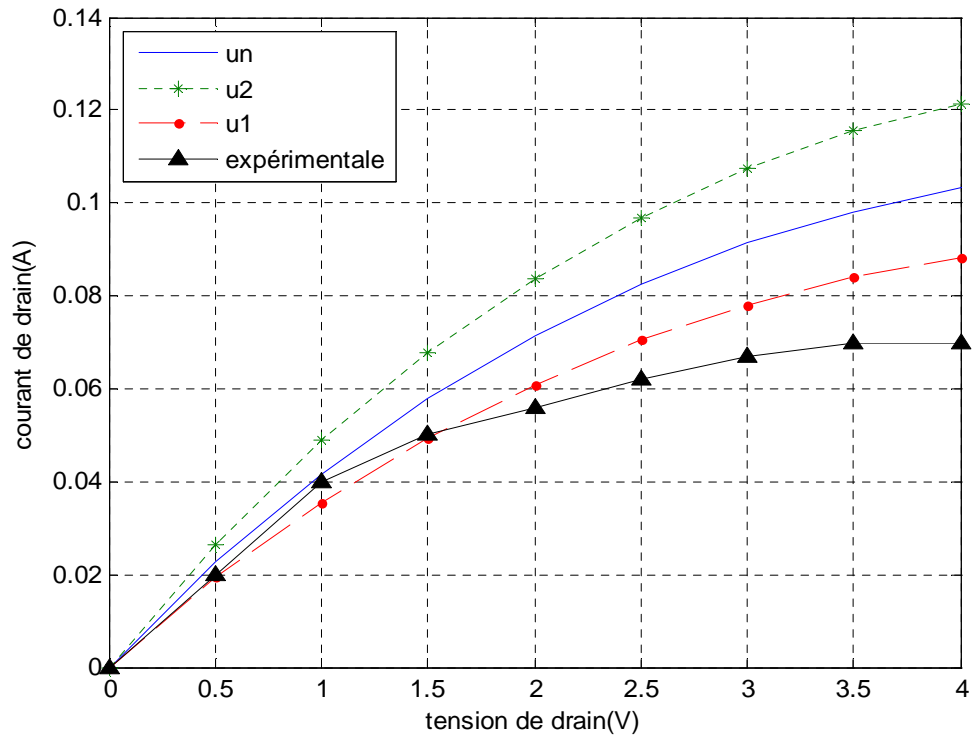


Figure IV-9 : Comparaison théorie expérience (Vg=0V)

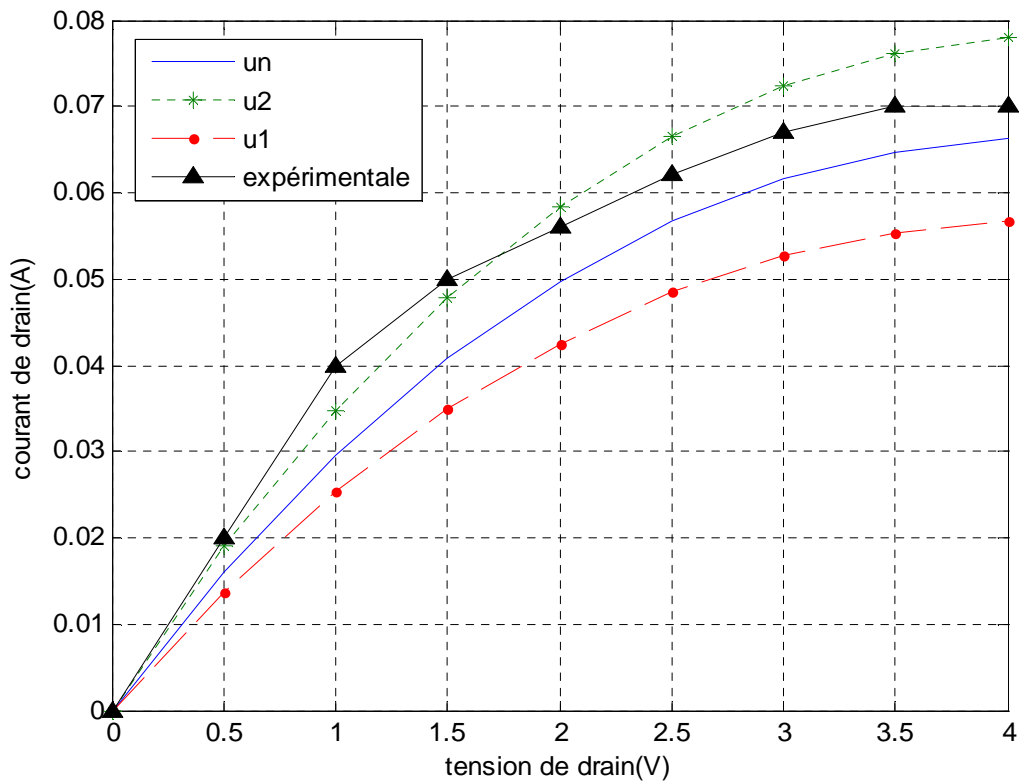


Figure IV-10 : Comparaison théorie expérience (Vg= -1V)

En régime linéaire, c'est-à-dire à faible tension de polarisation de drain, nous remarquons une bonne coïncidence entre les valeurs expérimentales et celles de la théorie et cela pour les différentes lois de mobilité, Notamment dans le cas de la mobilité constante, ce qui montre l'indépendance de la mobilité des électrons du champ électrique, aux faibles tensions de drain et aussi la bonne cohérence entre l'expérience et le modèle proposé en régime linéaire. Cependant, lorsque la tension de drain augmente et devient plus importante, nous remarquons un certain écart entre les résultats expérimentaux et les caractéristiques simulées qui augmente au fur et à mesure que la tension de drain devient supérieure à la tension de saturation V_{sat} .

Cet écart est négatif dans le cas de la mobilité constante. Ceci est dû principalement à la variation linéaire de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique qui ne tient pas compte de la valeur limite de la vitesse des porteurs " vitesse de saturation" que les électrons ne doivent pas dépasser. Dans le cas des deux autres courbes où nous avons pris en considération la variation de la mobilité, l'écart entre la théorie et l'expérience devient positif, c'est-à-dire que les valeurs des intensités de courant calculées dans les deux cas deviennent de plus en plus faibles dès que la tension de drain progresse. Ceci montre bien l'insuffisance de ce modèle en régime saturé. C'est là que nous utilisons l'expression qui consiste à mettre $I_d = I_{dsat}$ pour $V_d \geq V_{dsat}$ comme il est montré sur la figure (IV-10). Là encore, les valeurs obtenues restent sensiblement faibles par rapport aux valeurs expérimentales.

Nous expliquons cela par le fait que lors du calcul de l'expression du courant de drain, nous n'avons considéré que la composante créée par le passage des électrons à travers le canal conducteur. Mais en réalité, lorsque la tension de drain augmente, cette composante diminue avec l'évolution de la largeur de la zone de charge d'espace au profit de l'épaisseur conductrice ($a-h(x)$) du canal, jusqu'à ce que le pincement de ce dernier s'effectue et l'épaisseur conductrice s'obture devant le passage des électrons. Dans ces conditions, la composante du courant considérée s'annule et c'est là qu'intervient la composante du courant des porteurs à travers la zone de charge d'espace qui devient responsable de la conduction du courant au régime de saturation et dont nous avons tenu compte ultérieurement.

III -4 : EFFET DES RESISTANCES PARASITES

Dans le but de mettre en évidence les effets des résistances parasites de source R_s et de drain R_d sur les caractéristiques I-V du MESFET GaAs, nous présentons sur la figure IV-11, et dans le cas du transistor GAT1 précédent, les variations du courant de drain en fonction de la tension de drain avec et sans les résistances parasites.

On voit clairement que les effets de ces résistances ne peuvent pas être négligés, et sont d'autant plus important que le courant de drain I_{ds} est élevé c'est à dire lorsque la valeur de la tension de grille V_{gs} diminue en valeur absolue .

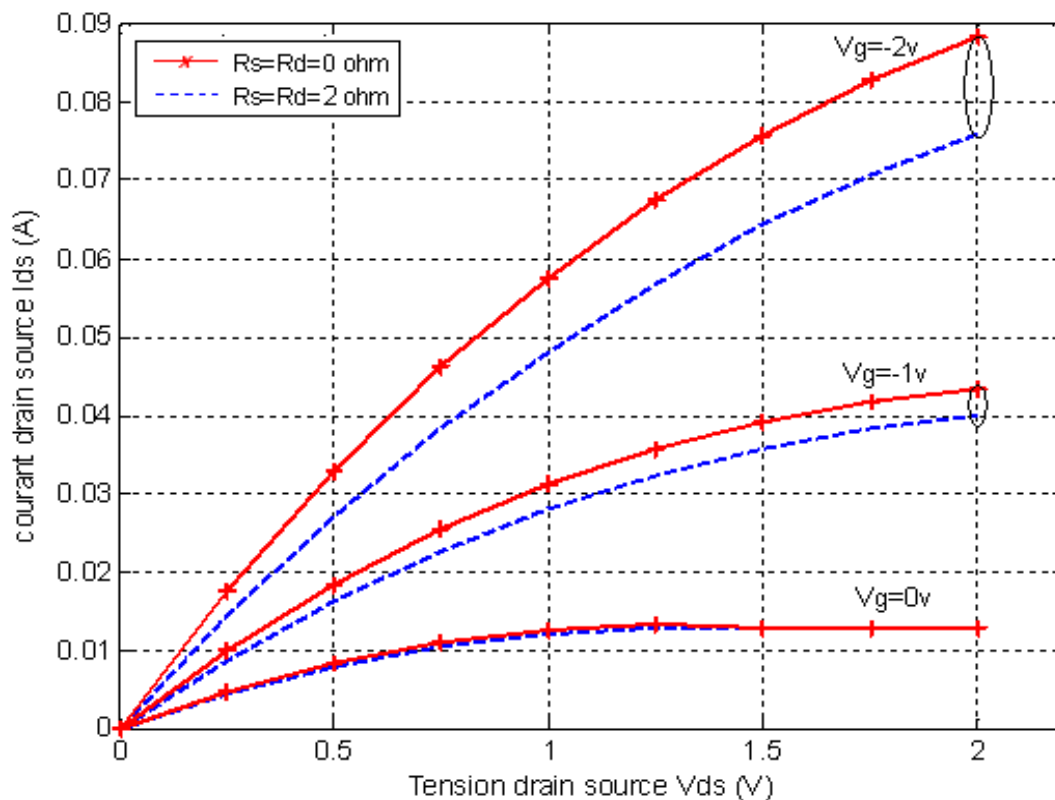


Figure IV-11 : Influence des résistances parasites sur les caractéristiques I-V

III -5 : TRANSCONDUCTANCE G_m et CONDUCTANCE DE DRAIN G_d

a) Transconductance G_m :

La transconductance (g_m) est une quantité importante pour les composants à effet de champ, elle traduit le contrôle du courant intrinsèque de drain (I_d) par la tension de grille (V_g). Cette quantité est obtenue à partir des expressions (III -39.a), (III -39.b) selon le régime de fonctionnement du transistor.

Nous avons présenté les variations de la transconductance en fonction des tensions de polarisation intrinsèques (V_d) et (V_g). Sur la figure (IV-12).

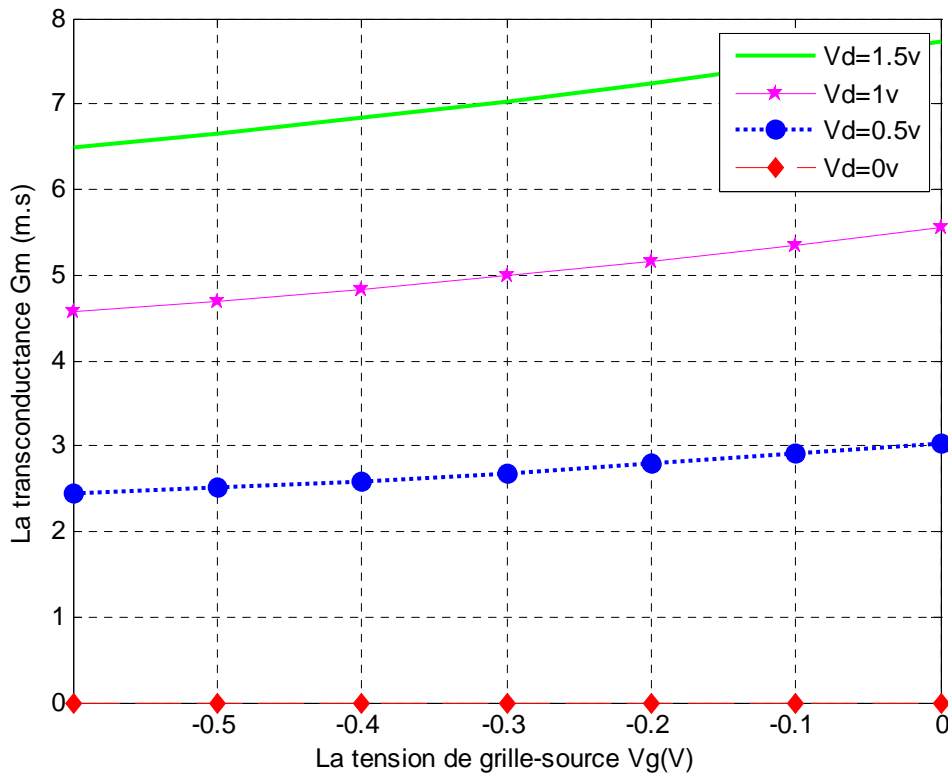


Figure IV-12: Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille

nous avons remarqué que la transconductance augmente d'une part au fur et à mesure que la valeur absolue de la tension de grille (V_g) diminue, et d'autre part avec l'augmentation de la tension de drain (V_d) jusqu'au régime de saturation où la transconductance se sature. On note aussi que la transconductance prend sa valeur maximale quand la tension de grille est nulle et la tension de drain égal ou supérieur à la tension de saturation, mais elle prend sa valeur minimale quand la tension de grille se rapproche de la tension de seuil.

Ceci s'explique car : plus la tension de grille augmente en valeur absolue, plus la largeur de la zone de charge d'espace augmente. L'extension de cette zone prend fin lorsque celle-ci occupe toute la largeur du canal. Aucun passage du courant n'est alors théoriquement possible. La tension de grille correspondante à l'état est appelée tension de seuil. Ceci explique la dépendance de (G_m) avec (V_g). En outre, la sensibilité de variation du courant (I_d) en fonction de la tension de grille est d'autant plus faible que la tension (V_d) est faible c'est-à-dire en régime linéaire. Ainsi la transconductance dépend aussi de la tension de drain (V_d).

b) conductance de drain Gd :

De même manière que la transconductance, la conductance de sortie de drain (G_d) est un paramètre important des transistor à effet de champ, elle permet de rendre compte de la possibilité de contrôler le courant de drain (I_d) en fonction de la tension (V_d). ce paramètre est obtenu à partir des expressions (III -40.a), (III -40.b) selon le régime de fonctionnement du transistor.

Sur la figures (IV-13), nous présentons les variations de la conductance de sortie en fonction des tensions de polarisation intrinsèques (V_d) et (V_g) pour le transistor (MESFET GAT1).

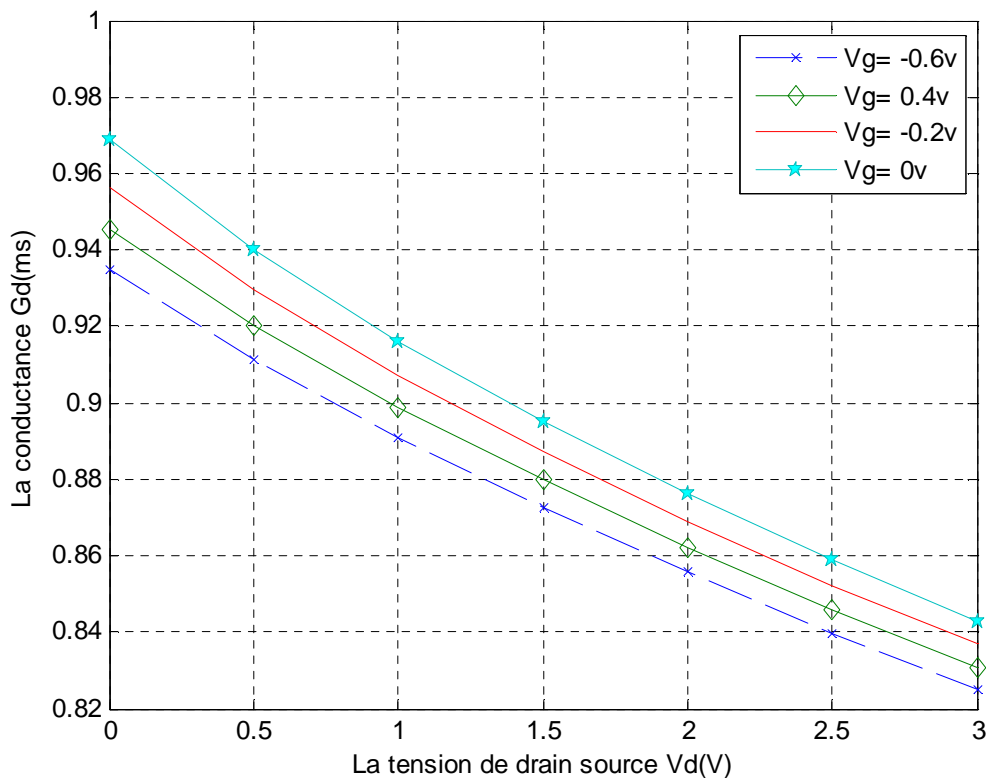


Figure IV-13 : Variation de la conductance en fonction de la tension de drain

Nous remarquons que la conductance de sortie diminue d'une part au fur et à mesure que la tension de drain augmente et d'autre part lorsque la valeur absolue de la tension de grille augmente. Elle prend sa valeur maximale en régime linéaire, et s'annule en régime de saturation.

Ceci explique que, en régime linéaire, les électrons disponibles pour la conduction et présents dans le canal n'atteignent pas leur vitesse limite. Aussi le courant de drain (I_{ds}) varie de façon importante et quasi linéaire avec la tension (V_d). Au contraire, pour les fortes valeurs de (V_d) c'est-à-dire en régime de saturation, les électrons ont atteint leur vitesse limite et le courant (I_d) progresse faiblement avec la tension (V_d). La valeur de la conductance de sortie est donc beaucoup plus importante en zone ohmique qu'en zone saturée et dépend fortement de la tension (V_d). En outre, le courant (I_d) n'augmente avec (V_d) que dans la mesure où les dimensions du canal le lui permettent.

C'est ce qui explique la dépendance de (g_d) avec la tension de grille (v_g), particulièrement sensible en zone ohmique.

III -6 : EFFETS DES PARAMETRES PHYSIQUES ET GEOMETRIQUES

Dans notre simulation numérique nous avons étudié l'influence des différents paramètres physiques et géométriques L (longueur de la grille), a (épaisseur de la couche active), Z (largeur de la grille) et Nd (le dopage) sur les caractéristiques courant tension I-V du transistor MESFET GAT1 dont les paramètres sont regroupés dans le tableau (IV-1).

a) Influence de la longueur de grille

La figure IV-14 présente les variations du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différentes valeurs de L , nous remarquons qu'il y a une croissance du courant de drain au fur et à mesure que la longueur L de la grille décroît.

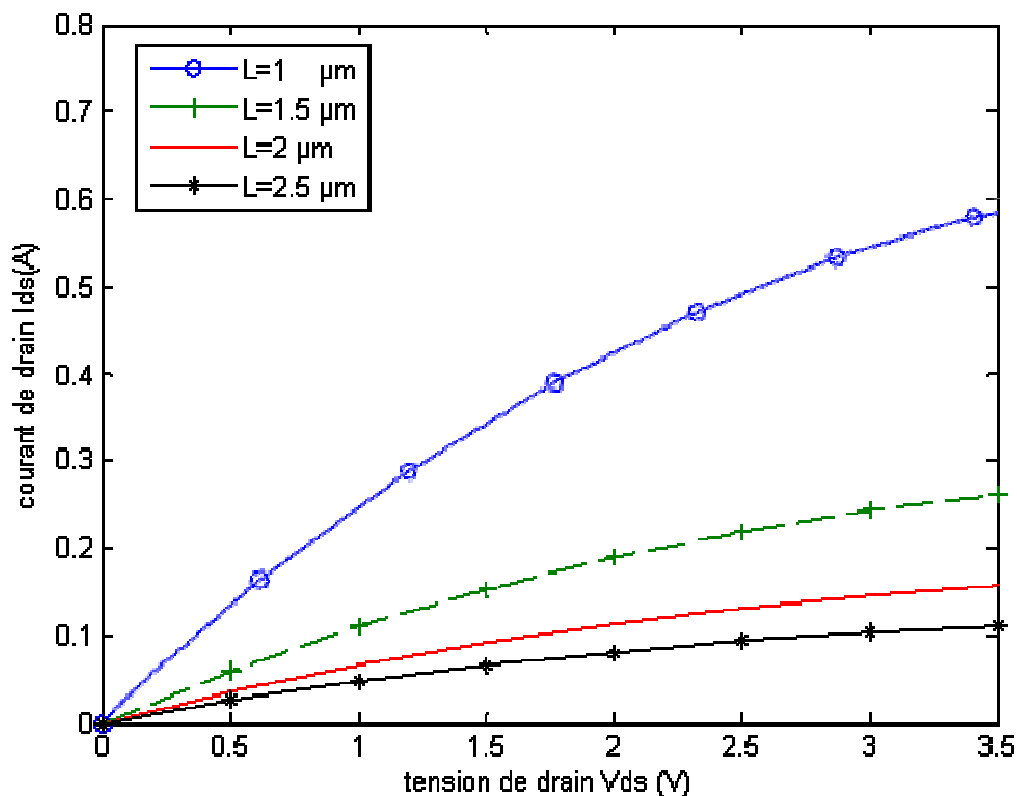


Figure IV-14 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de L

b) Effet de dopage de la couche active

La figure (IV-15) présente la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différents paramètres de N_d . Nous remarquons que l'augmentation de dopage augmente le courant de drain.

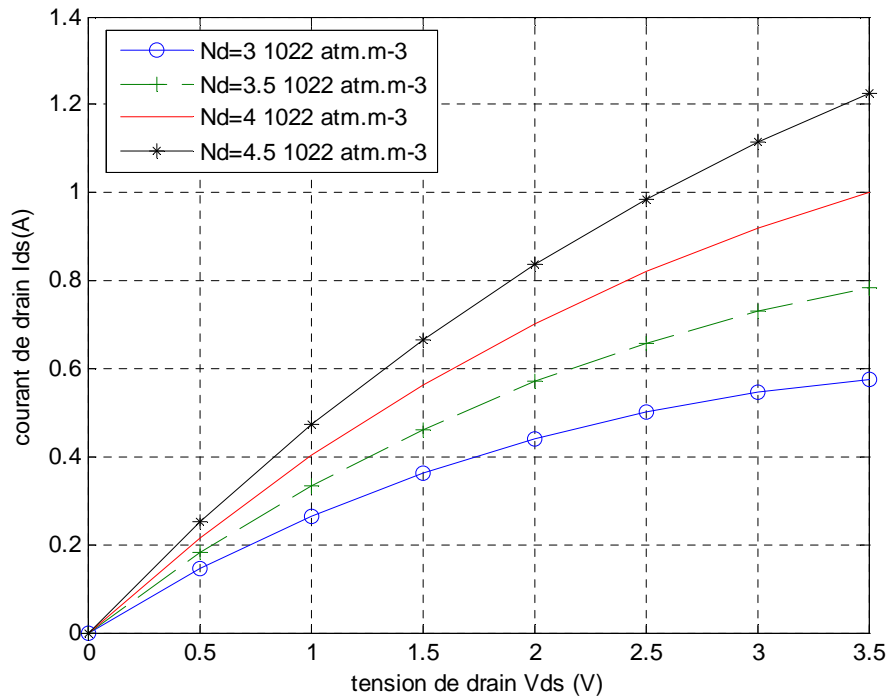


Figure IV-15 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de N_d

c) Influence d'épaisseur de la couche active

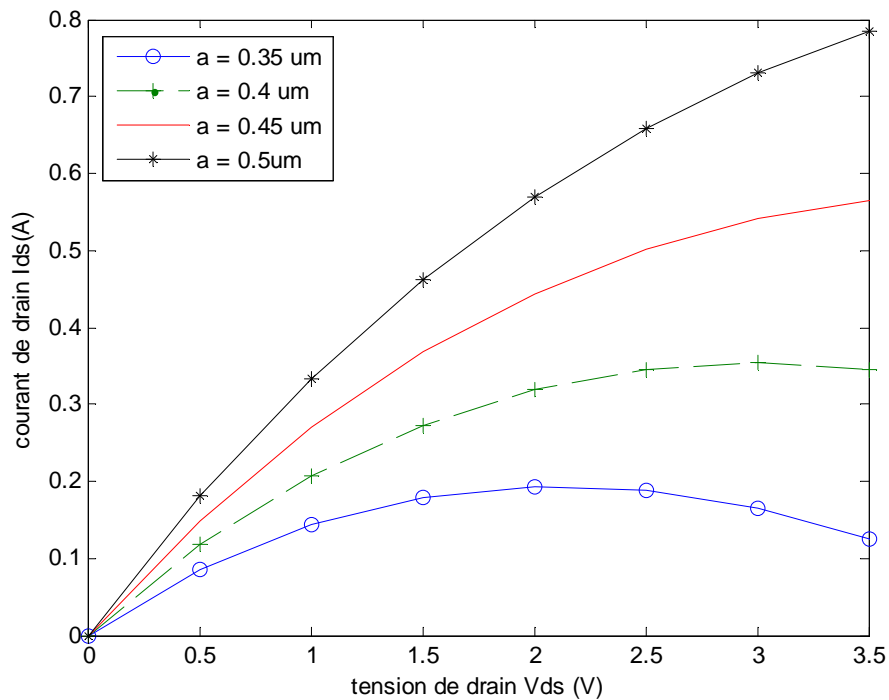
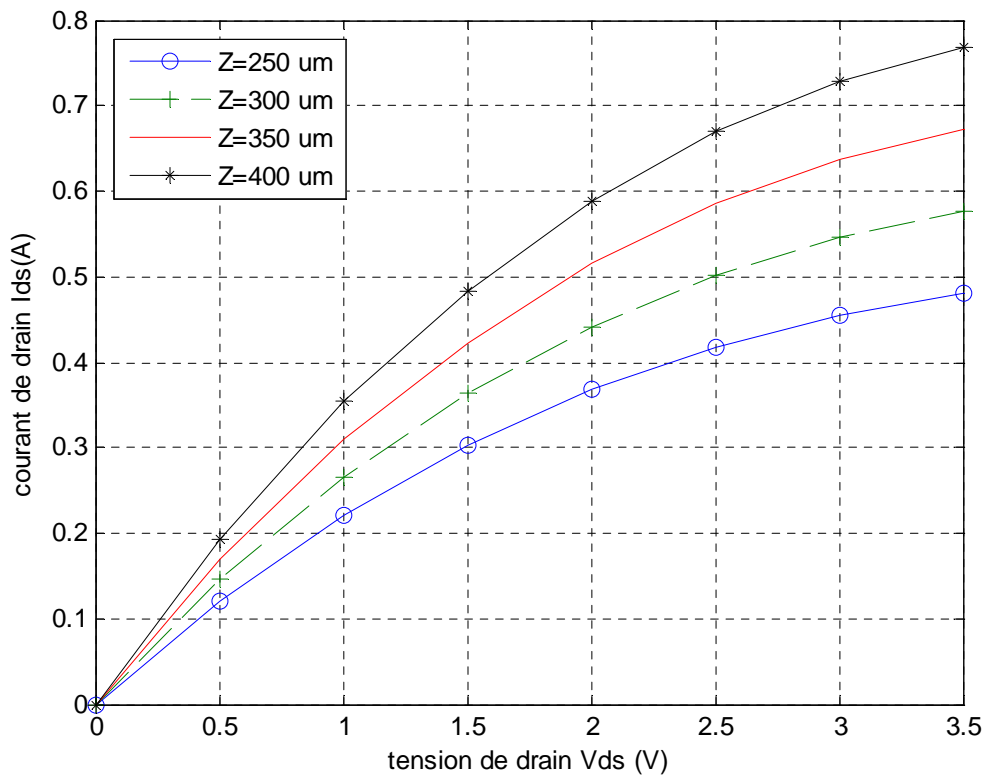


Figure IV-16: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de a

La figure (IV-16) présente la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différents paramètres de a . Nous remarquons que l'augmentation d'épaisseur de la couche active augmente le courant de drain.

d) Influence du largeur de la grille

La figure (IV-17) présente la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différents paramètres de Z . Nous remarquons que l'augmentation de la largeur de la grille augmente le courant de drain.

**Figure IV-17: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de Z**

III -7 : EFFET DE LA TEMPERATURE

Du fait de sa structure, le MESFET permet des performances optimales, lorsqu'on le fait fonctionner à basse températures. En effet la mobilité des électrons dans les matériaux semi-conducteurs dépend fortement de la température et du champ électrique présent

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 (expressions (III-56), (III-57), (III-58)),

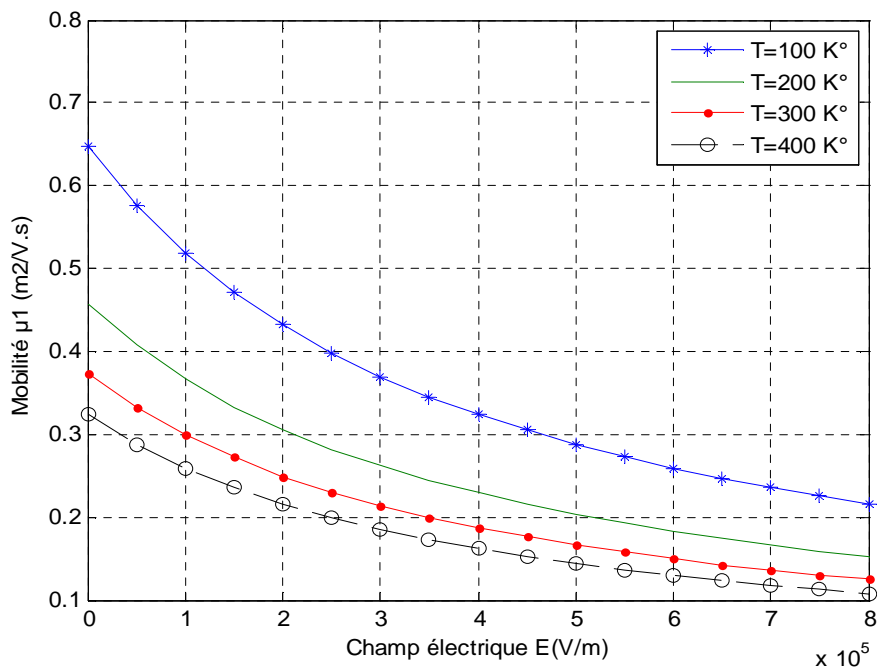


Figure IV-19 : Variation de la mobilité μ_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température

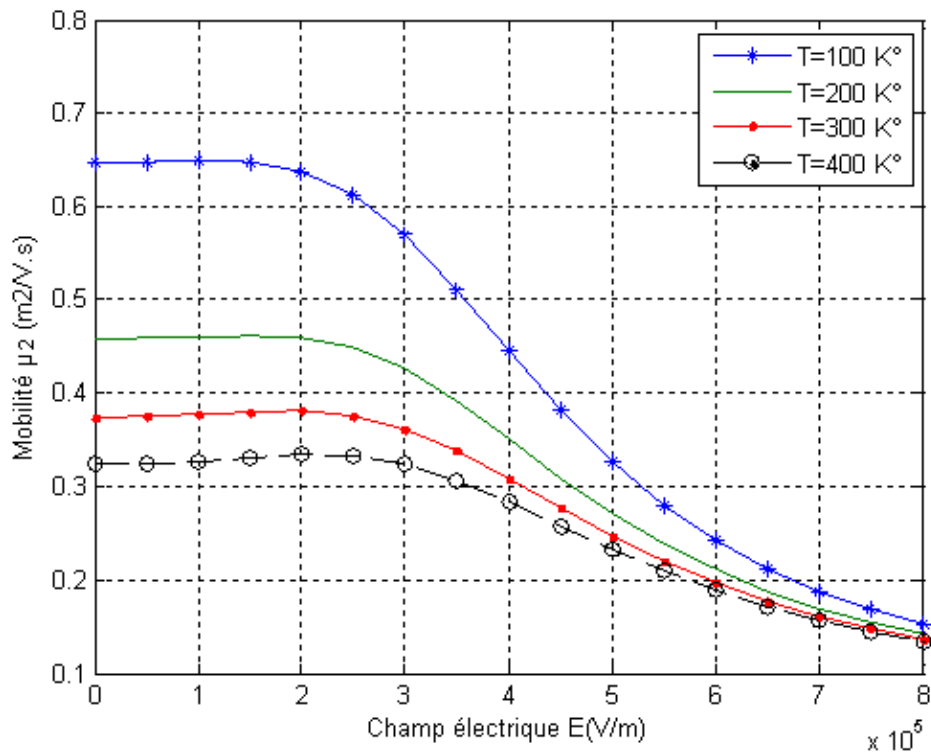


Figure IV-20 : Variation de la mobilité μ_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température

La figure IV-21 montre l'impact de la température sur la mobilité des électrons.

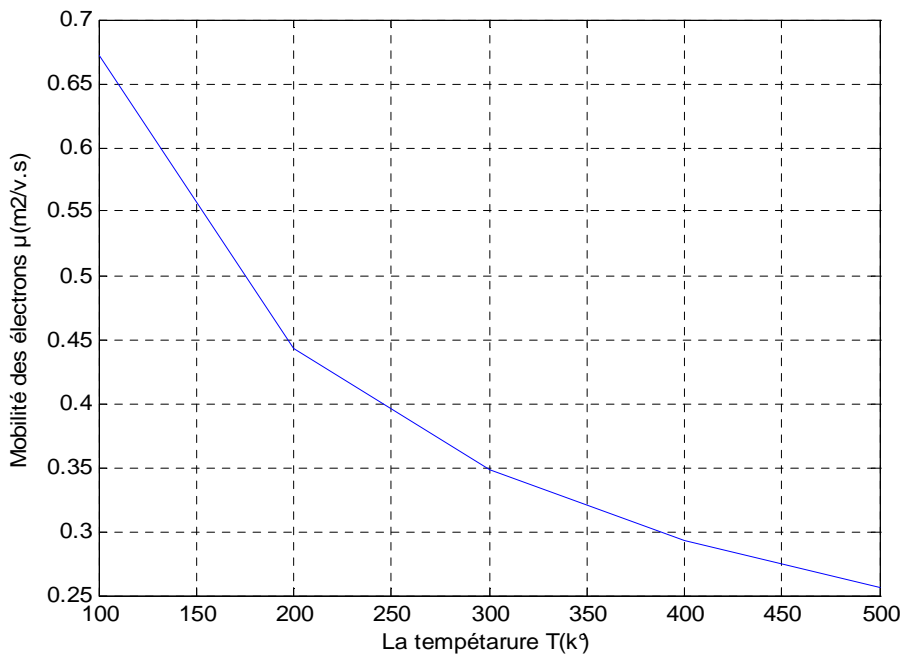


Figure IV-21 : Mobilité électronique en fonction de la température

La variation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température est illustrée par les figures (IV-22) et (IV-23), la vitesse est élevée lorsque la température augmente.

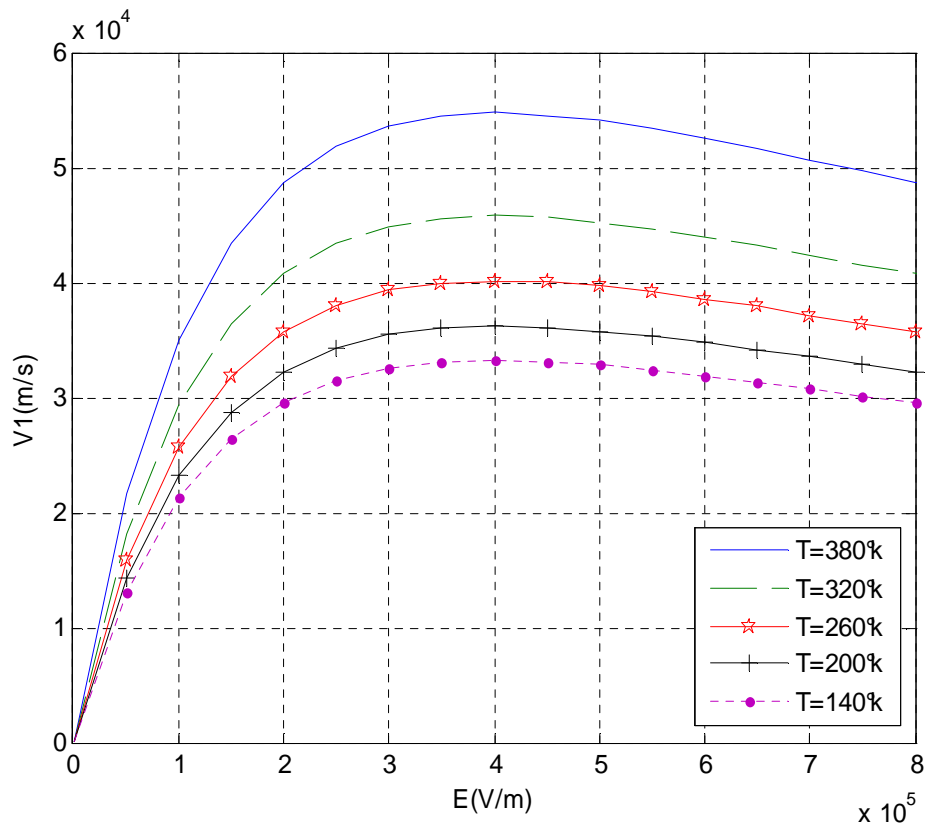


Figure IV-22 : Variation de la vitesse v_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température

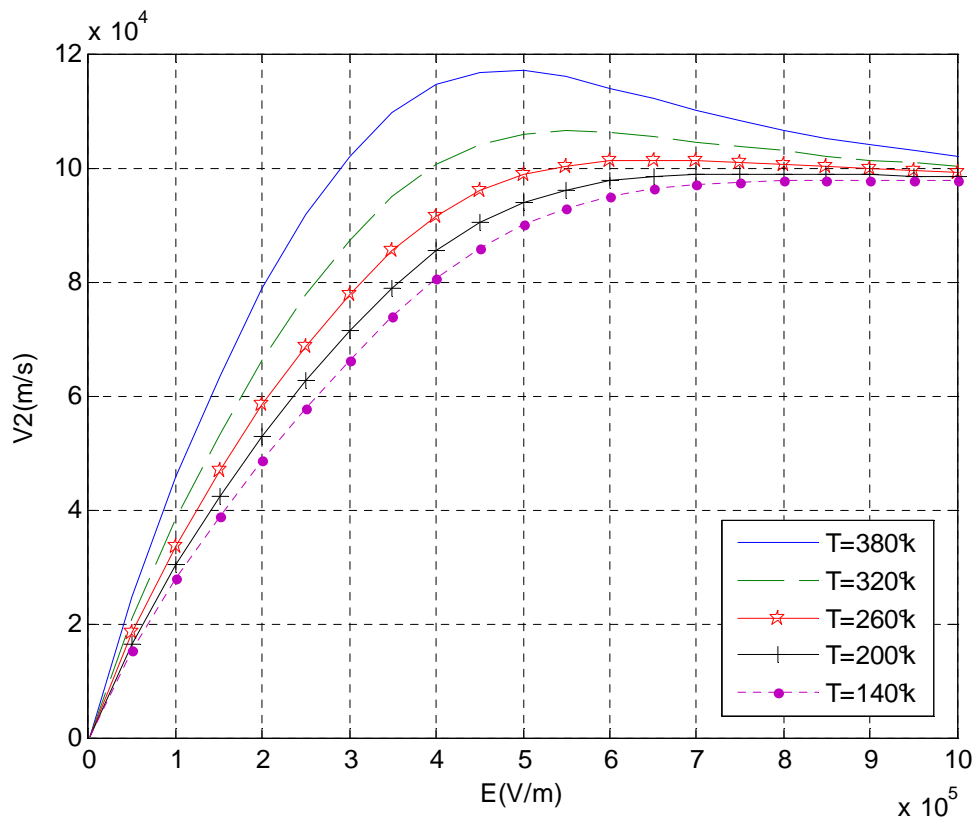


Figure IV-23 : Variation de la vitesse v_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température

Les figures (IV-24) et (IV-25) montrent qu'une augmentation de température provoque une diminution de la vitesse des électrons et de même pour la tension de seuil V_{Th} .

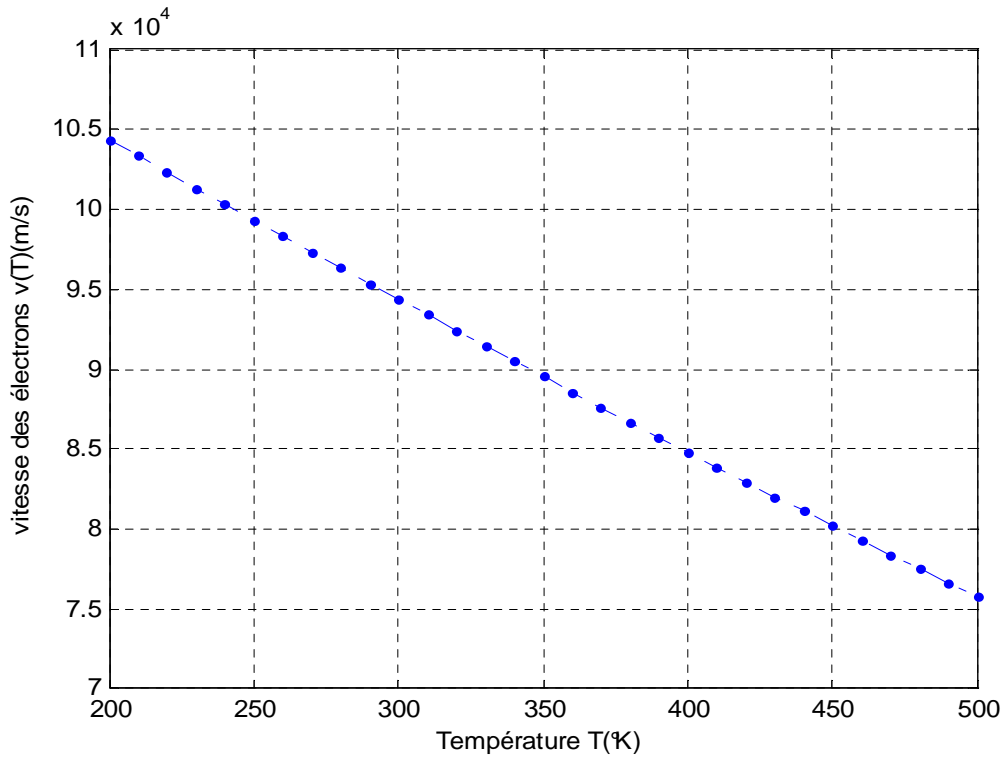


Figure IV-24 : Vitesse des électrons en fonction de la température

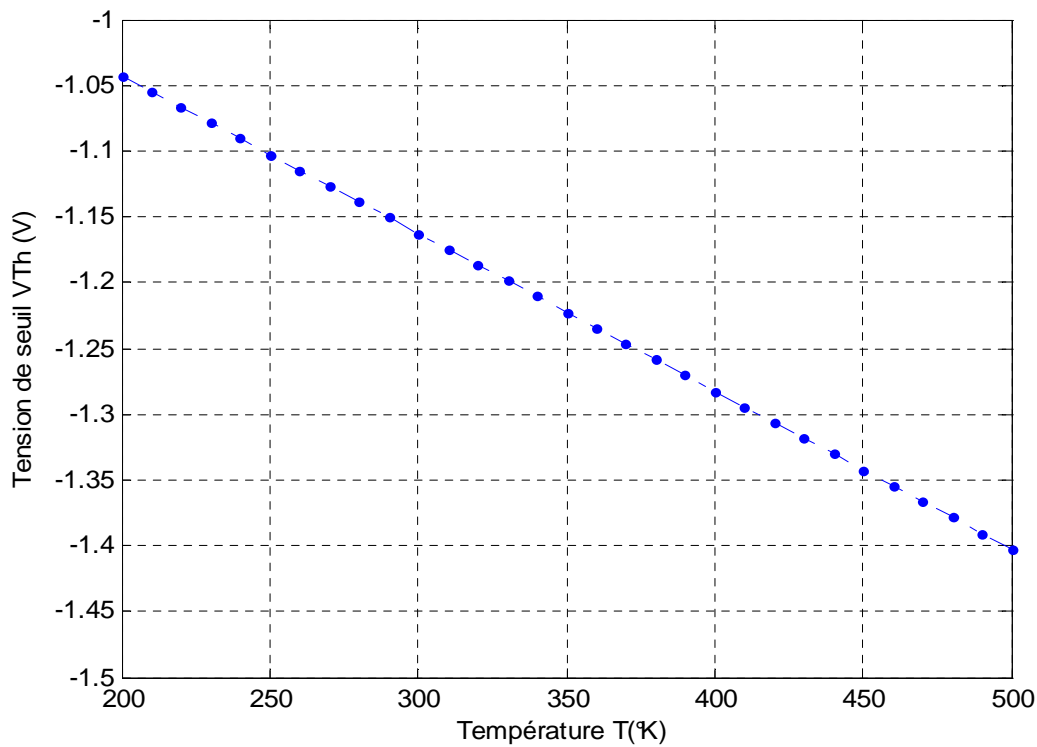


Figure IV-25 : Tension de seuil en fonction de la température

Dans un transistor, le courant de conduction est directement lié à cette mobilité comme le montre l'équation (III-21).

EFFET DE LA TEMPERATURE SUR LES CARACTERISTIQUE I-V :

Les figures (IV-26), (IV-27), (IV-28) montrent les variations du courant de drain en fonction de la tension V_{ds} pour différentes valeurs de la température. En effet le courant augmente lorsque la température T diminue, pour les mobilités μ_n, μ_1, μ_2 .

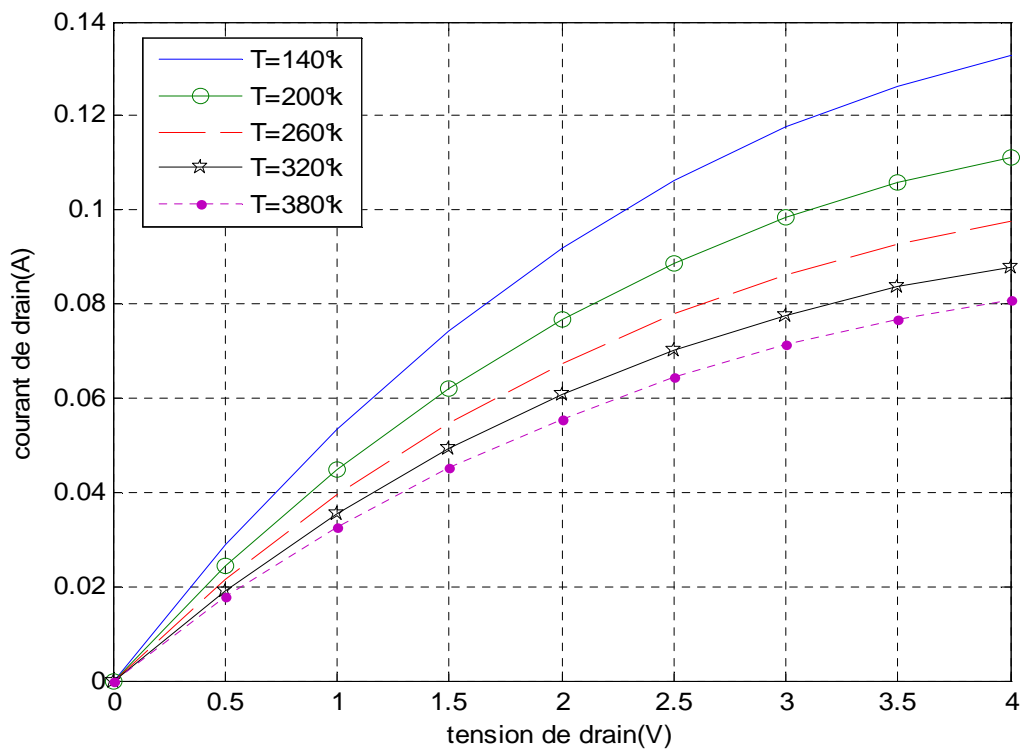


Figure IV-26 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T, pour μ_n

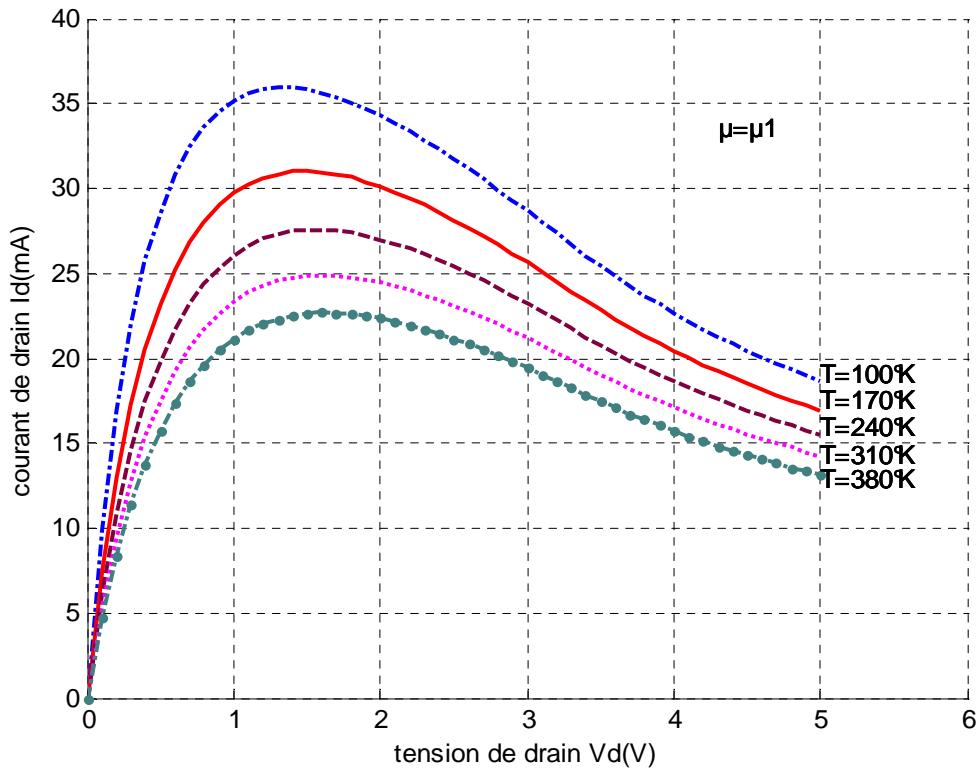


Figure IV-27 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T en utilisant l'expression de la mobilité μ_1 .

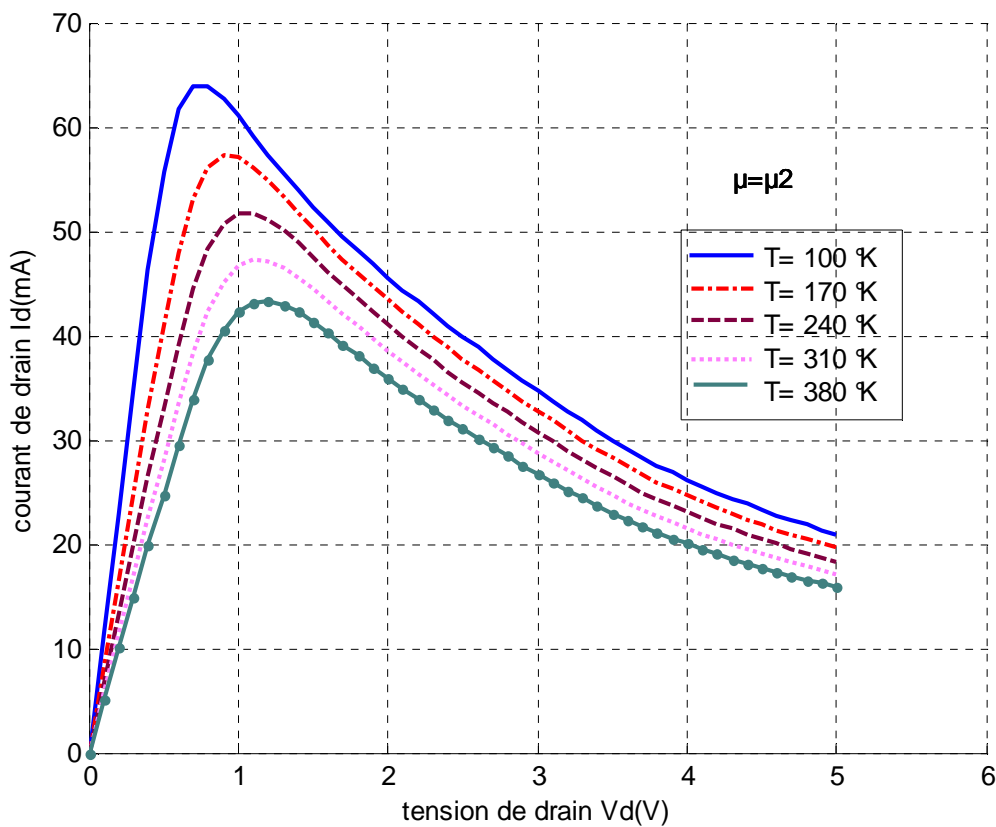


Figure IV-28 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T en utilisant l'expression de la mobilité μ_2 .

VIII-CONCLUSION :

L'amélioration générale des performances électriques du transistor MESFET GaAs passent avant toute chose par l'amélioration de la qualité des matériaux et en particulier des substrats .de plus l'auto alignement de la grille par implantation résout le problème des résistances d'accès.

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. Le non respect des règles de changement d'échelle entraîne l'accroissement de la conductance de drain gd (effet de canal court) ce qui limite le gain intrinsèque gm/gd . Le MESFET pose cependant un problème délicat du fait des dopages élevés et du contrôle d'épaisseur de la couche active qu'il exige. Aussi la hausse de 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

Au cours de ce travail, nous avons effectué une étude non-linéaire des transistors à effet de champ en général, et le MESFET GaAs en particulier. Celle-ci nous a permis d'élaborer d'une part un modèle analytique qui simule l'ensemble des propriétés statiques de ce composant. En prenant compte de l'effet des paramètres physique et géométrique sur les caractéristiques courant tension du transistor.

Le bilan de ce travail est résumé dans les principales étapes des quatre chapitres de ce mémoire:

Dans le premier chapitre, nous avons présenté des généralités sur les transistors a effet de champ, ensuite nous avons réalisé une analyse des performances des composants à effet de champ a base de arséniure de gallium (MESFET, HFET, HEMT, PHEMT et PPHEMT).

Dans le deuxième chapitre, nous avons fait une présentation sur les propriétés physique et électronique du arséniure de gallium, après un rappel de la structure métal semi-conducteur, les principales propriétés physique du contact redresseur de type Schottky sont présentées. Ensuite, la structure du principe du fonctionnement de MESFET.

Au le troisième chapitre, nous avons présenté 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 avec et sans l'effet des résistances parasites, la variation de la mobilité en fonction du champ électrique, l'effet des paramètres physiques et géométriques, et l'effet thermique. Ainsi la conductance de drain et la transconductance.

Dans le quatrième chapitre, on a procédé à la vérification de la validité des différentes expressions obtenues dans le troisième chapitre. On a présenté la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} , de l'effet des résistances parasites (R_s et R_d), de l'effet de la mobilité (μ) en fonction du champ électrique (E), des variations des paramètres géométriques (a, Z, L) et des paramètres physiques (Nd, μ). Nous avons présenté aussi l'effet de la température (T) sur les caractéristiques de sortie du MESFET; la conductance et la transconductance.

En conclusion, ce travail de modélisation et de simulation du transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium dit MESFET GaAs est une étude importante qui prend en compte les phénomènes physiques spécifiques à ce composant et permet d'avoir les expression mathématiques simplifiées.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1]: **MELLAL SAIDA** « *Influence des paramètres physiques et géométriques du transistor à effet de champ MESFET GaAs* ». Thèse Magister, Université LARBI BEN MHIDI, 2008.
- [2]: **W. Shockley** « *A unipolar Field-Effect transistor* », Proceedings of the I.R.E., vol. 40, n°11, pp.1365-1376, 1952.
- [3]: **Naoufel ISMAIL** « *Etude des limites de fonctionnement des transistors hyperfréquences* " Thèse de doctorat, Université BORDEAUX 1. 2006.
- [4]: **Christophe CHARBONNIAUD** « *Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde* " Thèse de doctorat Université De Limoges.2005.
- [6]: **Mathieu HAZOUARD** « *Conception et réalisation d'amplificateurs micro-ondes de puissance à l'aide de la méthode des fréquences réelles* » Thèse de doctorat, Université BORDEAUX 1. 2002.
- [5]: **Sandra DE MEYER** « *Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de puissance à très large bande* ». Thèse de doctorat, Université De Limoges, 2005.
- [7]: **BALTI Moez** « *Extraction des paramètres intrinsèques des transistors à effet de champ en tenant compte des phénomènes de propagation* ».Thèse de doctorat, Université DE CERGY-PONTOISE, 2005.
- [8]: **Riad Kanan** « *Low-Power Digital Circuit Design in GaAs MESFET Technology* ». Thèse de doctorat.EPFL LOUSANNE .1998.
- [9] **M. R. BROZEL** « *PROPERTIES OF Gallium Arsenide* », book .Centre for Electronic Materials, UMIST .UK.
- [10] **BENBOUZA Mohamed Salah** « *CONCEPTION ASSISTEE PAR ORDINATEUR DES CIRCUITS INTEGRES MESFET GaAs* », Thèse. UNIVERSITE EL HADJ LAKHDAR BATNA.
- [11]: **H.Mathieu** « *physique des semiconducteurs et des composants électroniques* »,4^{eme} Edition.Masson, paris 1998.
- [12]: **S.khemissi** « *Modélisation et simulation des transistors mesfet GaAs* », mémoire de magister, université mentouri.constantin 2003.

- [13]: **F. Heliodore** « *Modélisation bidimensionnelle dynamique du transistor à effet de champ MESFET : application à la conception de profils optimisés pour fonctionnement en faible bruit* », Revue Phys. Appl. 23 (1988) pages 1185-1198.
- [14]: **C. Byl, Y. Crosnier** « *Structure MESFET AsGa bigrille distribuée. Performances potentielles en amplification* ». Revue Phys. Appl. 23 (1988) pages 1221-1228.
- [15]: **Olivier Bonnaud** « *Physique des Solides, des Semiconducteurs et Dispositifs* ». livre. Université de Rennes 1. 2003.
- [16]: **Nicolas DUBUC** « *MODELISATION ELECTROTHERMIQUE DE TRANSISTORS MESFET SiC ET OPTIMISATION D'UNE ARCHITECTURE DOHERTY POUR L'AMPLIFICATION DE PUISSANCE A HAUT RENDEMENT* ». Thèse de doctorat Université De Limoges. 2003.
- [17]: **Christian Karl** « *MESFET MODELS BASED ON GaAs* ». Edition 1996.
- [18]: **Alain Pteden** « *Modélisation non linéaire de transistors MESFET* ». Pp. 180-192. (1992).
- [19]: **S.khemissi** « *Modélisation et simulation des transistors mesfet GaAs* ». thèse de magister, université mentouri.constantin 2009.
- [20]: **T Ytterdal, M Hurt, M Shur, H.Park, Tsai and W.C.B Peatman** « *High- temperature characteristics of two dimensional MESFETs* ». IEEE., vol 17n° 5 pp 214 -216 May 1966.
- [21]: **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.
- [22]: **Baric, A. and McNally, Patrick J** « *A simple one-dimensional model for the explanation and analysis of GaAs MESFET* ». IEEE. pp. 219-223. (1998).
- [23]: **DELANEY .M** « *Low-temperature buffer GaAs MESFET technology for high-speed integrated circuit applications* ». IEEE. 1989, vol. 10, n°8, pp. 355-357.
- [24]: **ESTREICH D. B** « *A DC technique for determining GaAs MESFET thermal resistance* ». IEEE. 1989, vol. 12, n°4, pp. 675-679.

Liste des figures

Figure I-1 : Structure d'un transistor à effet de champ	3
Figure I-2 : Technologie MESFET	5
Figure I-3 : schéma de bandes d'énergie de la technologie MESFET à l'équilibre thermodynamique	6
Figure I-4 : Technologie HFET	7
Figure I-5 : schéma de bandes d'énergie de la technologie HFET à l'équilibre thermodynamique	7
Figure I-6 : structure du HEMT sur GaAs	9
Figure I-7 : diagramme de bandes d'énergie de la technologie HEMT à l'équilibre thermodynamique	
Figure I-8 : Technologie PHEMT	10
Figure I-9 : largeur de la bande interdite en fonction du paramètres cristallin pour les composés III-V utilisé dans les HEMT	11
Figure I-10 : comparaison de la bande d'énergie de conduction des transistors HEMT et PHEMT	12
Figure I-11 : Technologie PPHEMT	12
Figure I-12 : bande d'énergie de conduction du transistor PPHEMT à l'équilibre thermodynamique	13
Figure II-1 : Structure cristalline du GaAs	15
Figure II-2 : Variation de l'énergie en fonction de k	17
Figure II-3 : Semi-conducteur GaAs à multi- vallées	18
Figure II-4 : Variation de la vitesse en fonction de l'énergie	19
Figure II-5 : Variation de la mobilité en fonction de l'énergie	19
Figure II-6 : Les niveaux d'énergie du métal et du semi-conducteur	20
Figure II-7 : Niveau d'énergie lorsque. (V_d : tension de diffusion)	21
Figure II-8 : Les niveaux d'énergie de la jonction métal semi-conducteur	22
Figure II-9 : Schéma de déplacement des porteurs à l'interface	24
Figure II-10 : Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky	25
Figure II-11 : Vue en coupe d'un MESFET	27
Figure II-12 : Vue en coupe de la structure du MESFET et emplacement des sources de polarisation.....	28
Figure II-13 : Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET	29
Figure II-14 : Principe de fonctionnement du MESFET	30
Figure III-1 : Zone active du transistor MESFET	32
Figure IV-1 : Organigramme de calcul des caractéristiques I-V	48
Figure IV-2 : Caractéristiques I-V à mobilité constante (pour mobilités μ_n)	49
Figure IV-3 : Caractéristiques I-V à mobilité variable (pour mobilités μ_1)	50

Figure IV-4 : Caractéristiques I-V à mobilité variable (pour mobilités μ_2)	50
Figure IV-5 : Caractéristiques I-V pour les mobilités(μ_1, μ_n, μ_2)	51
Figure IV-6 : Caractéristiques I-V, I_{ds} e fonction de V_{gs} (pour mobilités μ_n)	51
Figure IV-7 : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique pour le GAT1	53
Figure IV-8 : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champs électrique pour le GAT1	53
Figure IV-9 : Comparaison théorie expérience ($V_g=0V$)	54
Figure IV-10 : Comparaison théorie expérience ($V_g= -1V$)	55
Figure IV-11 : Influence des résistances parasites sur les caractéristiques I-V	55
Figure IV-12 : Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille	57
Figure IV-13 : Variation de la conductance en fonction de la tension de drain	58
Figure IV-14 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de L	69
Figure IV-15 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de Nd	60
Figure IV-16 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de a	61
Figure IV-17 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de Z	61
Figure IV-18 : Organigramme de calcul des caractéristiques I-V suivant différentes Températures pour $V_g=0V$	62
Figure IV-19 : Variation de la mobilité μ_1 en fonction du champ électrique pour différentes Valeurs de Température	63
Figure IV-20 : Variation de la mobilité μ_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température	64
Figure IV-21 : Mobilité électronique en fonction de la température	64
Figure IV-22 : Variation de la vitesse v_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température	65
Figure IV-23 : Variation de la vitesse v_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température	65
Figure IV-24 : Vitesse des électrons en fonction de la température	66
Figure IV-25 : Tension de seuil en fonction de la température	66
Figure IV-26 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T, pour μ_n	67
Figure IV-27 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T en utilisant l'expression de la mobilité μ_1	68
Figure IV-27 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T en utilisant l'expression de la mobilité μ_2	68

TITRE : ETUDE DES PROPRIETES DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP MESFET GaAs

RESUME :

Le travail de ce mémoire rentre dans le cadre de la modélisation et la simulation des transistors a effet de champ a barrière schottky a l'arsenuire de gallium dit MESFET GaAs.

Après avoir rappelé brièvement les propriétés physiques de la diode schottky et du matériau semiconducteur l'arsenuire de gallium GaAs nous présentons la structure et le principe de fonctionnement des composant a effet de champ à base de GaAs (MESFET, HFET, HEMT, PHEMT et PPHEMT).

Par la suite, l'étude des propriétés statiques du composant MESFET nous a conduit à définir le système d'équations générales régissant le comportement de la zone active, ainsi que l'effet des éléments parasites et des paramètres physique spécifiques à ce composant.

Enfin,nous terminons ce travail par établissement d'un logiciel de simulation basé sur les expressions analytique obtenues précédemment, Les résultats obtenus sont présentes, discutés et compares avec ceux l'expérience existante dans la littérature.

Mots clés :

- Diode Schottky
- Transistor à effet de champ
- MESFET GaAs

**TITLE: STUDY OF PROPERTIES OF FIELD-EFFECT-TRANSISTORS
MESFET GaAs**

ABSTRACT

The work of this thesis enters in the modelling and simulation of field effect transistors to grid Schottky to the gallium arsenide GaAs MESFET.

After having briefly pointed out the physical properties of the Schottky diode and the semiconductor materials gallium arsenide GaAs, we have presented the structure and the principle of the field effect devices on GaAs (MESFET, HFET, HEMT, PHEMT and PPHEMT).

Thereafter, the study of static properties of the MESFET component led us to define the system of general equations governing the behaviour of the active zone, and the effect of parasitic elements and physical parameters specific to that component.

Finally, we complete this work by establishing of software for simulation based on the analytical expressions obtained previously, the results obtained are presented, discussed and compared with those existing experiment in the literature.

Keywords:

- Diode Schottky
- Field effect transistor
- MESFET GaAs

العنوان: دراسة الخواص الفيزيائية لصمامات العبور ذات الأثر الحقلي المصنوعة بزرنبيخ الجاليوم

الملخص:

تندرج هذه الدراسة ضمن إطار نمذجة و محاكاة صمامات العبور ذات التأثير الحقل بزرنبيخ الجاليوم mesfet GaAs بعد مراجعة قصيرة لأهم الخصائص الفيزيائية لصمام شوتكي و للمركب النصف ناقل زرنبيخ الجاليوم استعرضنا تركيبة ومبدأ تشغيل صمامات العبور المصنوعة من زرنبيخ الجاليوم من نوع (MESFET ,HFET , HEMT, PHEMT, PPHEMT).

بعد ذلك قمنا بصياغة نموذج تحليلي للوسائط الفيزيائية و الهندسية للمركب MESFET GaAs و وصف السلوك الستاتيكي للترانزستور باستخدام تقريب النفق التدرجي. أيضا دراسة تأثير العناصر الطفيلية وكذلك الأبعاد الفيزيائية الخاصة بهذا العنصر.

وقمنا باستعمال برنامج محاكاة اعتمادا على العبارات الرياضية المحسوبة سابقا, حيث قدمت النتائج المحققة و نوقشت على ضوء المقارنات الموجودة في المراجع.

الكلمات المفتاحية:

- صمام SCHOTTKY
- ترانزستور ذو الأثر الحقلي
- MESFET GaAs