



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



UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N° d'ordre :

Série :

MEMOIRE

Présenté Pour l'obtention du diplôme de
Magister en Electronique
Option : Instrumentation
- Composants Electroniques et Systèmes -

Par :

GUIZA Douadi

Thème :

Analyse des transistors à effet de champ MESFET GaAs

Devant le jury:

Président : Mimia MARIR-BENABBES Prof. Univ Constantine

Rapporteur : Cherifa .AZIZI Prof. Univ Oum El-Bouaghi

Examineurs : Thouraya BOUCHMAT Prof. Univ Constantine

Farida MANSOUR Prof. Univ Constantine

Soutenu le : / / 2009

Remerciement

Je remercie ALLAH le Tout-puissant de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience de mener à terme ce travail.

Cette mémoire a été effectuée au département d'électronique, faculté des sciences de l'ingénieur, sous la direction de : Mme Cherifa AZIZI, Professeur à l'Université de Oum El Bouaghi. Je lui exprime particulièrement toute ma reconnaissance pour m'avoir fait bénéficier de ces compétences scientifiques, ses qualités humaines et sa constante disponibilité.

J'exprime mes sincères remerciements à Madame M. Marir, Professeur à l'université de Constantine, d'avoir accepté de présider le Jury de cette mémoire.

Je remercie aussi sincèrement Madame Thouraya BOUCHMAT, Professeur à l'université de Constantine, d'avoir accepté de faire partie du Jury.

Je remercie Madame Frida MANSOUR, Professeur à l'université de Constantine, d'avoir accepté de faire partie du Jury.

Je remercie tous les enseignants qui ont contribué à mon travail, surtout monsieur Bader-Eddine Marir, Professeur à l'Université de Constantine.

Finalement, je ne pourrais terminer sans remercier très chaleureusement tous ceux qui ont largement contribué à l'aboutissement de ce travail.

DEDICACE

Je dédie ce modeste travail

A mes chers parents

A mes frères et mes sœurs

A toute ma famille

A mon encadreur Mme Cherifa AZIZI

A tous mes collègues et mes amis.

A tous ceux qui ont sacrifié leur temps pour la science

et à tous ceux qui ont utilisé la science pour le bien

et la prospérité de l'humanité.

DOUADI



SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
------------------------------------	---

CHAPITRE I

ETAT DE L'ART DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP

I-: Introduction.....	3
II-: Les transistors à effet de champ.....	3
II-1: Généralités.....	3
II-2: Le transistor à effet de champ à jonction (JFET).....	6
II-3: Transistor à effet de champ à grille isolée (MOSFET).....	8
II-4: Transistor à effet de champ à contact Schottky (MESFET).....	11
II-5: Le transistor HEMT.....	13
III-: Conclusion.....	16

CHAPITRE II

LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP MESFET GaAs

I-:Introduction.....	17
II- : Propriétés des matériaux III-V	17
II-1: Structure cristalline des matériaux III-V.	18
III-: Arséniure de gallium	19
III-1: Propriétés électroniques du GaAs	19
III-2: Fabrication du substrat semi-isolant GaAs	21
IV-: Le contact métal-semiconducteur	21
IV-1: Diagramme des bandes d'énergie	21
IV-2 : Barrière de potentiel et zone de charge d'espace	24
IV-3 : Courants dans la diode Schottky.....	25
V:Le transistor MESFET GaAs.....	28
V-1: Structure du MESFET GaAs.....	28
V-2 : Le principe de base du MESFET.....	29
V-3 : Procédés technologiques de réalisation du MESFET sur GaAs.....	32
VI -: Conclusion.....	34

CHAPITRE III

ANALYSE DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP MESFET GaAs

I-:Introduction.....	35
II-:Equations fonctionnelles du MESFET intrinsèque à canal non uniformément dopé (cas du MESFET à canal implanté).....	35
III-: Calcul du potentiel et du champ électrique.....	37
IV-: Courant de drain dans le canal.....	40
V-:Transconductance et conductance de drain.....	43
VI-: Effets des paramètres physiques et géométriques	44
VI -1 : Influence des résistances d'accès.....	44
VI -2 : Effet de la loi de mobilité.....	45

VI -3 : Effet des tensions de bords.....	47
VII:-Les effets thermiques.....	52
VIII:- Conclusion.....	54

CHAPITRE IV

RESULTATS ET INTERPRETATION

I:-Introduction	55
II:- Logiciel de simulation.....	55
III:- Caractéristiques de courant de drain : I-V.....	55
IV:- Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V.....	61
V-: Effet de la tension $V_1(x,y)$	62
VI-: Transconductance Gm et conductance de drain Gd.....	63
VII:-Effets des paramètres physiques et géométriques.....	65
VIII:-Effet de la température.....	66
VIII-: Conclusion.....	73
CONCLUSION GENERALE	74
Liste des figures.....	75
Références bibliographiques	
ملخص	
Abstract	
Résumé	

INTRODUCTION

GENERAL

INTRODUCTION GENERALE

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

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

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

Un nombre considérable de travaux a donc été consacré ces dernières années à la technologie et aux propriétés électriques des MESFET GaAs. Les premiers ont eu pour objectif l'amélioration du matériau de base, l'arséniure de gallium, dont les avantages par rapport au silicium résident en particulier dans la possibilité d'obtenir un matériau semi-isolant et aussi dans une mobilité électronique plus élevée (de trois à six fois) et donc une vitesse transitoire plus importante. Ces deux dernières propriétés étant favorables à un fonctionnement à fréquence élevée. Les travaux sur ce matériau ont eu pour résultats essentiels l'amélioration de la qualité cristallographique du semi-isolant et des qualités électriques du substrat. D'autres travaux ont été consacrés aux techniques lithographiques. Ainsi grâce à l'utilisation de masqueurs électroniques (ou à rayons X), ils ont permis, par la réduction des dimensions, d'améliorer sensiblement les performances dans le domaine des micro-ondes. Les résultats sont néanmoins d'ores et déjà suffisamment satisfaisants pour qu'on puisse commencer à étudier des circuits dont la réduction des dimensions est très poussée.

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

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

Au premier chapitre nous avons présenté la famille technologique des différents transistors à effet de champ JFET, MOSFET, MESFET. Après avoir rappelé l'histoire des transistors les plus utilisés actuellement, nous présentons leurs descriptions physiques et le principe de fonctionnement. Ensuite les contraintes et domaines d'utilisation de chacun d'eux sont établis.

Dans le deuxième chapitre, 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 et des tensions de bords 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.

Dans le dernier chapitre et à l'aide d'un logiciel que nous avons élaboré nous déterminons les caractéristiques I-V pour différentes lois de mobilité ainsi que l'effet des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques de sortie du MESFET. Nous terminons par une étude de l'influence de la température sur les composants MESFET GaAs.

CHAPITRE I
ETAT DE L'ART DES TRANSISTORS
A EFFET DE CHAMP

Chapitre I : Etat de l'art des transistors a effet de champ**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 sous leurs différentes formes, JFET, MOSFET, MESFET. Le MESFET à base de GaAs a reçu une très grande attention en particulier en raison de son application dans les systèmes hautes fréquences et de puissances.

L'objectif est de présenter les différents transistors à effet de champ utilisés dans des conceptions hyperfréquences. Tout d'abord, nous proposerons une description géométrique et physique des transistors les plus utilisés actuellement. Nous présenterons donc successivement les JFET, MOSFET, MESFET et leurs dérivés les HEMT.

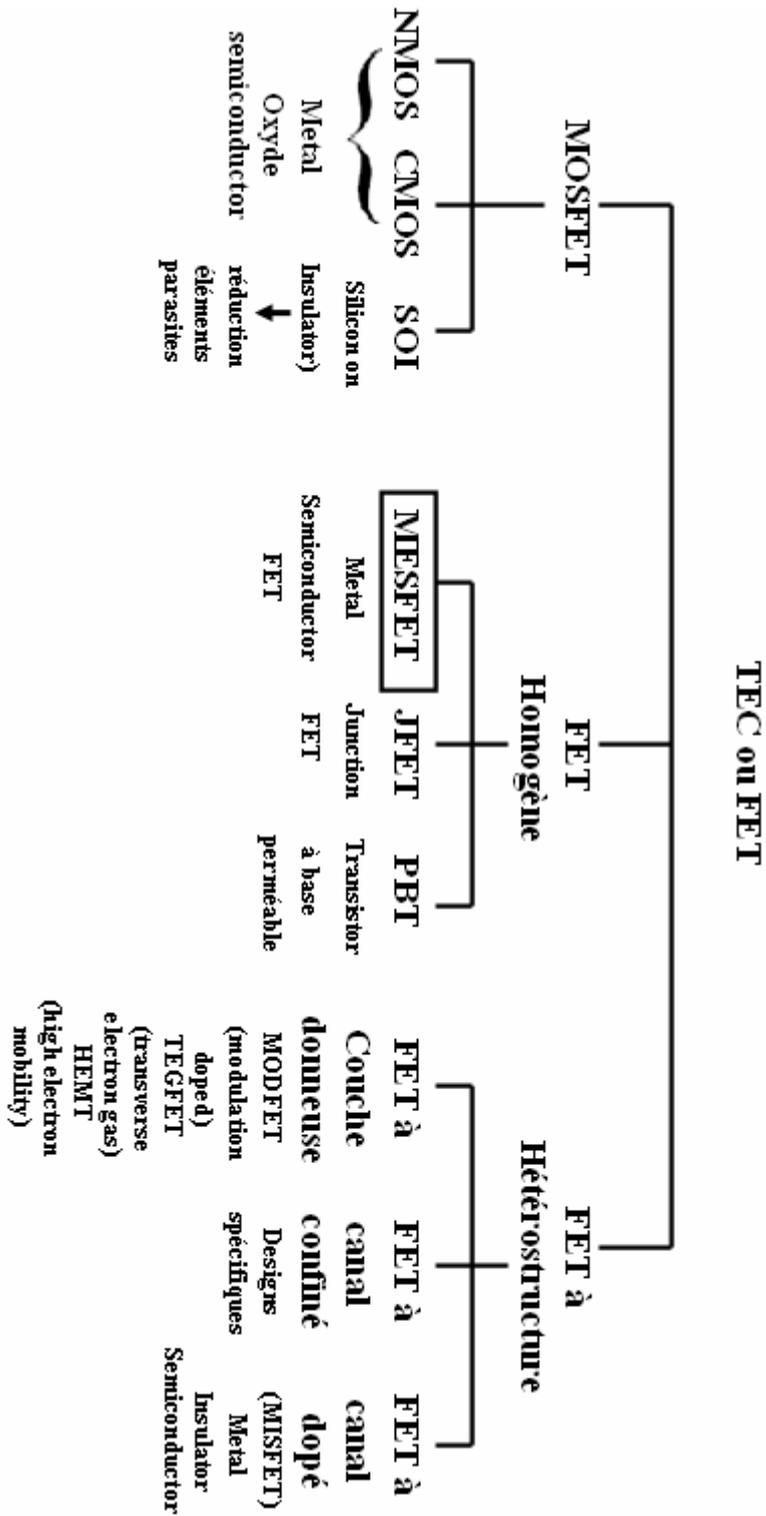
II- LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP**II.1. GENERALITES**

Le transistor à effet de champ dénommé FET ou TEC repose sur le fonctionnement d'un dispositif semi-conducteur unipolaire, c'est-à-dire. qu'un seul type de porteur intervient. Ainsi, pour une utilisation aux hautes fréquences, il est préférable que le type de porteur responsable de l'effet transistor soit celui présentant les meilleures propriétés de transport : mobilité, vitesse et coefficient de diffusion. Les électrons possèdent des propriétés plus intéressantes que les trous les FET sont essentiellement élaborés sur du matériau de type N. Leur principe peut être comparé à une résistance semi-conductrice dont la section est modulée par une jonction polarisée en inverse, principe décrit pour la première fois en 1952 par W. Shockley [1]. Sur ce principe, différentes structures de transistors à effet de champ correspondant à différents contacts de grille ont été élaborées : [2]

- § grille à jonction PN pour le transistor JFET (Junction Field Effect Transistor),
- § grille métallique isolée pour le transistor MOSFET (Metal Oxyde Semi-conductor Field Effect Transistor).
- § grille métallique à barrière Schottky pour le transistor MESFET (Metal Semi-conductor Field Effect Transistor).

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

Aujourd'hui, les semi-conducteurs à large bande interdite sont les candidats idéaux pour réaliser un nouveau saut technologique. Nous pouvons citer les FET à Hétérostructure. En effet, les propriétés physiques (champ électrique de claquage, vitesse de saturation, conductivité thermique) des matériaux utilisés (ex:Ga_{1-x}Al_xAs) en font de ces composants un bon choix pour un grand nombre d'applications de forte puissance et à haute température. Dans ce sens, les technologues ont imaginé des procédés de fabrication de plusieurs types de composants à effet de champs qu'on regroupe suivant la structure dans l'organigramme suivant :



Organigramme1 La famille des composants à effet de champ [4]

II-2: LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A JONCTION (JFET):**II-2-1: Historique [5]**

Le concept d'un semi-conducteurs à triode comme structure similaire au transistor à effet de champ à jonction (**JFET**) a été proposé, la première fois, par **Jules Lilienfeld** dans trois révélations de brevet au alentour de **1925**, suivis d'un brevet semblable par **Oskar Heil** en **1935**. Cependant, un dispositif fonctionnant réellement est demeuré évasif pendant une période d'encre **25 années** principalement dues à la difficulté de développer une surface semi-conductrice propre. Après ces années, les efforts cumulatifs d'un certain nombre de chercheurs aux laboratoires de Bell comprenant Atalla, Bardeen, Brattain, brun, Derick, Frosch, Gibney, Hoerni, Kahng, Ligenza, Shockley, Spitzer, et Warner ont lentement mené à la réalisation de ce dispositif.

II-2-2 : Description [6]

Le transistor JFET (**J**unction **F**ield **E**ffect **T**ransistor) est un composant de structure plane. Il est constitué par une mince couche de matériau semiconducteur de type N (pour un JFET canal N), sur un substrat de type P. Une diffusion de type P⁺ à la surface de la couche réalise l'électrode de **la grille** et constituant ainsi une jonction P⁺N verticale (voir fig I-1). Deux diffusions N⁺, aux extrémités du canal, permettent d'assurer les contacts ohmiques de **source** et de **drain**.

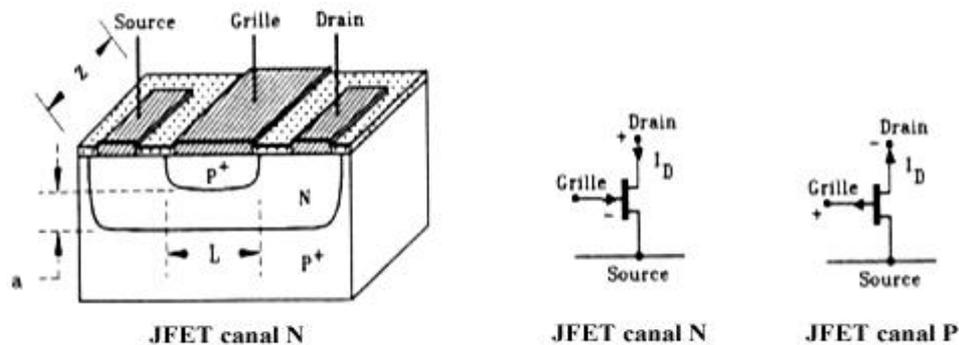


Figure I-1 : Transistor JFET à canal N et symboles des deux types de JFET

II-2-3 : Principe de fonctionnement du JFET [7]

Dans le transistor à effet de champ à jonction (JFET), la variation de la tension de polarisation permet la modulation de la largeur de la zone de charge d'espace de la jonction latérale "P⁺N". Autrement dit, la variation de la polarisation module la variation de la section conductrice du canal. Sans polarisation, il peut y avoir une zone de désertion sur une certaine profondeur dans le canal. La désertion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés d'interface.

Pour une tension drain-source (V_d) nulle, la variation de la tension grille (V_g) module la profondeur de la zone de désertion, et donc la partie conductrice du canal. Pour une polarisation $V_g < 0$ (et $V_d \approx 0$ volt), la zone de désertion se développe plus profondément dans le canal, provoquant le rétrécissement de celui-ci et donc une augmentation de sa résistance. Pour une tension $V_g = V_p$ (tension de pincement), la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal. La résistance entre drain et source devient très élevée.

Pour une tension V_d non nulle et une tension V_g négative, on a un canal conducteur. Un courant I_d circule entre le drain et la source. Si V_d devient de plus en plus positive, le champ électrique à travers le canal augmente ainsi que la vitesse des électrons. La distribution de tension à travers le canal aura pour conséquence une différence de potentiel entre la grille et le canal sur la longueur de celui-ci. Ceci explique la différence observée pour la profondeur de la zone de désertion le long du canal, qui augmente vers le drain (voir Fig I-2).

Si la tension V_d atteint la valeur V_{dsat} (tension de saturation), le régime de pincement apparaît. Le courant I_d atteint sa valeur de saturation. L'augmentation de la tension V_d au-delà de V_{dsat} n'affecte pas l'évolution du courant I_d qui garde une valeur relativement constante.

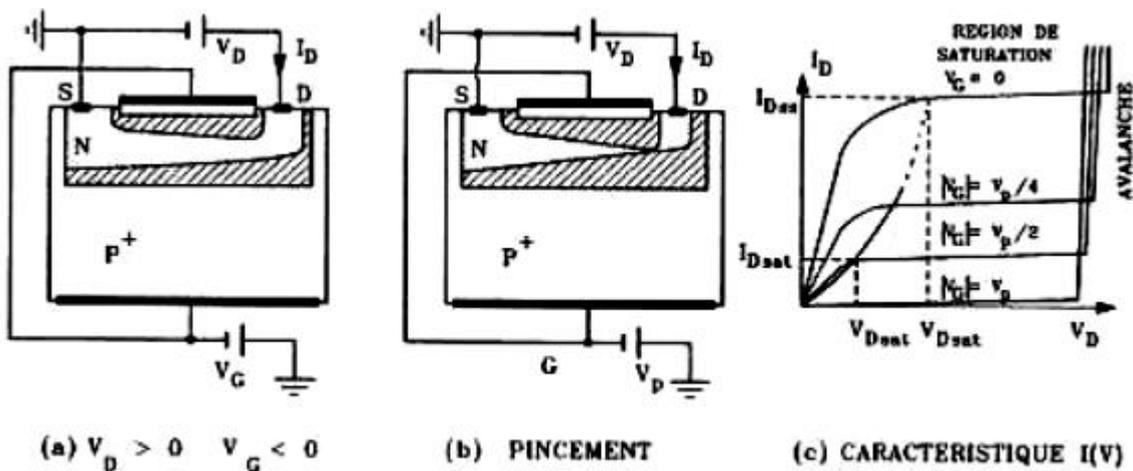


Figure I-2: Comportement du JFET en fonction de V_D pour $V_G < 0$

II-2-4 : CONTRAINTES ET DOMAINES D'UTILISATION [8]

La forte impédance d'entrée des JFET (plusieurs dizaines, voire centaines de mégohms) associée à un faible bruit propre, rend ces transistors particulièrement bien adaptés à l'amplification des faibles signaux sous forte impédance.

En commutation, ils présentent par rapport aux transistors bipolaires certains avantages, comme un gain en puissance plus élevé et une impédance d'entrée aux faibles fréquences beaucoup

plus forte, ce qui permet de réaliser de grandes constantes de temps avec des capacités assez faibles (réalisation de monostables ou d'astables).

II-3:TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A GRILLE ISOLEE (MOSFET)

II-3-1 : Historique

Le principe de fonctionnement du transistor (MOSFET) métal oxyde semi-conducteurs à effet de champ a été décrit pour la première fois par Lilienfeld en 1930 [9]. En décembre 1947, John Bardeen et Walter H. Brattain réalisaient le premier transistor en germanium [10]. Avec William B. Shockley le transistor à jonction et la théorie associée sont développées aux Bell Laboratoires en 1951. En 1958, Jack Kilby invente le circuit intégré en fabriquant cinq composants sur le même substrat [11]. C'est en 1960 que Kahng et Attala ont présenté le premier transistor MOS sur Silicium qui reste aujourd'hui le semi-conducteur généralement le plus utilisé, vu la qualité inégalée de l'interface créée par le silicium et l'oxyde de silicium (SiO₂), qui sert d'isolant. Peu après, l'élaboration de la technologie CMOS assura le futur commercial et technologique du *MOSFET* en électronique intégrée (mémoires , microprocesseurs , circuits logiques) grâce à une géométrie simple et une consommation pouvant être très faible.

II-3-2 : Description [12]

Le **MOSFET**, acronyme anglais de **M**étal **O**xide **S**emi-conducteur **F**ield **E**ffect **T**ransistor, en français Transistor à Effet de Champ (à grille) Métal-Oxyde, Comme tous les transistors ou même les tubes à vide, le MOSFET module le courant qui le traverse à l'aide d'un signal appliqué à son électrode d'entrée ou grille. La structure du transistor MOSFET comprend un isolant (silice SiO₂), deux îlots, de type opposé à celui du substrat, la source et le drain, délimitent la région active du dispositif qui se situe précisément sous l'électrode de grille. L'intensité du courant circulant entre la source et le drain est commandée par la tension entre la grille et le substrat. Très souvent les électrodes de source et de substrat sont électriquement reliées.

Les deux types fondamentaux du MOSFET sont les MOSFET à appauvrissement D-MOSFET (Figure I.3), et les MOSFET à enrichissement E-MOSFET (figure I.4). Dans chaque type de MOSFET, on peut distinguer le MOSFET canal N (le courant provient du déplacement d'électrons) et le MOSFET canal P (le courant provient du déplacement des trous). Les transistors MOS à enrichissement sont bloqués sans tension de commande sur la grille (NORMALLY OFF), ils deviennent passants à partir d'une certaine tension de grille V_{TH} . Plus $|V_{GS}| > |V_{TH}|$, plus le E-MOS devient passant. Les transistors MOS à appauvrissement sont passants sans tension de commande sur la grille (NORMALLY ON), ils deviennent de moins en moins conducteurs au fur et à mesure que la tension de commande augmente pour finalement se bloquer au delà d'une tension de blocage V_{GSoff} .

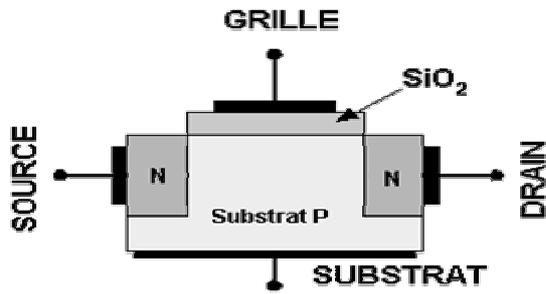


Figure I-4: Structure du MOS à enrichissement canal N [12]

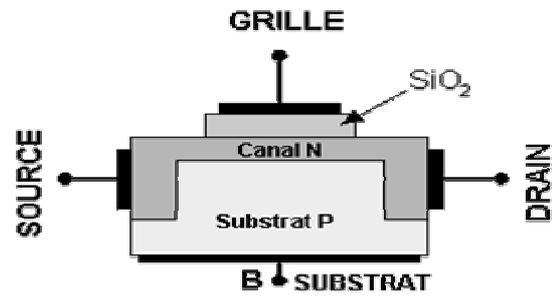


Figure I-3: Structure du MOS à appauvrissement canal N [12]

II-3-3 : Principe de fonctionnement du MOSFET

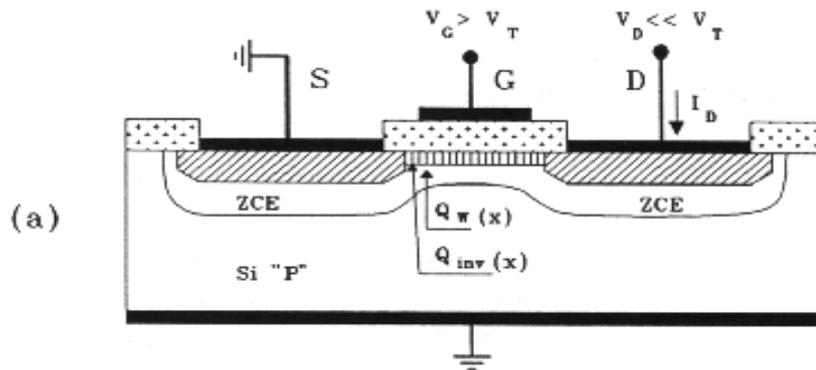


Figure I-5: Principe d'un MOSFET à canal N : les zones hachurées sont de type N

La figure ci-dessus (figure I-5) illustre parfaitement le principe d'un transistor MOS à canal N. La source et le drain sont de type N+ (hachures obliques) et la grille est isolée du semiconducteur par une couche d'oxyde. Lorsque la grille est polarisée positivement elle crée à l'interface diélectrique semiconducteur une couche dite **d'inversion** (hachures verticales) comportant un grand nombre d'électrons (porteurs minoritaires de la zone P), dès que V_G est supérieure à une valeur de seuil V_T cette couche est suffisamment importante pour créer un canal conducteur entre les deux zones N+. Mais ceci suppose que le potentiel au drain soit très inférieur à ce seuil. La relation liant I_D à V_D est linéaire et le canal se comporte comme une simple résistance.

Si V_D croît, alors on obtient un effet de pincement analogue à celui constaté dans le JFET, illustré (figure I-6), car la capacité du fait du potentiel positif appliqué sur le drain est moins polarisée de ce côté. Ce qui en d'autres termes revient à dire que la couche d'inversion présente une épaisseur non uniforme et décroissante de la source vers le drain. Pour une valeur de $V_D = V_{dsat}$ on atteint la limite du pincement.

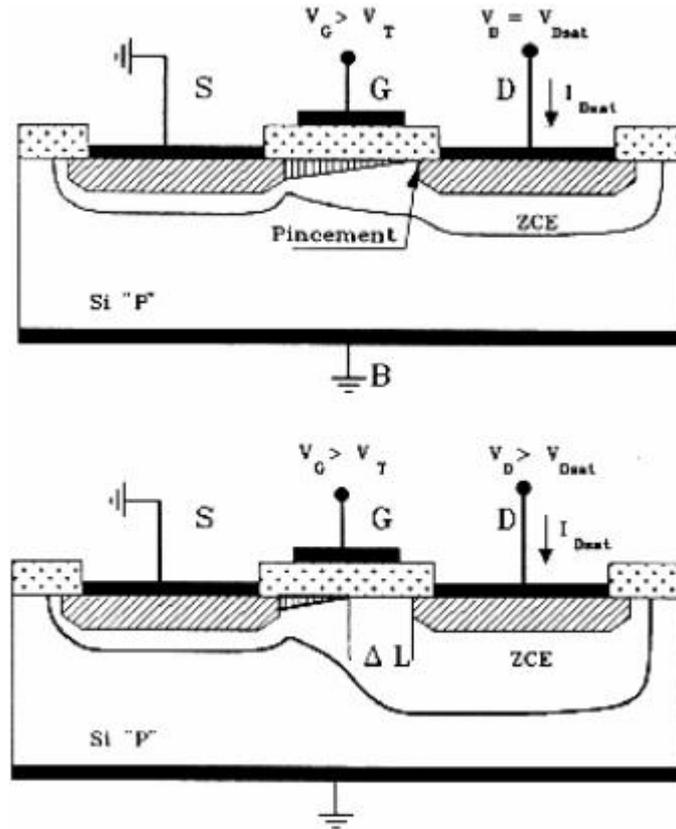


Figure I-6 : Pincement du canal en fonction de V_d

II-3-4 : Contraintes et domaines d'utilisation

La grille étant isolée, la résistance d'entrée du transistor MOS est très élevée (de $10^{11} \Omega$ à $10^{15} \Omega$), et la capacité grille-source étant très faible, ces transistors sont extrêmement sensibles aux charges électrostatiques qui peuvent provoquer le claquage de la couche de silice. [13] Il faut donc intégrer des dispositifs de protection contre les surtensions (le plus souvent, deux diodes tête-bêche placées entre grille et source). En raison de leurs très petites dimensions, de leur faible consommation et de leur facilité d'intégration, le domaine privilégié d'emploi des transistors MOS est celui des circuits intégrés (mémoires, microprocesseurs, circuits logiques).

Certes, ces dispositifs sont encore moins rapides [14], Malgré que des progrès spectaculaires ont été effectués en vue de la miniaturisation des transistors MOS et plus particulièrement la diminution de la longueur du canal, ce qui a permis d'augmenter la densité d'intégration et la vitesse de fonctionnement des circuits mais cette réduction de dimensions à engendrer des phénomènes parasites (modification de la tension de seuil, augmentation du phénomène des porteurs chauds, ...) qui détériorent les caractéristiques courant-tension. Toutefois, les technologues ont imaginé des procédés de fabrication particuliers en vue de conserver ces caractéristiques (Technologie SOI, NMOS, CMOS, VMOS, ...), par exemple les transistors de type

VMOS (à grille particulière en forme de V) permettent des applications de puissance (plusieurs dizaines de watts) jusqu'à des fréquences très élevées (plusieurs milliers de mégahertz).

II-4: TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A CONTACT SCHOTTKY (MESFET)

II-4-1 : Historique [15]

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

II-4-2 : Description [3]

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

La figure (I-7) présente une coupe schématique d'un **MESFET**. La structure présentée met en évidence les différentes couches utilisées pour sa réalisation. La couche active est généralement une couche du type N qui repose sur un substrat semi-isolant. Les contacts de **source** et de **drain** sont des contacts ohmiques contrairement au contact Schottky de grille.

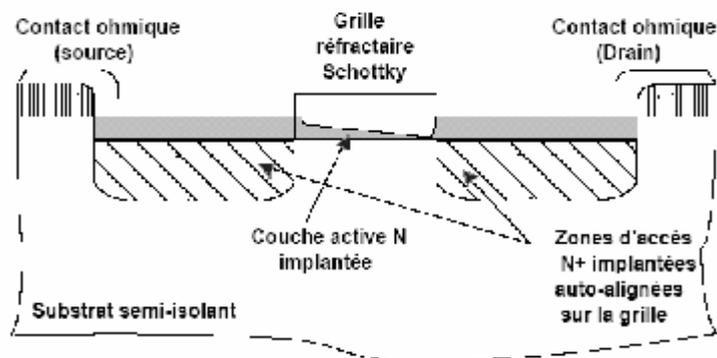


Figure I-7 Vue en coupe du MESFET GaAs implanté auto-aligné

II-4-3 : Principe de fonctionnement [15]

La base du fonctionnement d'un *MESFET* est la possibilité de moduler l'épaisseur du canal sous la grille (figure I-8). Le contact de grille est de type Schottky. Une couche dépeuplée d'électrons libres, appelée zone de charge d'espace (ZCE), se crée sous la grille. Aucun courant ne peut traverser cette couche. La région où le courant peut circuler est donc réduite à la fraction de la couche active non dépeuplée. En régime de fonctionnement normal le drain est polarisé positivement par rapport à la source, tandis que la grille est polarisée négativement, toujours par rapport à la source.

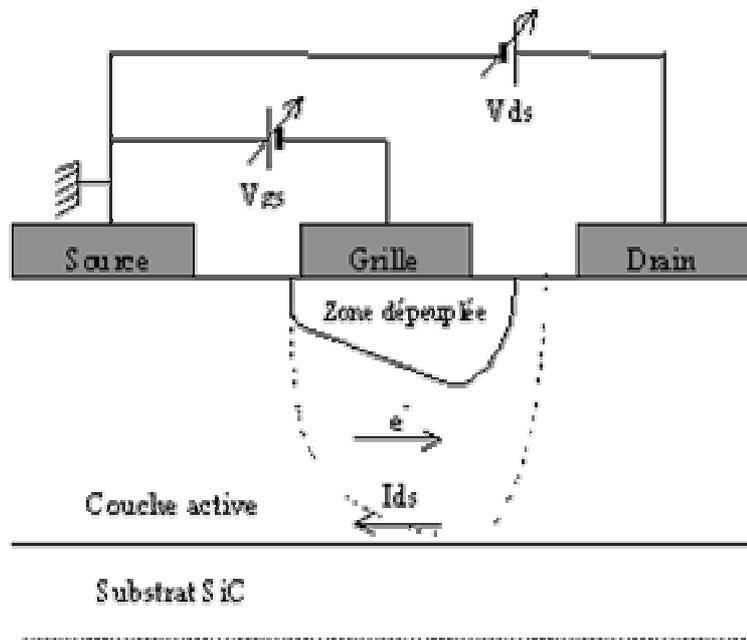


Figure I-8 : Vue en coupe et polarisation d'un MESFET

- **A tension de drain fixée**, la polarisation négative de la grille a pour effet d'augmenter la pénétration de la zone de charge d'espace dans la couche active, diminuant ainsi le passage du courant. Lorsque la tension de grille est suffisamment négative, la ZCE vient complètement obstruer le canal (en pointillé sur la figure I-8), ne laissant plus passer le courant. Le transistor est alors dit « pincé » et la tension appliquée sur la grille est alors appelée tension de pincement (V_p).

- **A tension de grille fixée**, l'augmentation de la tension positive de drain crée un champ électrique dans le canal. Ce champ entraîne les électrons de la source vers la grille, établissant ainsi un courant I_{ds} (drain-source).

- **Avec l'accroissement de la tension de drain**, la section de la zone dépeuplée (zone de charge d'espace) commence à se déformer en devenant beaucoup plus importante côté drain que côté source. Ce resserrement du canal provoque un ralentissement de la croissance du courant de drain. Arrivé à un certain stade, l'augmentation de la tension V_{ds} n'a quasiment plus aucune influence sur le courant. On nomme le courant de saturation (I_{dsat}), lorsque le courant de drain

(I_{ds}) du transistor commence à rentrer dans la zone de saturation pour une tension de polarisation de grille V_{gs} nulle.

II-4-4 : Contraintes et domaines d'utilisation [15]

Le **MESFET** GaAs est longtemps resté le composant à effet de champ prépondérant pour l'amplification de puissance micro-onde. En effet, les propriétés de transport électronique de l'Arséniure de Gallium permettent d'obtenir des densités de porteurs dont la vitesse moyenne dans le canal est bien supérieure à celle du Silicium. Avantage supplémentaire, le GaAs permet le dépôt de contacts ohmiques de bonne qualité par rapport à la plupart des autres composés III-V. Pour fournir une puissance élevée, le FET doit pouvoir délivrer un courant drain-source I_{ds} le plus élevé possible tout en supportant des tensions V_{ds} de grande amplitude. Cependant, l'obtention d'un fort courant I_{ds} nécessite l'emploi de dopages élevés qui entraînent une dégradation de la tension de claquage. D'autre part, si l'on veut privilégier un fonctionnement à de très hautes fréquences, il convient de réduire la longueur de grille. La nécessité de garder un facteur d'aspect (le rapport entre la longueur de grille et l'épaisseur de la couche active) raisonnable contraint alors à diminuer l'épaisseur de cette couche active, ce qui se traduit par une diminution de courant drain-source.

Pour des applications de forte puissance, des **MESFET** utilisant des matériaux dits à « grand gap » présentent des caractéristiques intéressantes. Ainsi, l'utilisation du Carbure de Silicium SiC permet d'obtenir des performances élevées grâce à un champ de claquage huit fois plus élevée et une conductivité thermique trois fois plus élevée que le Silicium.

Ces propriétés permettent d'utiliser les composants avec des tensions très élevées, de plusieurs dizaines de volts et à haute température. Compte tenu de ces performances, le domaine d'utilisation privilégié de ces composants est l'amplification de très forte puissance (Objectif > 100W) pour l'émission en station de base par exemple.

II-5 : LE TRANSISTOR HEMT

II-5-1 : Historique [18]

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

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

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

II-5-2 : Description

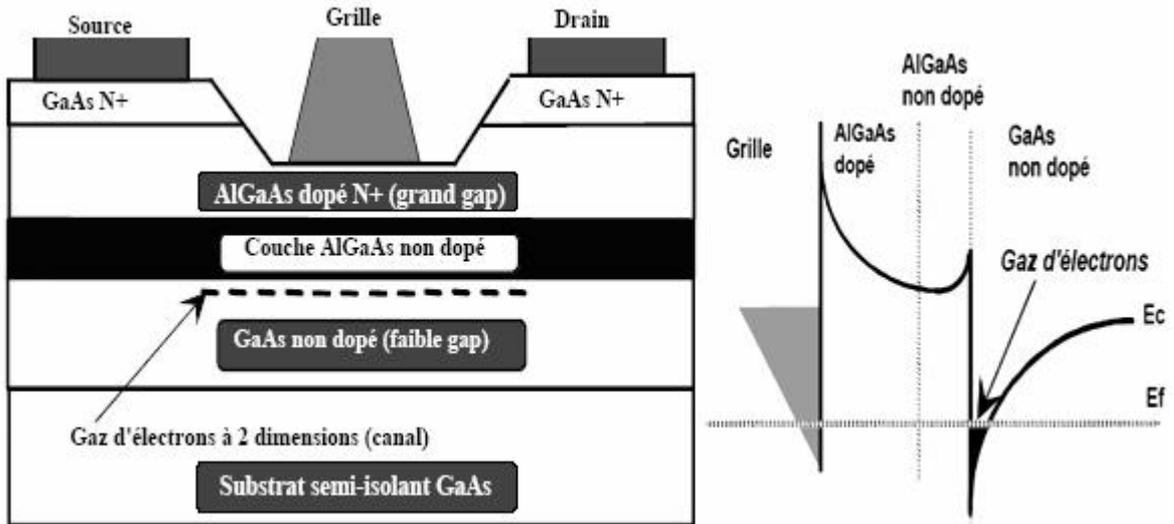


Figure I-9: Structure de principe d'un HEMT classique associée à son diagramme de bande d'énergie

La figure I-9 représente la structure de couches ainsi que le diagramme de bande d'énergie d'un **HEMT** classique utilisant le GaAs et l'AlGaAs comme couches actives. La couche de surface utilise l'AlGaAs fortement dopé N avec un grand gap se comportant ainsi comme un isolant. En revanche, le canal, non dopé, est composé d'un matériau à faible gap (GaAs). De ce fait, des électrons libres diffusent de l'AlGaAs vers la couche GaAs laissant la zone N de grand gap dépeuplée et donc chargée positivement. Ces électrons s'accumulent à l'hétérointerface (grand gap / petit gap) formant ainsi un gaz d'électrons à deux dimensions plus ou moins profond suivant la polarisation de la tension de grille. Les propriétés de transport de ce gaz d'électrons sont considérablement supérieures à celles des électrons libres dans un MESFET classique puisque le canal se situe dans une zone non dopée à très forte mobilité. De plus, les collisions entre électrons n'ont que rarement lieu en raison de défauts peu nombreux. Pour ces différentes raisons, le **HEMT** est un dispositif à très fort gain et à très faible bruit HF.

II-5-3 : Principe de fonctionnement

La structure des couches des **HEMT** est réalisée de façon à séparer physiquement les électrons libres dans le canal des donneurs ionisés, ceci afin d'augmenter la mobilité des électrons

par la réduction de la répartition des impuretés ionisées. Ainsi la différence essentielle entre les MESFET et les *HEMT* se situe au niveau du principe même du contrôle du courant dans le canal. Alors que dans le cas du MESFET, l'électrode de grille contrôle la section du canal disponible pour la conduction, dans le cas du *HEMT*, elle contrôle la densité d'un gaz d'électrons libres dans une zone non dopée située sous l'hétérointerface qui constitue le canal du transistor.

Le gaz d'électrons étant créé, il est possible de contrôler la densité de porteurs dans le canal par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille. La figure I-10 présente les diagrammes de bande de la zone située sous la grille en fonction de la polarisation de grille appliquée. Lorsque la tension V_{gs} augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le GaAs. Comme pour le MESFET, la tension V_{ds} crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant I_{ds} (drain-source). Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule dans le canal. Le *HEMT* est alors pincé. L'évolution du courant de drain en fonction de la tension de drain et pour différentes valeurs de la tension de grille est sensiblement la même que pour le MESFET. De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le *HEMT*. Il provient de la limite de vélocité des électrons.

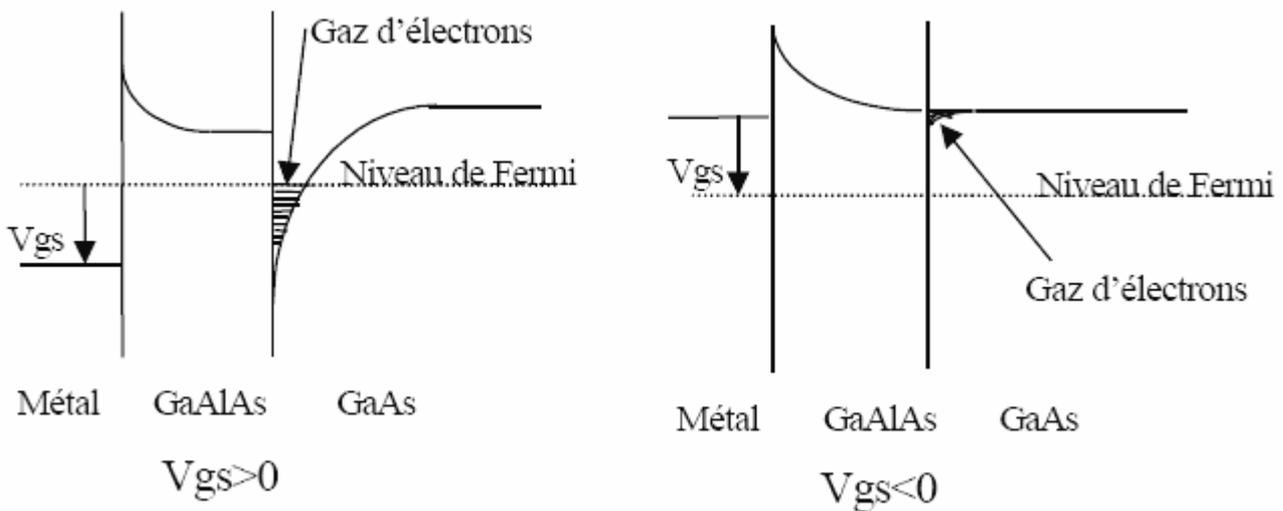


Figure I- 10: Influence de la polarisation de grille sur le diagramme de bande.

II-5-4 : Contraintes et domaines d'utilisation [3]

Si le *HEMT* a permis des utilisations en fréquence bien plus hautes que celles du MESFET, sa limite fréquentielle est de l'ordre de 60-70 GHz. Cette limite est principalement due aux propriétés de transport du matériau intrinsèque, c'est-à-dire l'Arséniure de Gallium. De plus le *HEMT* génère un bruit basse fréquence élevé. Il est le composant privilégié pour des applications de puissance hautes fréquences ainsi que pour des applications à faible bruit telles que les circuits de pré-amplification des satellites ou encore les oscillateurs. En conséquence pour satisfaire aux

besoins sans cesse croissants de montée en fréquence, l'idée de base a été de remplacer le GaAs du canal par un autre matériau à faible gap autorisant une vitesse V_s à fort champ électrique la plus élevée possible : l'InGaAs. Les récents progrès technologiques en matière d'épitaxie ont donc donné naissance à un nouveau type de transistor à hétérojonction : le **HEMT** pseudomorphique (**PHEMT**).

III. CONCLUSION

Après avoir rappelé la structure physique et le principe de fonctionnement des différents transistors à effet de champ (JFET, MOSFET, MESFET et des HEMT), et à travers une analyse de leurs performances pour des applications hautes fréquences et hautes puissance, nous nous sommes particulièrement intéressés au MESFET GaAs qui est longtemps resté le composant à effet de champ prépondérant pour l'amplification de puissance micro-onde [19]. En effet, les propriétés de transport électronique de l'Arséniure de Gallium permettent d'obtenir des densités de porteurs dont la vitesse moyenne dans le canal est bien supérieure à celle du Silicium. Ceci va permettre de réduire le temps de transit dans la grille ainsi que dans les résistances de contact. Avantage supplémentaire, le GaAs permet le dépôt de contacts ohmiques de bonne qualité par rapport à la plupart des autres composés III-V. Ceci indique que pour des composants tels que les MESFET, les performances fréquentielles seront supérieures à celles des composants réalisés sur silicium.

CHAPITRE II
LE TRANSISTOR A EFFET DE
CHAMP MESFET GaAs

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, suivi de la technique de fabrication des substrats semi-isolants *GaAs*. 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 : PROPRIETES DES MATERIAUX III-V.

Les matériaux III-V sont constitués des éléments des colonnes IIIb et Vb de la classification périodique des éléments. L'étude de leur structure de bandes montre toutefois, que les éléments les plus légers donnent des composés dont la bande interdite est large et indirecte, et dans laquelle la masse effective des électrons est élevée [20].

Le tableau (I-1) résume cette situation en donnant l'énergie E_g de bande interdite, la masse effective m^*/m_0 (où m^* et m_0 sont respectivement la masse effective et la masse de l'électron dans le vide) des électrons du bas de la bande de conduction, la mobilité électronique à champ faible μ et le paramètre cristallin a [21].

Composé III-V	E_g (eV)	m^*/m_0	μ (cm ² /V.s)	a (Å)
Al P	2,45			5,4510
Al As	2,16			5,6605
Al Sb	1,58	0,12	200	6,1355
B P	2,0			4,5380
Ga P	2,26	0,82	110	5,4512
Ga As	1,42	0,067	8500	5,6533
In P	1,35	0,077	4600	5,8686
In As	0,36	0,023	33000	6,0584
In Sb	0,17	0,0145	80000	6,4794

Tableau II -1 : Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300 K.

Cependant la figure (II-1) [21] représente le diagramme des variations de l'énergie de bande interdite en fonction du paramètre cristallin a qui varie lui même avec la composition. Les points du graphe montrent la position des composés binaires stœchiométriques, et les lignes représentent l'évolution du gap E_g et du paramètre cristallin a , en fonction de la composition des alliages ternaires. Ce diagramme est donc très important parce qu'il permet de connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être déposé en couche mince, par épitaxie, sur un substrat binaire comme GaAs ou InP. Les matériaux III-V offrent donc une grande variété de compositions permettant de modifier leurs propriétés électroniques.

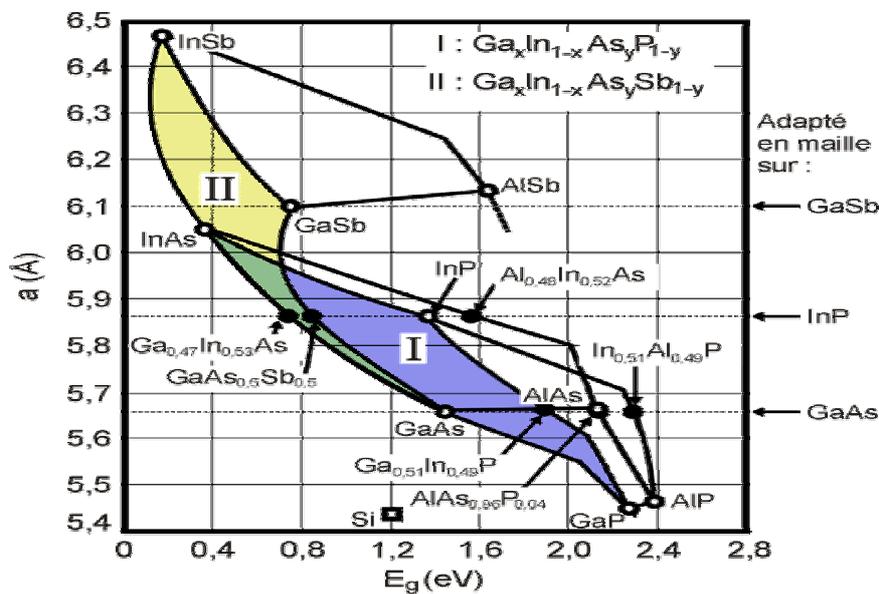


Figure II -1: Evolutions de l'énergie de bande interdite et du paramètre cristallin des alliages de composés III-V.

II-1: STRUCTURE CRISTALLINE DES MATERIAUX III-V.

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

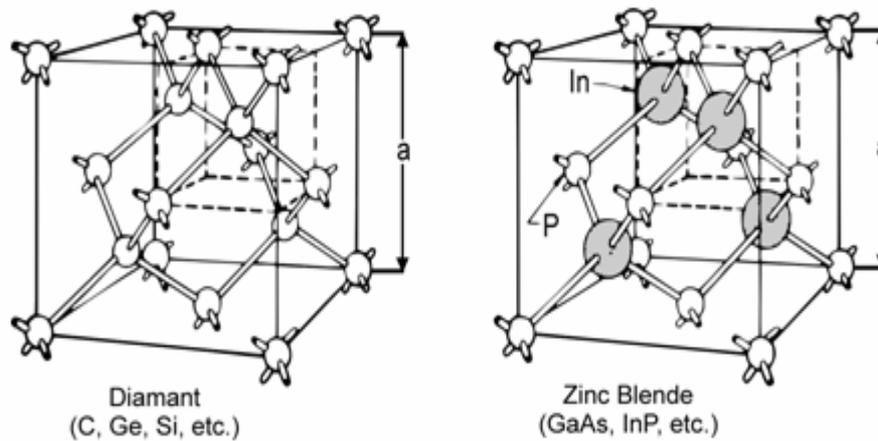


Figure II -2[22]: Mailles cristallographiques des structures Diamant et Zinc Blende.

III: 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.

III-1: PROPRIETES ELECTRONIQUES DU GaAs [23]

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 [Tableau II -2]

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

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

Tableau II -2: Données numériques de l'arséniure de gallium (GaAs : 300 K)

III-2: FABRICATION DU SUBSTRAT SEMI-ISOLANT GaAs [23]

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

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

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

IV: LE CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR

L'hétérojonction **METAL-SEMICONDUCTEUR** est fondamentale pour la réalisation des composants semi-conducteurs [24]. 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.

IV -1: DIAGRAMME DES BANDES D'ENERGIE

Pour étudier la jonction métal-semiconducteur, il faut connaître [24] :

1. **le travail de sortie du métal** ($e f_m$) : 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** ($e C$) : 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-3) représente les niveaux d'énergies du métal et du semi-conducteur avant contact.

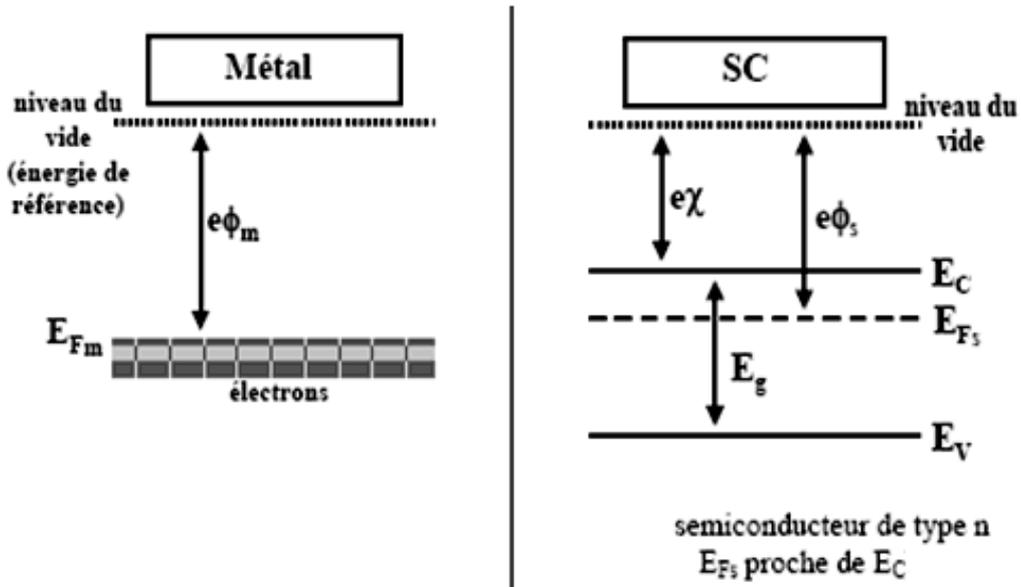


Figure II -3: Les niveaux d'énergie du métal et du semi-conducteur.

Lorsqu'un métal et un semi-conducteur sont en contact, il existe à l'interface une barrière de potentiel donnée par [4]:

$$E_b = e f_m - e c \tag{II-1}$$

Pour un semi-conducteur de type N deux cas sont possibles :

- soit $f_m \geq f_s$
- soit $f_m < f_s$

IV-1-1: Contact redresseur [25]: Cas qui correspond à $f_m \geq f_s$

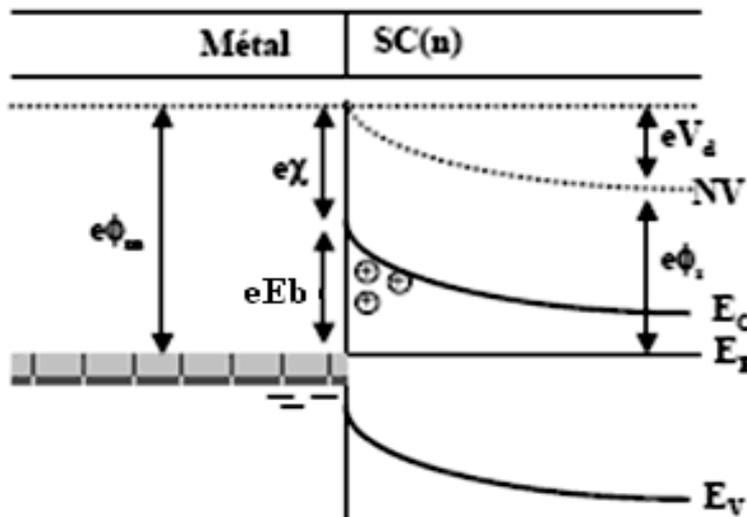


Figure II -4 : Les niveaux d'énergie de la jonction métal semi-conducteur $f_m \geq f_s$. (V_d : tension de diffusion)

Lorsque les deux matériaux sont en contact et que, à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi s'alignent, les états d'énergie peuplés les plus hauts en énergie sont dans le semi-conducteur. Il y a donc des états d'énergie plus faibles vides dans le métal. Un certain nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal d'où le phénomène d'accumulation et désert le semi-conducteur loin de l'interface métallurgique pour créer **la zone de charge d'espace**. Un champ électrique interne va se créer pour lutter contre cette diffusion, un équilibre va se créer et le phénomène va s'arrêter. On aboutit alors à l'équilibre schématisé par la figure (II-4).

On voit que dans ce cas, la barrière à l'interface commande le passage du courant du métal vers le semi-conducteur et vice versa : on se trouve dans le cas d'un contact redresseur ou **SCHOTTKY**.

IV-1-2 Contact Ohmique [26]: Cas qui correspond à $f_m < f_s$

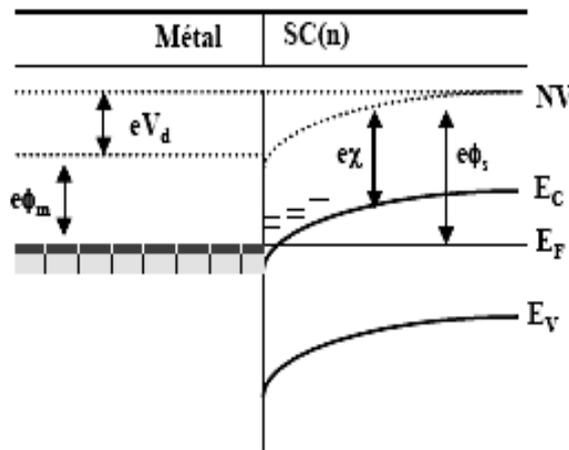


Figure II – 5 : Niveau d'énergie lorsque $f_m < f_s$. (V_d : tension de diffusion)

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-5).

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

Nous n'étudierons que le cas qui nous intéresse en tant que composant non-linéaire, c'est à dire le cas du contact redresseur.

IV-2: BARRIERE DE POTENTIEL ET ZONE DE CHARGE D'ESPACE [26]

Considérons la structure métal semi-conducteur de type N, avec $f_m \geq f_s$. 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 :

$$0 < y < h \quad r(y) = qNd \quad (\text{II-2-a})$$

$$y > h \quad r(y) = 0 \quad (\text{II-2-b})$$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2 V(y)}{dy^2} = -\frac{qNd}{e} \quad \text{avec } \mathbf{e} = \mathbf{e}_0 \mathbf{e}_{GaAs} \quad (\text{II-3})$$

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

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = -\frac{qNd}{e}(y-h) \quad (\text{II-4})$$

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

$$E_s = -\frac{qNd}{e} h \quad (\text{II-5})$$

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

$$V(y) = -\frac{qNd}{e} \left(\frac{y^2}{2} - hy \right) \quad (\text{II-6})$$

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

$$qV_{bi} = qf_m - qf_s \quad (\text{II-7})$$

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

$$V_{bi} = V(y=h) - V(y=0) = -\frac{qNd}{e} \left(\frac{h^2}{2} - h^2 \right) = \frac{qNd}{2e} h^2 \quad (\text{II-8})$$

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

$$h = \left[\frac{2e}{qN_d} V_{bi} \right]^{1/2} = \left[\frac{2e}{qN_d} (f_m - f_s) \right]^{1/2} \quad (\text{II-9})$$

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

$$h(V) = \left[\frac{2e}{qN_d} (V_{bi} - V) \right]^{1/2} \quad (\text{II-10})$$

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 coté drain que du coté source, on exprime les épaisseurs h_s et h_d compte tenu de la polarisation du transistor $V=V_{gs}$ coté source et $V=V_{gs}-V_{ds}$ coté drain [4]: l'expression (II-10). Permet d'écrire (Jonction abrupte)

$$h_s = \left[\frac{2e}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs}) \right]^{1/2} \quad h_d = \left[\frac{2e}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs} + V_{ds}) \right]^{1/2} \quad (\text{II-11})$$

$$\text{Or } V_{gd} = V_{gs} - V_{ds} \quad (\text{II-12})$$

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 coté drain que du coté source.

IV-3: COURANTS DANS LA DIODE SCHOTTKY

IV-3-1: En polarisation directe

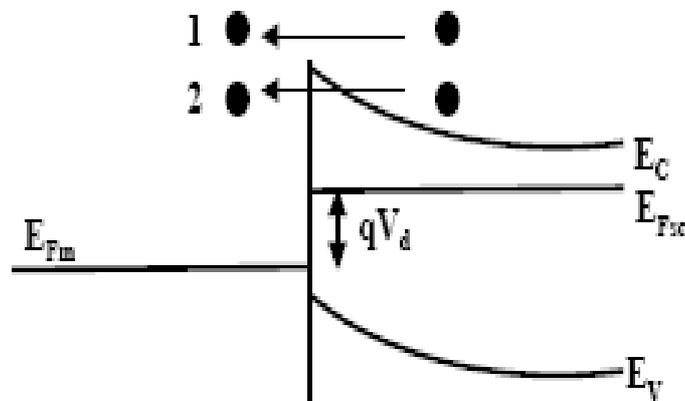


Figure II – 6: Schéma de déplacement des porteurs à l'interface.

Les deux phénomènes principaux d'une polarisation en direct (Figure II-6) :

- **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)

IV -3-2: En 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 :

$$J_{sc \rightarrow M} = J_s \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \tag{II-13}$$

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

(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 :

$$J_{M \rightarrow sc} = -J_s \tag{II-14}$$

Le courant total est donc, pour des tensions raisonnables supérieures à la tension d'avalanche V_{br} (Figure II-7) :

$$J = J_s \left(\exp\frac{qV}{kT} - 1 \right) \tag{II-15}$$

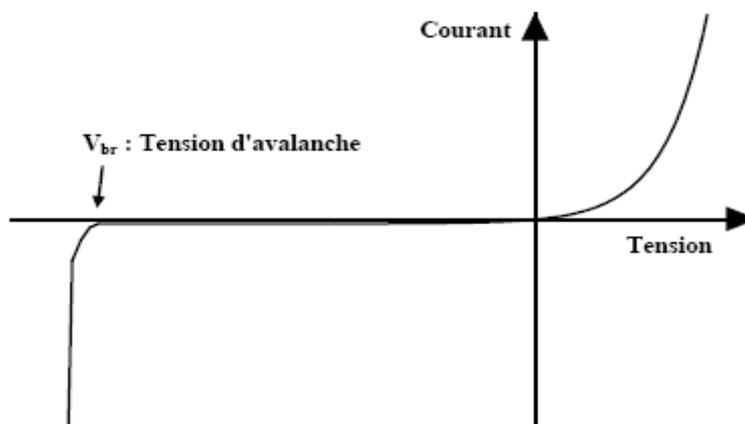


Figure II – 7: Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky.

IV -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 :

$$J = J_s \left(\exp \frac{qV}{hkT} - 1 \right) \quad (\text{II-16})$$

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 $\Phi_m < \Phi_s$

IV -4: CAPACITE D'ENTREE [26]

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.

La charge d'espace est donnée par:

$$Q_{sc} = -Q_m = q.Nd.h = [2e.q.Nd.(Vd - V)]^{1/2} \quad (\text{II-17})$$

La capacité différentielle est donnée par:

$$C(V) = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \left(\frac{e.q.Nd}{2} \right)^{1/2} . (Vd - V)^{-1/2} = \frac{e}{h} \quad (\text{II-18})$$

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

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

$$C^{-2}(V) = \frac{2}{e \cdot q \cdot Nd} (V_d - V). \quad (\text{II-19})$$

V: LE TRANSISTOR MESFET GaAs

V-1: STRUCTURE DU MESFET GaAs [15]

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-8

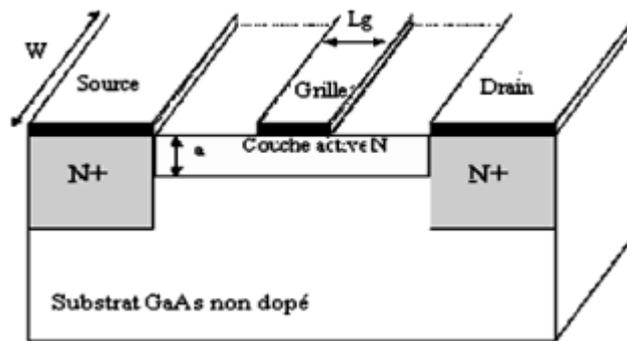


Figure II-8 : Vue en coupe d'un MESFET

En partant du bas de la figure II-8 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-8), 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 μm à 0.4 μm .

V-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-9).

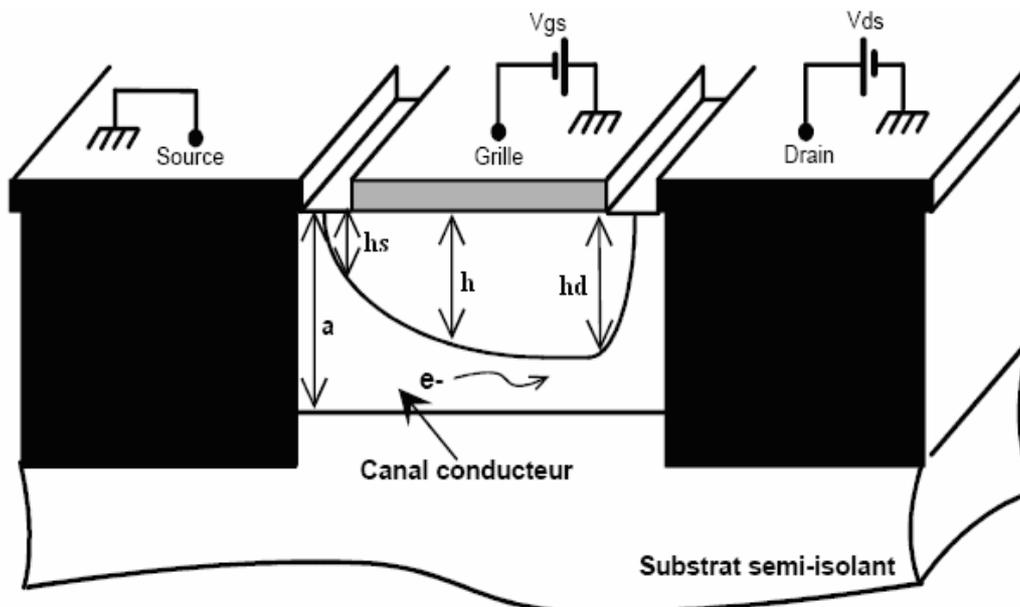


Figure II-9: Vue en coupe de la structure du MESFET et emplacement des sources de polarisation

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 [26] (fig II-10).

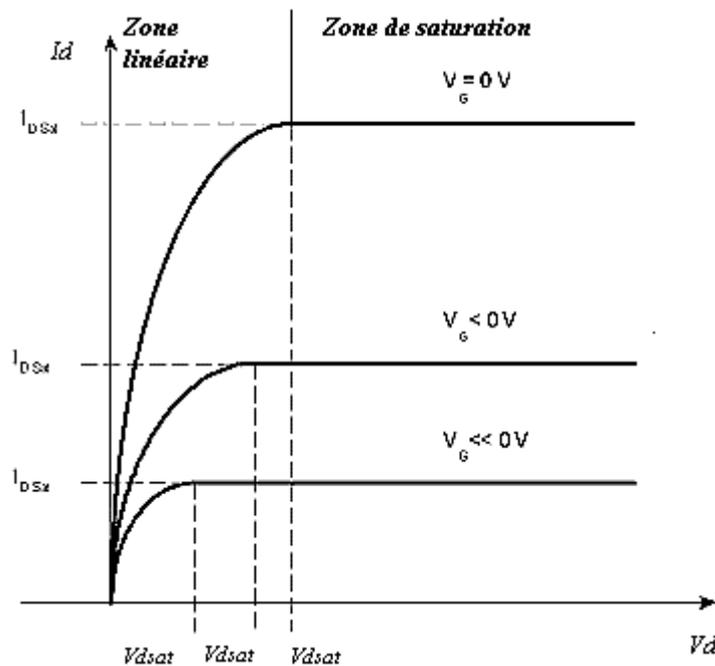


Figure II-10 : Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET

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-11-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-11-b) et figure (II-11-c) :

· Régime de pincement ($V_{ds} \leq V_{dsat}$) [27]:

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.

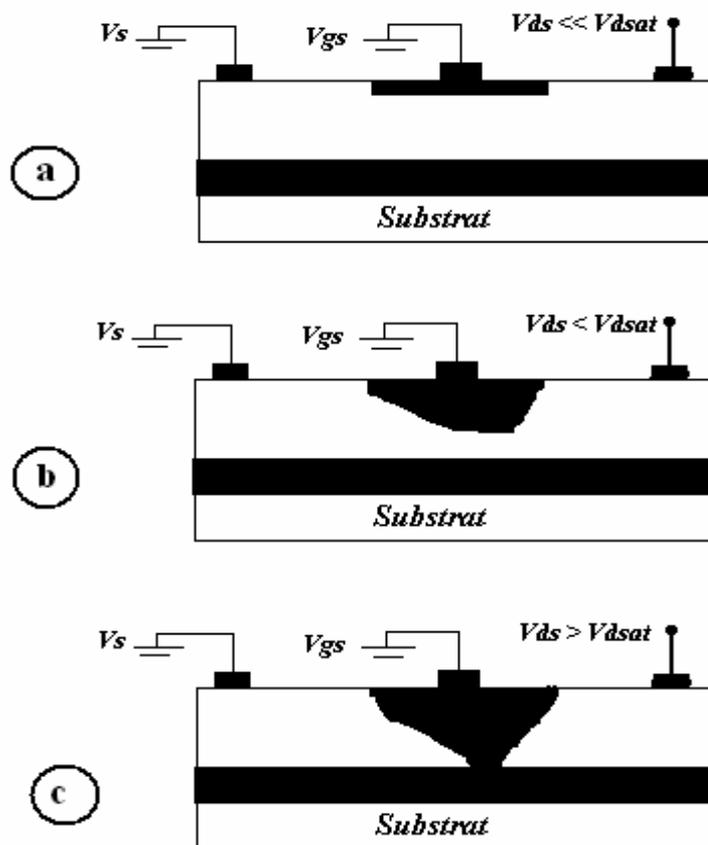


Figure II-11: Principe de fonctionnement du MESFET

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

· Régime de blocage ($V_{ds} > V_{dsat}$) [26]:

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-3 : PROCÉDES TECHNOLOGIQUES DE RÉALISATION DU MESFET SUR GaAs

Les étapes de réalisation des circuits intégrés GaAs ne sont pas fondamentalement différentes de celles de la technologie planar silicium. Elles sont, en général, moins nombreuses (5 à 7 niveaux de masquage contre 8 à 12 pour le silicium). C'est, par contre, au niveau du procédé lui-même que l'intégration III-V se distingue, d'une part, par l'utilisation de technologies «froides» (implantation ionique par exemple) et «sèches» (gravure ionique et usinage plasma), d'autre part, dans l'utilisation des procédés de lithographie très fins qui permettent d'obtenir des composants de dimensions submicroniques de hautes performances ($f_c > 15$ GHz) et de minimiser les éléments parasites.

Les coupes schématiques d'un MESFET et d'une diode Schottky relatives aux quatre processus de fabrication des circuits intégrés GaAs principalement employés, sont présentées sur la figure (II -12).

L'essentiel de ces différentes technologies est le suivant :

La technique d'isolation par MESA fréquemment employée pour les dispositifs GaAs discrets micro-ondes, elle fut la première approche utilisée pour la réalisation des circuits intégrés numériques. La couche active est élaborée par croissance épitaxiale (épitaxie phase vapeur, dépôt organométallique CVD basse pression ou par implantation ionique).

Afin de minimiser les problèmes d'interface substrat-couche active (effet substrat, courant de fuite, sensibilité à la lumière...) une couche épitaxiée non dopée servant d'interface d'épaisseur comprise entre 2 et 5 μm , est déposée sur le semi-isolant avant la réalisation de la couche active. La technique de creusement localisée sous la grille (recessed-gate), 500 à 1 000 Å de profondeur, permet d'améliorer les caractéristiques des *MESFET* en réduisant les résistances parasites d'accès au drain et à la source et les effets de surface. Simultanément, ce processus permet un ajustement précis de la tension de seuil des *MESFET*.

La technologie de fabrication planar présentée sur les figures (II-12) suit les étapes:

- a) Procédé d'isolation méso à grille enterrée.
- b) Procédé d'isolation par implantation de bore (la couche active est déposée uniformément).
- c) Procédé par implantation localisée des couches actives
- d) Procédé de grille auto-alignée :
 - 1) Couche active de type N (épitaxiée ou implantée)
 - 2) Interface non dopée optionnelle
 - 3) Substrat semi-isolant.
 - 4) Isolation par implantation localisée de bore.
 - 5) Couche active de type N implantée sélectivement.
 - 6) Sur dopage par implantation localisée N.

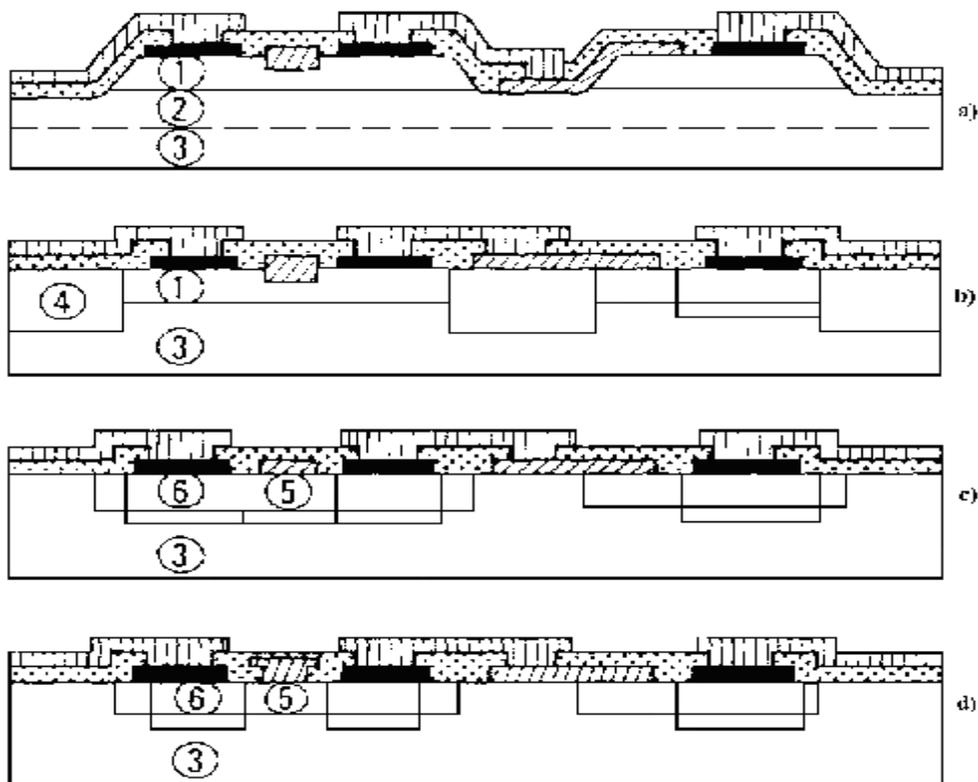


Figure II – 12 : Technologies planar.**VI-CONCLUSION**

Dans ce chapitre, les principaux critères technologiques (physiques et électriques) de l'arséniure de gallium pour les applications haute fréquence ont été abordés. Et nous avons pu démontrer tout l'intérêt de ce matériau pour ce genre d'application.

Ensuite, une étude du principe de l'hétérojonction métal-semiconducteur est établie, en effet l'ensemble des phénomènes physiques et géométriques qui la définissent, a été étudiés et formulés.

Finalement, une étude du fonctionnement du transistor MESFET GaAs composant principal de notre étude a été effectuée.

CHAPITRE III

ANALYSE DU TRANSISTOR A EFFET

DE CHAMP MESFET GaAs

Chapitre III : Analyse du transistor à effet de champ MESFET GaAs

I: INTRODUCTION

La détermination de la caractéristique du **MESFET** donné par la loi $I_d = f(V_d, V_g)$ est primordiale pour comprendre son comportement. Plusieurs expressions analytiques et empiriques ont été proposées depuis 1952[28,29].

Dans ce chapitre, nous allons déterminer les principales caractéristiques statiques du composant **MESFET GaAs** afin d'étudier son comportement physique. Le système d'équations générales régissant le comportement de la zone active est établi. Les techniques mathématiques d'analyse de la répartition du potentiel et du courant ont été développées. Puis l'ensemble des paramètres physiques et géométriques qui interviennent dans le fonctionnement du transistor sont identifiés et caractérisés.

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

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

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

- le substrat est impénétrable. Cette hypothèse sera remise en question plus loin.

- dans tout le canal les équipotentielles sont des plans perpendiculaires à l'axe Ox (figure III - 1) alors que c'est l'inverse dans la zone de charge d'espace : C'est l'hypothèse dite du « canal graduel » [30]. 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 devient l'unité.

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.

La longueur du canal libre est notée L , et ϕ_g , sera la variation totale du potentiel électrostatique à travers la zone de charge d'espace.

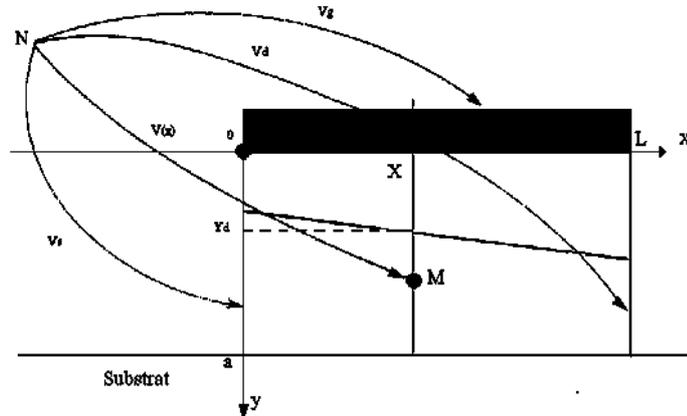


Figure III – 1 : Notations spécifiques pour l'étude du MESFET intrinsèque.

Le point $M(x, y)$ sur la figure (III-1) est un point courant dans le canal avec l'hypothèse du canal graduel c.-à-d. le potentiel au point M est indépendant de l'ordonnée y .

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 :

$$\nabla^2 \psi(x, y, z) = -\frac{r(x, y, z)}{e} \tag{III-1}$$

Potentiel électrique :

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

Densité du courant :

$$J_x = s(x, y, z).E_x \tag{III-3}$$

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,

§ $s(x, y, z)$ est la conductivité du canal,

§ $r(x, y, z)$ 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-2). Les autres régions du transistor seront modélisées à partir d'éléments linéaires extrinsèques.

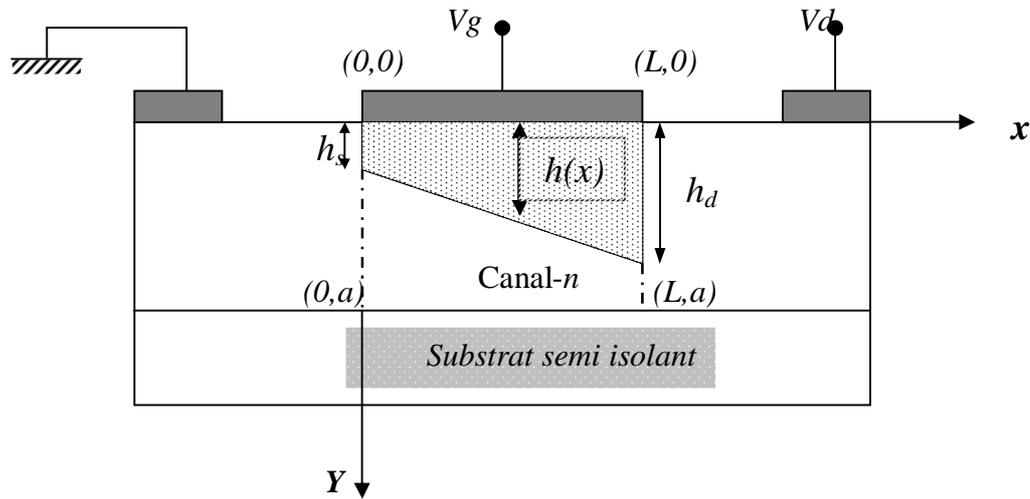


Figure III-2 : Zone active du transistor MESFET

Les axes $\overset{\cdot}{o}x$ et $\overset{\cdot}{o}y$ 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) des expressions analytiques des composantes, suivant les axes $\overset{\cdot}{o}x$ et $\overset{\cdot}{o}y$, $E_x(x, y)$ et $E_y(x, y)$ du champ électrique $E(x, y)$ dans le canal,
- Puis intégration de la composante, suivant l'axe $\overset{\cdot}{o}x$, 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 : CALCUL DU POTENTIEL ET DU CHAMP ELECTRIQUE

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

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

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

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

$$r(x, y) = q.(Nd(y) - n(x, y)) \quad (III-5)$$

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

§ Pour des raison de symétrie le potentiel est constant suivant la direction **Z**, de sorte que $\frac{d^2y}{dz^2} = 0$.

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

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

On intègre les deux membre (III-6) entre $h(x)$ à y , avec la condition $\frac{dy(x, y)}{dy} = 0$ en $y=h$; on obtient :

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

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:

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

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 :

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

Nous introduirons pour traiter les problèmes de charge de canal et de charge d'espace la fonction intégrale du dopage [6].

$$Q(y) = \int_0^y r(x, y)dy = q \cdot \int_0^y N_d(x, y)dy \quad (III-10)$$

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

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 $y=h(x)$:

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

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

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

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

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

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

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 :

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

La composante $E_x(x)$ du champ 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

(III-17) donne : $\frac{dV(x, y)}{dh(x)} = \frac{q}{e} \cdot h(x) \cdot N_d(h(x))$ ce qui permet d'écrire l'expression de $E_x(x)$ sous la forme :

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

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

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

On remplaçant $N_d(x, y)$ par N_d dans les expressions (III-9), (III-17), (III-19) on obtient :

$$E_y(x) = \frac{q \cdot N_d}{e} (y - h(x)) \quad \text{(III-20)}$$

$$V(x) = \frac{q N_d}{2e} h^2(x) + V_g - V_{bi} \quad \text{(III-21)}$$

$$E_x(x) = -\frac{q \cdot N_d}{e} h(x) \cdot \frac{dh(x)}{dx} \quad \text{(III-22)}$$

Pour expliciter le champ électrique et le potentiel, il faut connaître l'expression de $h(x)$. Dans la suite on se placera dans l'hypothèse du canal graduel, qui nous permettra de calculer 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 :

$$h(x) = \frac{h_d - h_s}{L} x + h_s \quad \text{(III-23)}$$

IV: COURANT DE DRAIN DANS LE CANAL

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) :

$$J_x = \mathcal{S}(x, y, z) \cdot E_x$$

Dans la mesure où $r(x, y)$ 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 $-r(x, y)$ [6].

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

$$s(x, y, z) = s(x, y) = r(x, y) \cdot m(E_x) \quad (\text{III-24})$$

$$J_x = r(x, y) m(E_x) \cdot E_x \quad (\text{III-25})$$

$m(E_x)$ est la mobilité des électrons qui dépend du champ 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 :

$$I_d = -\int_s J_x ds = -\int_0^z \int_h^a J_x dz dy = -Z m(E_x) \cdot E_x(x) \int_h^a r(x, y) dy \quad (\text{III-26})$$

$$I_d = -z m(E_x) \cdot E_x [Q(a) - Q(h)] \quad (\text{III-27})$$

Soit :

$$I_d = \frac{qZ}{e} \cdot m(E_x) \cdot h(x) \cdot N_d(h) \cdot [Q(a) - Q(h)] \cdot \frac{dh(x)}{dx}$$

$$I_d \cdot dx = \frac{qZ}{e} m(E_x) \cdot h(x) \cdot N_d(h) \cdot [Q(a) - Q(h)] \cdot dh(x) \quad (\text{III-28})$$

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 :

$$I_d = \frac{q \cdot Z}{e \cdot L} \int_{h_s}^{h_d} m(E_x) \cdot h(x) \cdot N_d(h) \cdot [Q(a) - Q(h)] \cdot dh(x) \quad (\text{III-29})$$

En supposant une mobilité constante m_n :

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

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

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

h_s et h_d sont données par l'expression II-11 :

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

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

En définissant le courant de pincement par :

$$I_p = \frac{(qN_d)^2 Z m_n a^3}{2eL} \quad \text{(III-32)}$$

Et la tension de pincement V_p par :

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

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 : $V_d \ll (V_{bi} - V_g)$

L'équation (III-34) se réécrit:

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

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 saturé

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 :

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

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

V: TRANSCONDUCTANCE ET CONDUCTANCE [6]

L'expression de I_d permet de calculer les deux paramètres fondamentaux du transistor que sont la transconductance g_m , et la conductance du canal appelée plus communément conductance de drain g_d .

La transconductance est l'expression du mécanisme de commande d'un transistor : elle représente la variation du courant dans le canal modulé par la tension de grille, à tension drain source constante.

La transconductance est donnée par :

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

Dans la région linéaire, g_m est obtenue à partir de l'équation (III-35) :

$$g_m = \frac{Zm_n}{L} (2eqN_d)^{1/2} \left[(V_{bi} - V_g + V_d)^{1/2} - (V_{bi} - V_g)^{1/2} \right] \quad (\text{III-39})$$

Dans la région de saturation une dérivation de l'équation (III-37) :

$$g_{m_s} = \frac{Zm_n}{L} (2eqN_d)^{1/2} \left[(V_p)^{1/2} - (V_{bi} - V_g)^{1/2} \right] \quad (\text{III-40})$$

La conductance traduit la résistance du canal : c'est la variation du courant de drain en fonction de la variation de la tension V_d à polarisation de grille constante.

Son expression est donnée par :

$$g_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_d} \quad \text{à } V_g = \text{constante} \quad (\text{III-41})$$

De l'équation (III-37) on trouve l'équation de la conductance dans la région linéaire :

$$g_d = \frac{Zm_n}{L} (2eqN_d)^{1/2} \left[(V_p)^{1/2} - (V_{bi} - V_g + V_d)^{1/2} \right] \quad (\text{III-42})$$

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 .

$$g_d = 0 \quad (\text{III-43})$$

VI : EFFETS DES PARAMETRES PHYSIQUES ET GEOMETRIQUES :

VI-1 : INFLUENCE DES RESISTANCES D'ACCES

Les caractéristiques obtenues par les mesures sont celles des grandeurs externes ou extrinsèques (I_{ds}, V_{ds}, V_{gs}) du transistor. Or, les caractéristiques que nous avons présentées sont celles des grandeurs internes ou intrinsèques (I_d, V_d, V_g) où l'on a assimilé le transistor à un générateur de courant I_d commandé par deux tensions qui sont effectivement appliquées au droit du canal et auquel sont connectées des impédances de nature différentes (inductances, impédances)[31].

Cependant, lors d'une caractérisation quasi-statique les impédances réactives n'interviennent pas on peut alors déduire la caractéristiques internes $I_d(V_d, V_g)$ de la caractéristique externe $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ en incluant l'effet des résistances parasites d'accès de source R_s et de drain R_d , (figure III – 3), soit en tenant compte des relation suivantes :

$$\begin{cases} I_{ds} = I_d \\ V_g = V_{gs} - R_s I_d \\ V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_d \end{cases} \quad (\text{III-44})$$

Les expressions des courants se réécrivent de nouveau comme suit:

L'équation générale :

$$I_{ds}(V_{ds}, V_{gs}) = I_p \left[\frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_{ds}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_d I_{ds}}{V_p} \right)^2 + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^2 \right] \quad (\text{III.45})$$

Régime linéaire :

$$I_{ds}(V_{sd}, V_{gs}) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - v_{gs} + R_s I_{ds}}{V_p}} \right\} \{ V_{ds} - (R_s + R_d) I_{ds} \} \quad (\text{III-46})$$

Régime saturé :

$$I_{dsat} = I_p \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^2 \right] \quad (\text{III-47})$$

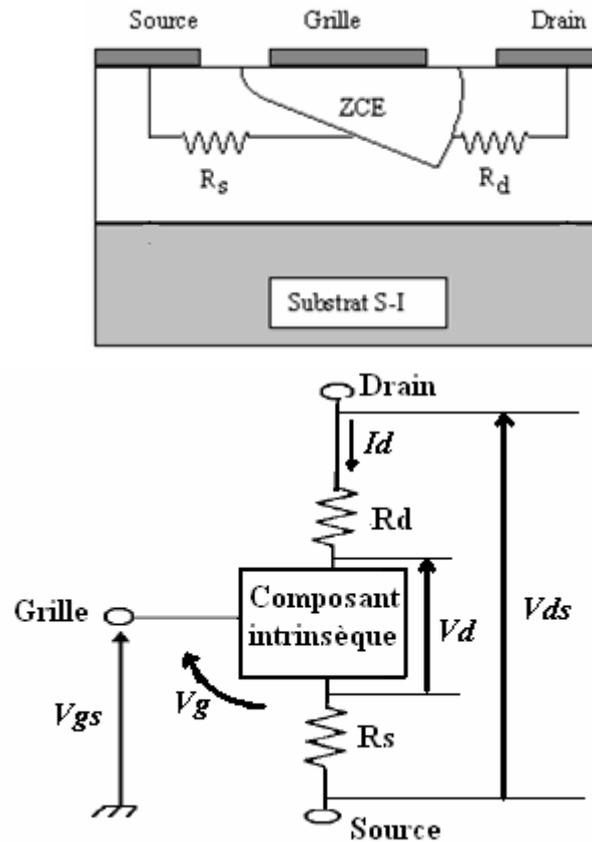


Figure III – 3 : Résistances parasites dans le MESFET GaAs.

Les résistances de source R_s et de drain R_d traduisent l'effet résistif des contacts ohmiques situés entre les électrodes externes de source ou de drain et la zone active du canal.

VI-2 : EFFET DE LA LOI DE MOBILITE

Les caractéristiques courant-tensions dépendent de la loi de mobilité des porteurs en fonction du champ électrique. Le choix d'une loi de mobilité est important pour une description correcte des phénomènes physiques dans les MESFET à grille submicronique.

Dans le domaine des champs électriques faibles, les porteurs libres sont en équilibre thermodynamique avec le réseau et leur vitesse moyenne est proportionnelle au champ électrique :

$$v(E) = m_0 E \quad (\text{III-48})$$

Lorsque le champ électrique est élevé, le transfert intervallés des électrons induit dans le **GaAs** une décroissance de la vitesse des porteurs et entraîne une mobilité différentielle fortement négative. Cependant, il n'existe pas une loi qui traduit réellement les variations de cette mobilité avec le champ électrique et plusieurs expressions analytiques approchées ont été proposées pour cette fonction. Notre choix s'est porté sur les lois suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_1(E) = m_1(E)E = \frac{m_n E}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)} \quad [15] \end{array} \right. \quad (III-49)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_2(E) = m_2(E)E = \frac{m_n E + v_s \left(\frac{E}{E_c}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^4} \quad [17,32] \end{array} \right. \quad (III-50)$$

D'où les expressions des mobilités :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_1(E) = \frac{m_n}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)} \quad [15] \end{array} \right. \quad (III-51)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} m_2(E) = \frac{m_n + v_s \left(\frac{E^3}{E_c^4}\right)}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^4} \quad [17] \end{array} \right. \quad (III-52)$$

$E_c = v_s / m_n$ où m_n est la mobilité des électrons à faible champ 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 :

$$I_{ds}(V_{ds}, V_{gs}) = I_p A \left[\frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_{ds}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_d I_{ds}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (III-53)$$

Régime linéaire :

$$I_{ds}(V_{sd}, V_{gs}) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - v_{gs} + R_s I_{ds}}{V_p}} \right\} \{ V_{ds} - (R_s + R_d)I_{ds} \} \quad (III-54)$$

Régime saturé :

$$I_{dsat} = I_p A \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (III-55)$$

$$\text{Avec : } A = \frac{m_1(E)}{m_n} = \frac{1}{1 + \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_d}{L.E_c}}$$

Deuxième Loi :

L'équation générale :

$$I_{ds}(V_{ds}, V_{gs}) = I_p B \left[\frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_{ds}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_d I_{ds}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (III-56)$$

Régime linéaire :

$$I_{ds}(V_{sd}, V_{gs}) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - v_{gs} + R_s I_{ds}}{V_p}} \right\} \{ V_{ds} - (R_s + R_d)I_{ds} \} \quad (III-57)$$

Régime saturé :

$$I_{dsat} = I_p B \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (III-58)$$

Avec :

$$B = \frac{m_2(E)}{m_n} = \frac{1 + \frac{v_s}{m_n} \left(\frac{(V_{ds} - (R_s + R_d)I_d)^3}{L^3 \cdot E_c^4} \right)}{1 + \left(\frac{(V_{ds} - (R_s + R_d)I_d)}{LE_c} \right)^4}$$

VI- 3 : EFFET DES TENSIONS DE BORDS

Pour calculer la tension sous la grille, la zone de charge d'espace est divisée en deux régions principales comme il est montré dans la figure (III – 4) [33]:

a) La région (1): Au-dessous de la grille directement, elle est dite région contrôlée par la grille. Nous utilisons l'approximation unidimensionnelle pour calculer la composante de la relation de tension $V(x, y)$ spécifique à cette région.

b) La région (2): En dehors de la première région dite région non contrôlée par la grille.

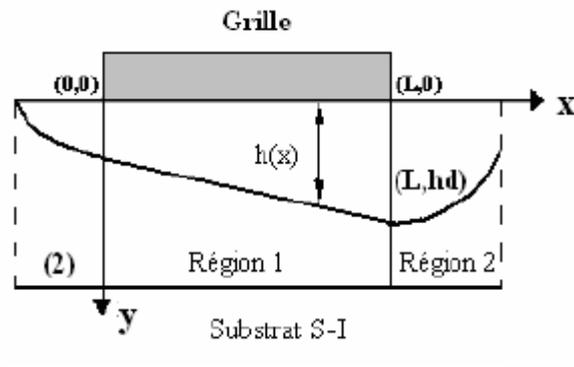


Figure III – 4: Les différentes régions de déplétion.
(1) contrôlée par la grille, (2) non contrôlée par la grille.

La tension bidimensionnelle du canal sous la grille s'écrit en tenant compte des effets de bords comme suit :

$$V_c(x, y) = V(x, y) + V_l(x, y) \quad \text{(III-59)}$$

Où $V(x, y)$ est la tension dans le canal (**région1**) définie précédemment équation (III-17)

$$V(x, y) = \frac{q}{e} \int_0^{h(x)} y N_d(y) dy + V_g - V_{bi}$$

Et $V_l(x, y)$ est la tension due au débordement de la région de déplétion côté source et côté drain (**région 2**), elle est donnée par :

$$V_l(x, y) = \left[A_1^s \frac{\text{Sinh}(k_1(L-x))}{\text{Sinh}(k_1L)} + A_1^d \frac{\text{Sinh}(k_1x)}{\text{Sinh}(k_1L)} \right] \text{Sin}(k_1y) \quad \text{(III-60)}$$

$$\text{Avec : } A_1^s = \frac{2}{a} \int_0^a [V_c(0, y) - V_q(0, y)] \text{Sin}(k_1y) dy \quad \text{(III-61)}$$

$$\text{Et : } A_1^d = \frac{2}{a} \int_0^a [V_c(L, y) - V_q(L, y)] \text{Sin}(k_1y) dy \quad \text{(III-62)}$$

A_1^s et A_1^d sont des coefficients de Fourier pour la tension supplémentaire de grille côtés source et drain respectivement.

$$\text{Et : } k_1 = \frac{p}{2a}$$

A partir de (3) et (4) l'expression de la tension totale devient :

$$V_c(x, y) = \int_0^{h(x)} \frac{qN_d(x, y)}{e} y dy + V_l(x, y) - V_{bi} + v_g \quad \text{(III-63)}$$

L'effet de la tension $V_l(x, y)$ est pris en considération dans les expressions de la tension de drain et de grille suivantes:

$$\begin{cases} V_d \rightarrow V_d + V_{ld} \\ V_g \rightarrow V_g + V_{ls} \end{cases}$$

Où V_{ls} et V_{ld} sont des composantes de $V_l(x, y)$ côtés source et drain respectivement, elles sont calculées à partir des équations suivantes :

$$V_{ls} = V_l(0, h_s) = A_1^s \text{Sin}\left(\frac{h_s p}{2a}\right) \quad \text{(III-64)}$$

$$V_{ld} = V_l(L, h_d) = A_1^d \text{Sin}\left(\frac{h_d p}{2a}\right) \quad (\text{III-65})$$

Les expressions des coefficients A_1^s et A_1^d sont très complexes, Elles sont liées essentiellement aux tensions de polarisations V_d et V_g , et aux tensions V_{bi} et V_p .

$$A_1^s = V_p \left[a_1 + b_1 \left(\frac{V_{bi} - V_g - V_l}{V_p} - c_1 \right)^{1/2} \right]$$

$$A_1^d = V_p \left[a_1 + b_1 \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g - V_l}{V_p} - c_1 \right)^{1/2} \right]$$

Pour un dopage uniforme les coefficients a_1 , b_1 , c_1 et V_l sont constants.

Pour obtenir les expressions réelles des caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$, il suffit de remplacer les termes intrinsèques par les termes extrinsèques dans toutes les relations précédentes.

Donc :

$$\begin{cases} I_d = I_{ds} \\ V_d = V_{ds} + V_{ld} - (R_s + R_d)I_d \\ V_g = V_{gs} + V_{ls} - R_s I_d \end{cases}$$

Longueur effective du canal

L'extension latérale de la zone de charge d'espace de la grille (effet de bord) conduit à un allongement du canal. Comme le montre la figure (III -5): Le canal est divisé en trois régions selon la valeur du champ électrique.

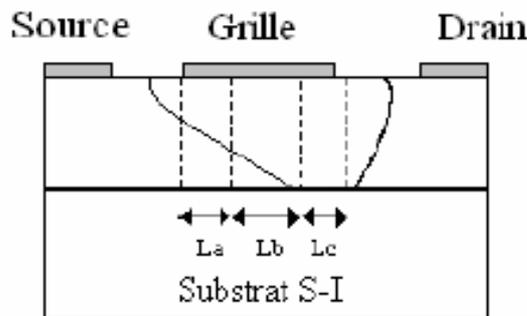


Figure III -5: Répartition de la zone active selon la variation du champ électrique.

Les caractéristiques $I_d(V_d, V_g)$ du transistor MESFET GaAs correspondant à des régimes de fonctionnement différents, sont régies par les équations suivantes:

a) Régime linéaire :

Ce régime existe tant que « L_a » occupe tout le canal, il correspond au domaine des champs faibles où la mobilité est égale à μ_n .

L'expression du courant de drain dans ce régime s'écrit comme :

$$I_d(V_d, V_g) = I_{pl} \left[\frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad \text{(III-66)}$$

où :
$$I_{pl} = \frac{(qN_d)^2 Z m_n a^3}{2eL_a}$$

b) Régime de pincement :

Quand la tension de drain augmente, le champ électrique dans le canal augmente au delà de E_0 . Le canal sous la grille présente alors deux régions : L'une de longueur « L_a » dans laquelle le champ est inférieur à E_0 et la mobilité des électrons est constante donnée par $\mu = \mu_n$. L'autre de longueur « L_b » ($L = L_a + L_b$) dans laquelle le champ est supérieur au champ E_0 mais inférieur au champ E_m , et la mobilité des électrons est donnée par l'expression:

$$m = \frac{m_n}{\left[1 + \left(\frac{E - E_0}{E_s} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad \text{[5]} \quad \text{(III-67)}$$

avec :

$$E_0 = \frac{1}{2} \left[E_m + (E_m^2 - 4E_s^2)^{1/2} \right]$$

E_m : le champ de seuil, correspondant au maximum du régime de survitesse.

E_s : le champ critique pour lequel la vitesse en régime linéaire est égale à la vitesse de saturation.

1^{ère} Région :

Pour $E < E_0$ et $0 < x < L_a$

On a
$$L_a = I_{pl} \cdot \frac{L}{I_d} \left[\frac{V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{da} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad \text{(III-68)}$$

2^{ème} Région :

Pour $E_0 < E < E_m$ et $L_a < x < L$

$$\text{On a } L_b = I_{ps} \cdot \frac{L}{I_d} \left[\frac{V_d - V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{da} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-69})$$

$$\text{Où : } I_{ps} = \frac{I_p}{\left[1 + \left(\frac{E - E_0}{E_s} \right)^2 \right]^{1/2}}$$

c) Régime de saturation :

Dans ce cas le canal sous la grille est divisé en trois régions L_a , L_b et L_c où :

$$L = L_a + L_b + L_c$$

1^{ère} Région :

Pour $E < E_0$ et $0 < x < L_a$

$$L_a = I_{pl} \cdot \frac{L}{I_d} \left[\frac{V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{da} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-70})$$

2^{ème} Région :

Pour $E_0 < E < E_m$ et $L_a < x < L_a + L_b$

$$L_b = I_{ps} \cdot \frac{L}{I_d} \left[\frac{V_{dm} - V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{dm} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{da} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-71})$$

3^{ème} Région :

Pour $E > E_m$ et $L_a + L_b < x < L$

$$L_c = I_{ps} \cdot \frac{L}{I_d} \left[\frac{V_d - V_{dm}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{dm} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-72})$$

Où : V_{da} et V_{dm} sont les tensions maximales des régimes linéaire et de pincement successivement.

VII : LES EFFETS THERMIQUES

La température de fonctionnement d'un transistor de puissance RF ou micro-ondes est un paramètre très important qui affecte aussi bien les performances, les limites de fonctionnement ou la durée de vie du composant

En effet, une augmentation de la température de jonction entraîne une décroissance de la mobilité des électrons et par conséquent une diminution du courant de drain I_{DS} . L'équation (III.73) donne la loi de variation classique de la mobilité des électrons en fonction de la température pour l'Arséniure de Gallium [34].

$$m = m_0 (300^\circ K) \left[\frac{300}{T_R} \right]^{0.6} \quad (\text{III-73})$$

La vitesse de saturation varie avec la température comme [35] :

$$v_s = \frac{2.410^5}{1 + \exp(T / 600)} \text{ m / s} \quad (\text{III-74})$$

Selon **Conger** [36] la dépendance de la tension de seuil peut être approximativement donnée par :

$$V_{th} = V_{th} (300^\circ K) - a_{vT} T \quad (\text{III-75})$$

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

Résistance thermique

La largeur de la bande interdite du GaAs comparée à celle du Silicium fait du GaAs le plus utilisé dans une large gamme de température (de -50° à 125°) et le plus important pour les circuits digitaux. Notre modèle a pris en considération la différence entre la température du composant et la température ambiante 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.

$$R_{th} = \frac{T_j - T_a}{P} \quad [27] \quad (\text{III-76})$$

Avec:

R_{th} : est la résistance thermique jonction - ambiante.

T_j : est la température de jonction.

T_a : est la température ambiante.

P : est la puissance dissipée dans la jonction.

Wachutka [24] a développé une théorie thermodynamique rigoureuse sur les propriétés thermiques dans les composants à semi-conducteur. Dans le cas des MESFETs la figure (III-6) montre une estimation approximative de la répartition de la chaleur dans un MESFET de $L = 0.5 \mu\text{m}$, $I_d = 216 \text{ mA/mm}$ et $V_{ds} = 4 \text{ V}$. 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 MESFET et HEMT, ils aboutissent aux résultats suivants :

Variation non significative de R_{th} en fonction de la longueur de grille L ; exemple $R_{th} = 55,48,38^\circ\text{C/W/mm}$ pour $L = 0.2, 0.5, \text{ et } 2 \text{ mm}$ respectivement pour un doigt de grille (petit transistor), R_{th} augmente légèrement en fonction de la longueur de grille Z , exemple $R_{th} = 44 \text{ et } 64^\circ\text{C/W/mm}$ pour $Z = 50 \text{ mm}$ et 1 mm 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.

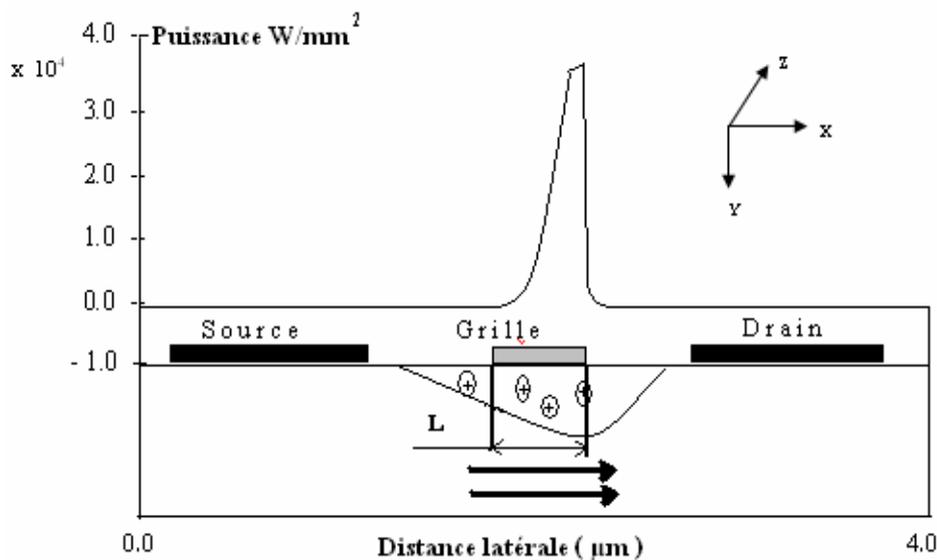


Figure III-6 Puissance dissipée selon la distance latérale dans un MESFET

VIII-CONCLUSION

Nous avons établi l'ensemble des relations qui décrivent les phénomènes physiques régissant le comportement du transistor MESFET GaAs. Ces relations ont permis de reconnaître l'influence des paramètres physiques et des paramètres géométriques sur le comportement électrique du composant. Aussi Les effets thermiques indésirables venant diminuer les performances des MESFET sont décrits par des expressions donnant en particulier la mobilité et la vitesse des électrons en fonction de la température.

CHAPITRE IV

RESULTATS ET INTERPRETATION

Chapitre IV : Résultats de simulation et interprétation des phénomènes

I: INTRODUCTION:

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de simulation des propriétés statiques du transistor MESFET GaAs .Pour cela, nous avons mis au point un logiciel de simulation.

II: LOGICIEL DE SIMULATION:

Ce logiciel de simulation interactif avec l'utilisateur, décrit en langage **Matlab version 7**, est une application directe des expressions établies dans le chapitre précédent.

Le logiciel est composé de deux parties. La première partie est conçue à partir d'équations que nous avons obtenues lors de la détermination des caractéristiques du courant de drain en fonction des tensions de polarisations et des paramètres physiques et géométriques du composant. Il permet de déterminer :

- Les caractéristiques courant tension I-V dans les différents régimes de fonctionnement.
- La vitesse et la mobilité des électrons en fonction du champ électrique.
- La conductance et la transconductance.
- L'effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V.
- L'effet des tensions V_{ls} et V_{ld} sur les caractéristiques I-V.
- L'effet des paramètres géométriques et technologiques (L , a , Z , N_d) sur les caractéristiques I-V du transistor.

La deuxième partie est consacrée à l'effet de la température sur les caractéristiques I-V du MESFET, il détermine:

- La variation de la mobilité et la vitesse de saturation en fonction de la température.
- La variation de la mobilité et la vitesse en fonction du champ électrique pour différentes températures.
- Les caractéristiques I-V pour différentes températures.

III- CARACTERISTIQUES DE COURANT DE DRAIN :

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.

Le tableau suivant regroupe les paramètres du transistor utilisé.

Transistor	L(μm)	a(μm)	Z(μm)	V_{bi} (V)	$N_d(\text{m}^{-3})$	$\mu_n(\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1})$	$V_s(\text{ms}^{-1})$
MESFET1	4	0.3	360	0.8	$6.7 \cdot 10^{22}$	0.3740	$0.97 \cdot 10^5$

Tableau IV-1: paramètres du MESFET1

L'algorithme de calcul est schématisé sur la figure (IV-1).

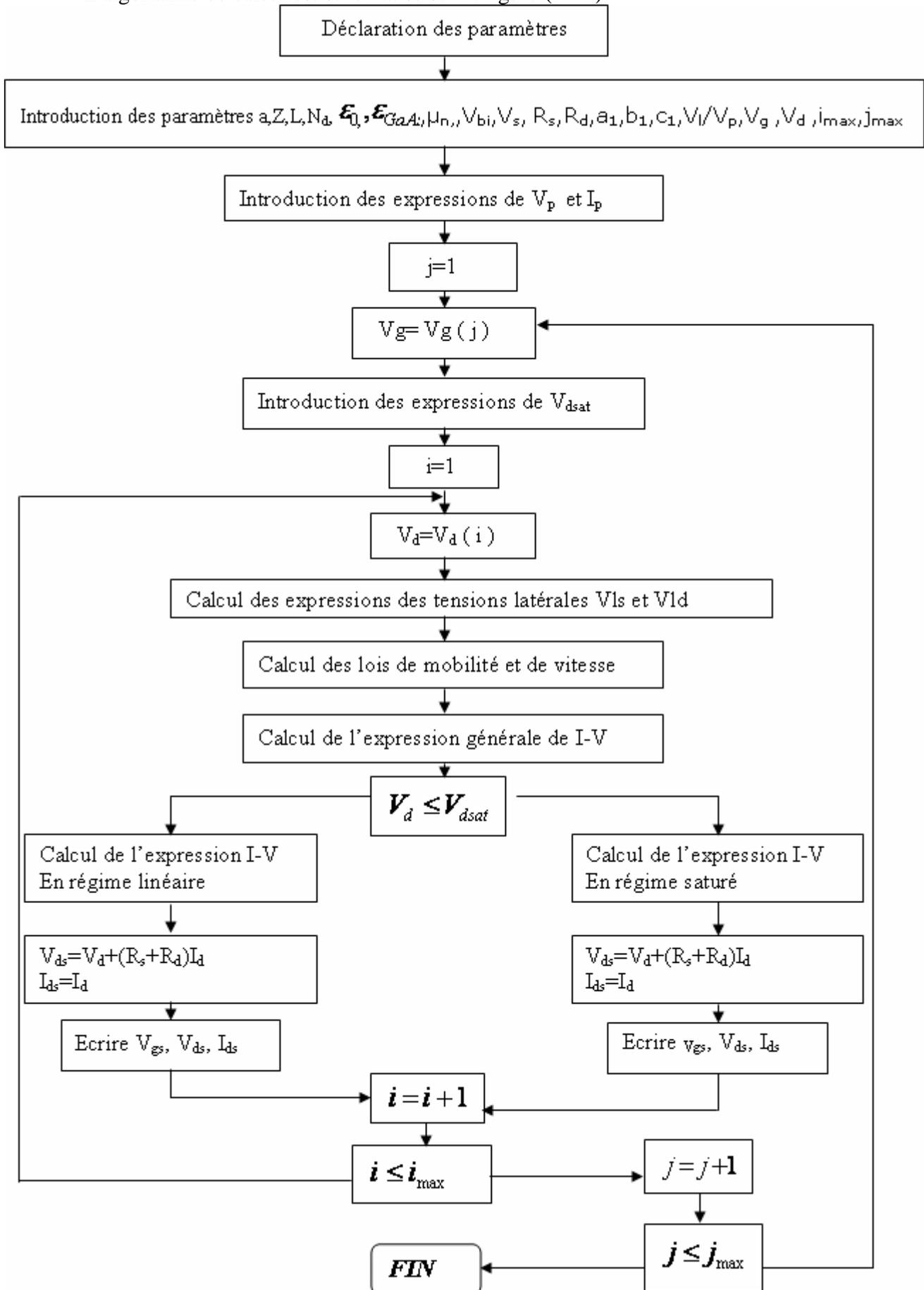


Figure IV-1: Organigramme de calcul des caractéristiques I-V.

Sur les figures (IV-2), (IV-3), (IV-4) , nous avons présenté dans le cas du transistor MESFET1 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 champ électrique (expressions (III-53) et (III-56)).

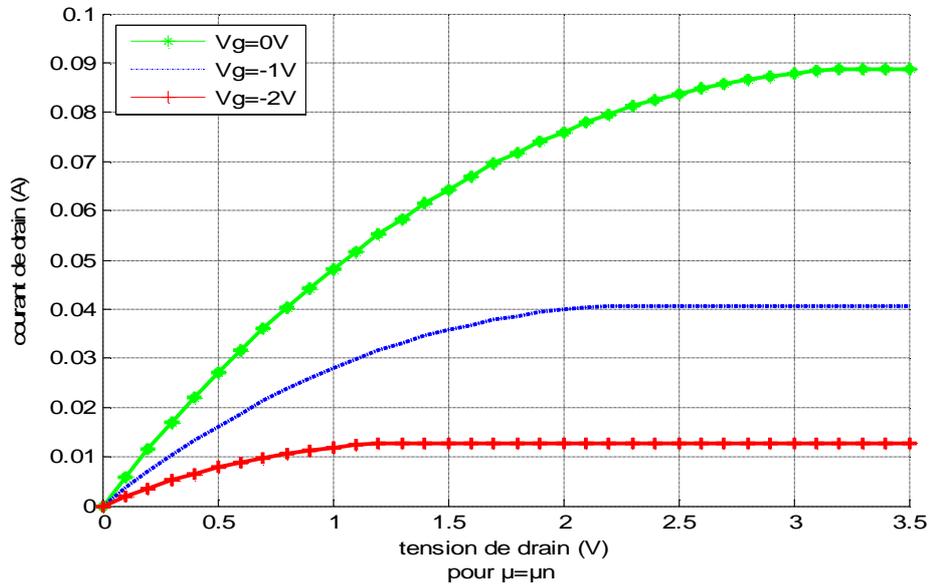


Figure IV-2 : Caractéristiques I-V à mobilité constante pour le MESFET1

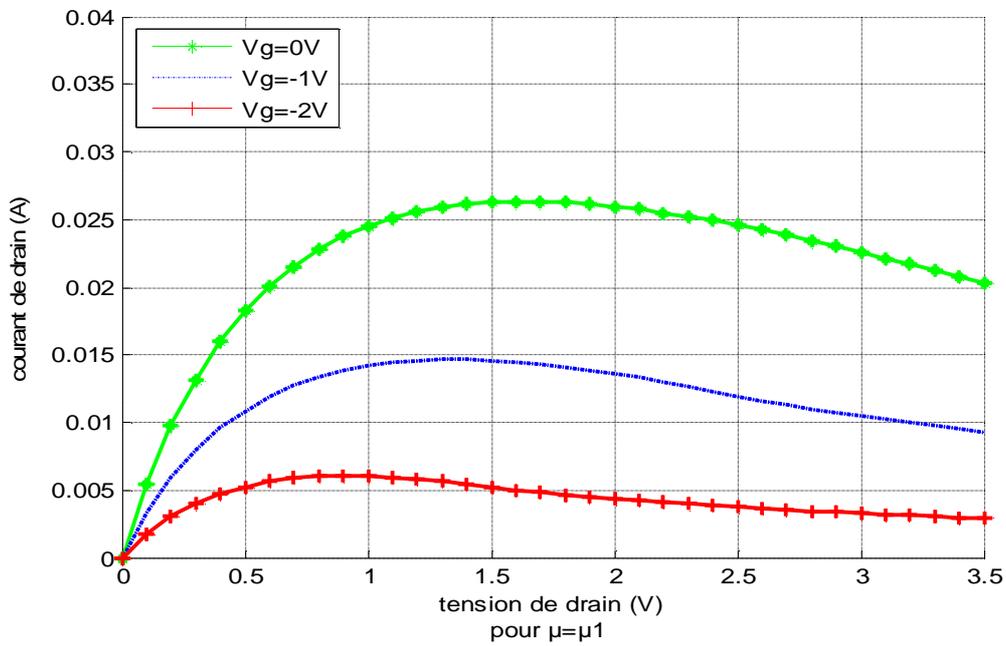


Figure IV-3 : Caractéristiques I-V à mobilité variable pour le MESFET1

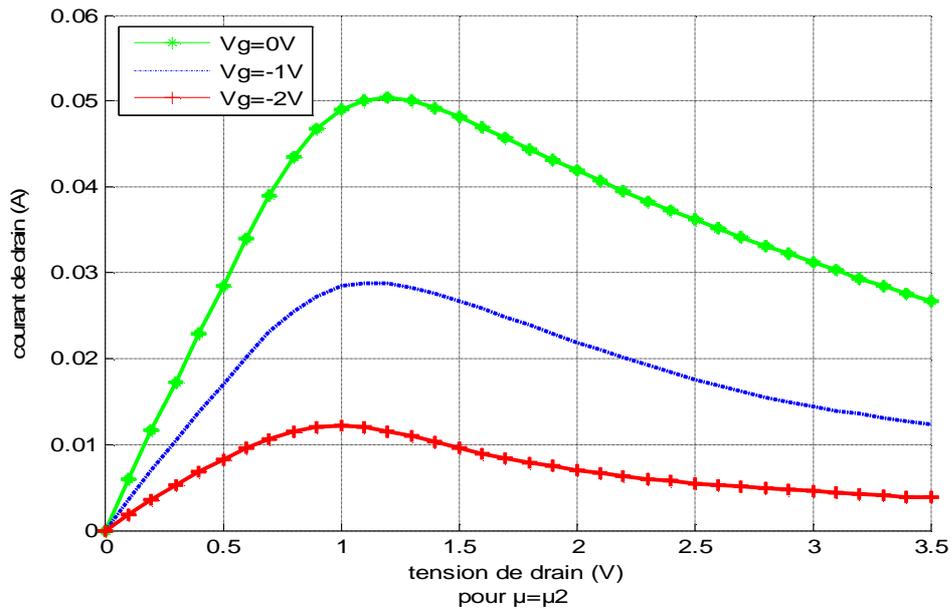
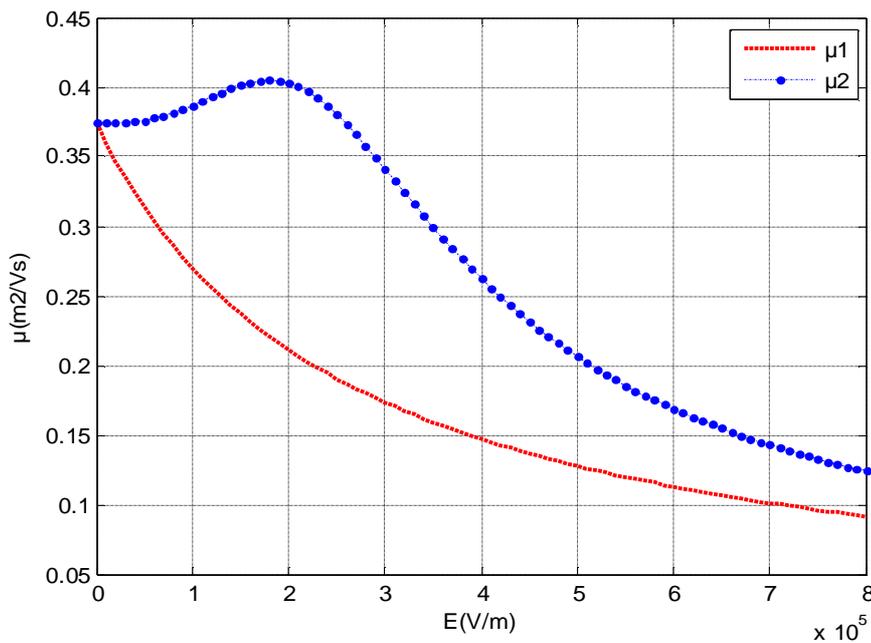


Figure IV-4 : Caractéristiques I-V à mobilité variable pour le MESFET1

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-49), (III-50), (III-51), (III-52)), sont représentées figures IV-5 et IV-6.



FigureIV-5 : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champs électrique pour le MESFET1

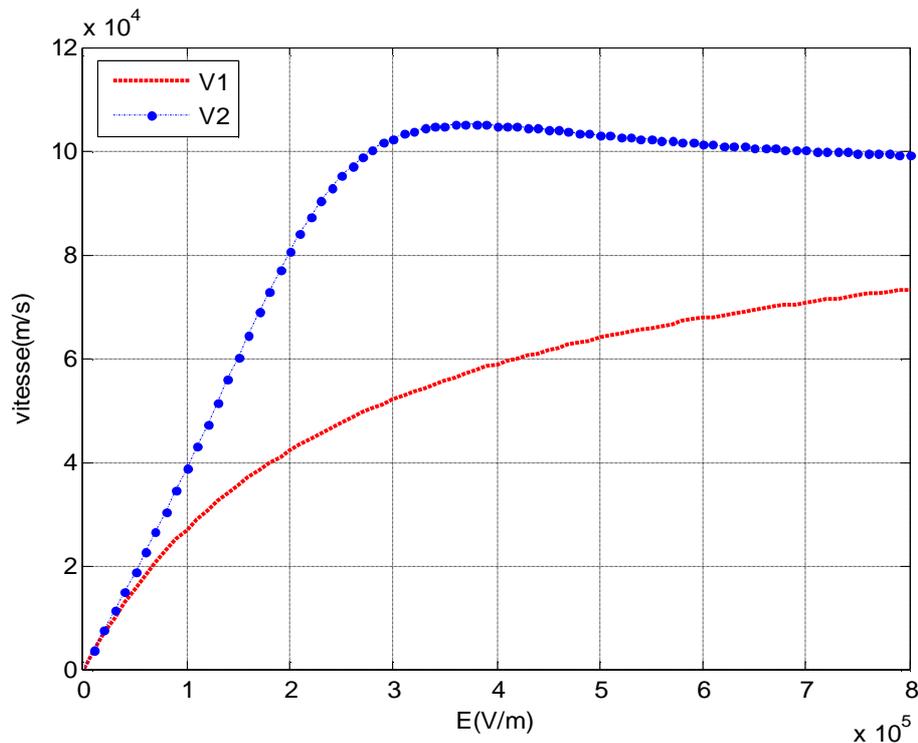


Figure IV-6 : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champs électrique pour leMESFETI

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 [23,36] du même transistor, aux tensions de grille suivantes: $V_g = 0V$ (figure IV-7) et $V_g = -1V$ (figure IV-8).

Au 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} .

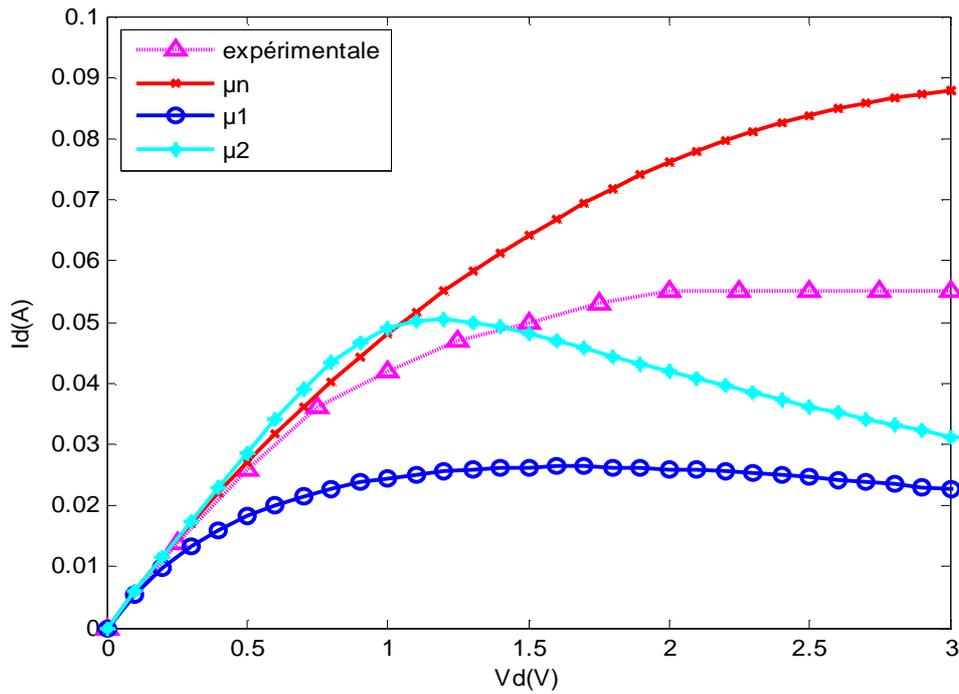


Figure IV-7 : Comparaison théorie-expérience pour le MESFET1 ($V_g=0V$)

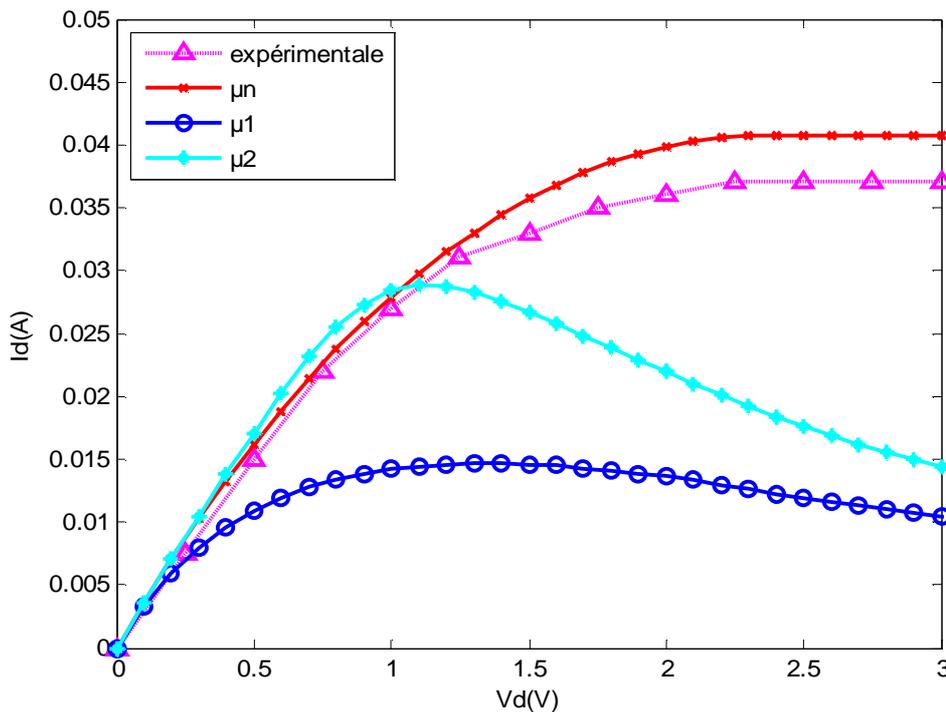


Figure IV-8 : Comparaison théorie-expérience pour le MESFET1 ($V_g=-1V$)

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 faible 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-8). 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 en régime de saturation et dont nous avons tenue compte ultérieurement.

IV- EFFET DES RESISTANCES PARASITES SUR LES CARACTERISTIQUES I-V:

Afin de bien illustrer l'effet des résistances parasites de source R_s et de drain R_d sur les caractéristiques I-V du MESFET GaAs, nous avons présenté sur la figure IV-9, et dans le cas du transistor MESFET1 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 importants 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 .

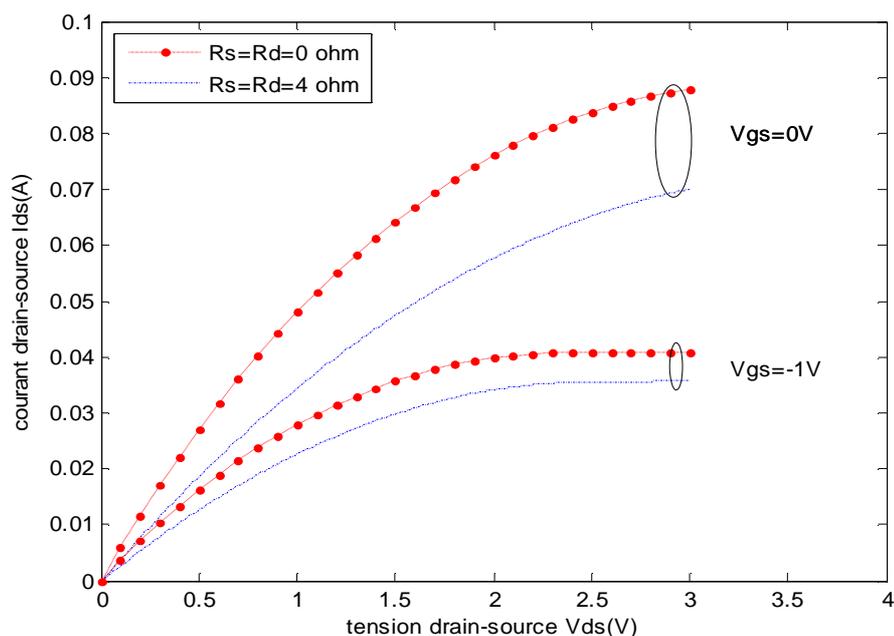


Figure IV-9 : Influence des résistances parasites sur les caractéristiques I-V pour le MESFET1

V-EFFET DE LA TENSION $V_l(x,y)$:

La résolution de l'équation de Poisson doit prendre en considération deux tensions existant aux bords du canal conducteur V_{ls} côté source et V_{ld} côté drain. Ces tensions malgré leurs valeurs très faibles influencent sur les caractéristiques statiques I-V du transistor.

L'étude a été effectuée sur deux transistors le MESFET N°1 et le MESFET N°2 [24] dont les paramètres sont regroupés dans le tableau suivant :

Paramètres 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)	V_p (V)
MESFET1	1	0.153	300	0.85	$1.17 \cdot 10^{23}$	0.4000	$3.6 \cdot 10^5$	1.93
MESFET2	0.5	0.1435	300	0.85	$1.31 \cdot 10^{23}$	0.4000	$7.3 \cdot 10^5$	1.95

Tableau IV- 2 : Les paramètres géométriques et physiques des transistors MESFET1 et MESFET2

Pour calculer les tensions V_{ld} et V_{ls} (expressions III-64et III-65), les valeurs des paramètres a_1, b_1, c_1 et V_l/V_p utilisés sont regroupées dans le tableau IV - 3.

Paramètres transistor	a_1	b_1	c_1	V_l/V_p
MESFET1	-0.10	0.10	0.04	0.01
MESFET2	-0.14	0.10	0.03	0.01

Tableau IV – 3 : Les paramètres a_1, b_1, c_1 et V_l/V_p des transistors 1 et 2

Sur les figures IV -10 et IV-11 nous présentons l'effet de ces tensions de bord pour les deux structures que nous avons étudiées

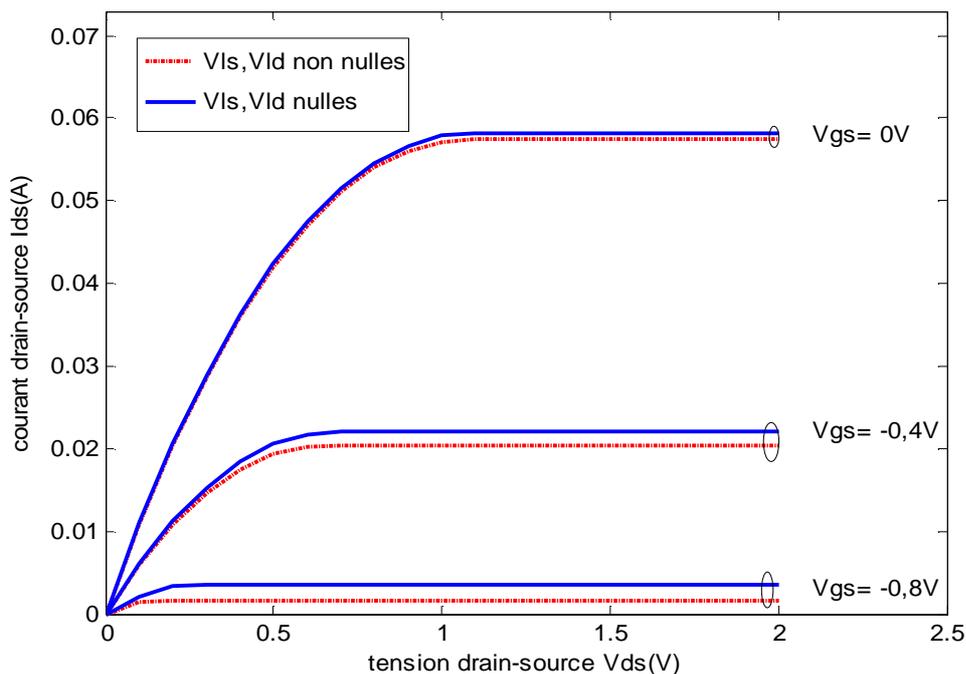
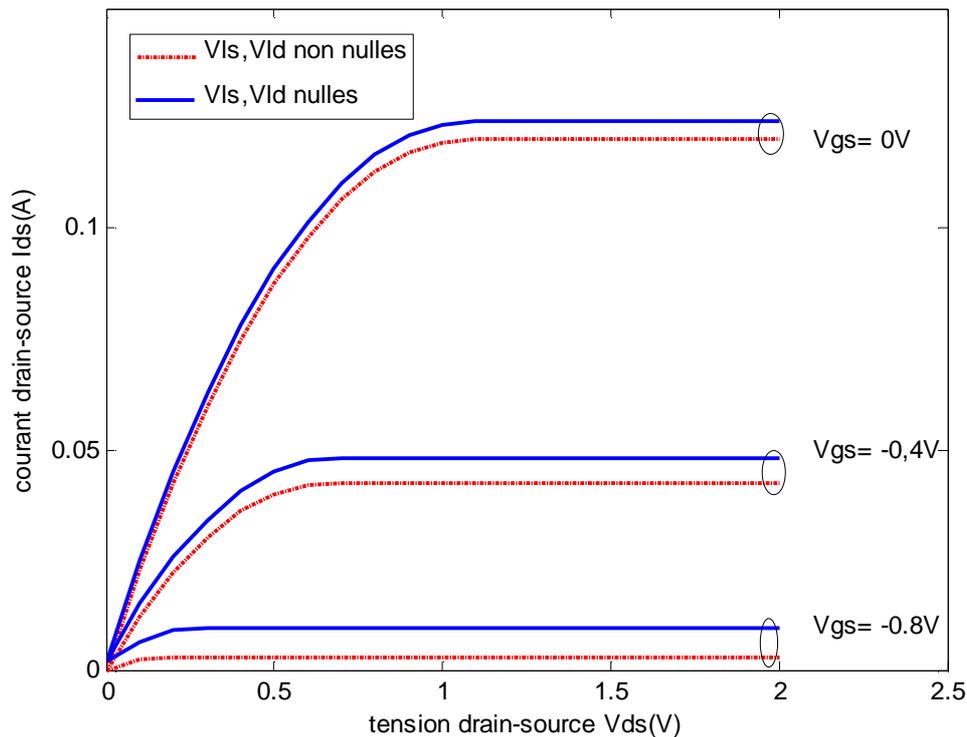


Figure IV-10: Effet des tensions de bord V_{ls} et V_{ld} sur les caractéristiques I-V du MESFET1Figure IV-11: Effet des tensions de bord V_{ls} et V_{ld} sur les caractéristiques I-V du MESFET2

En régime linéaire, c'est à dire à faible tension de polarisation de drain, nous remarquons un bon accord entre les valeurs expérimentales et celles de la simulation pour les deux transistors.

Lorsque la tension de drain augmente et devient plus importante nous remarquons un certain écart entre les valeurs expérimentales et les résultats de la simulation qui augmente au fur et à mesure jusqu'à la saturation. Cet écart est principalement dû aux approximations faites soit dans le modèle mathématique et dans le logiciel de simulation, à l'effet des paramètres géométriques, ainsi qu'à l'existence des phénomènes quantiques parasites que nous ne n'avons pas pris en considération (négligence du courant dans la zone de charge d'espace).

VI- TRANSCONDUCTANCE G_m et CONDUCTANCE DE DRAIN G_d

a) Transconductance G_m :

Sur la figure (IV-12) nous avons remarqué que la transconductance augmente d'une part au fur et à mesure que la valeur absolue de la tension de grille diminue, et d'autre part avec l'augmentation de la tension de drain. On note aussi que la transconductance prend la valeur maximale quand la tension de grille est nulle et la tension de drain égale ou supérieure à la tension de saturation, Mais elle est nulle quand la tension de grille est égale à la tension de seuil.

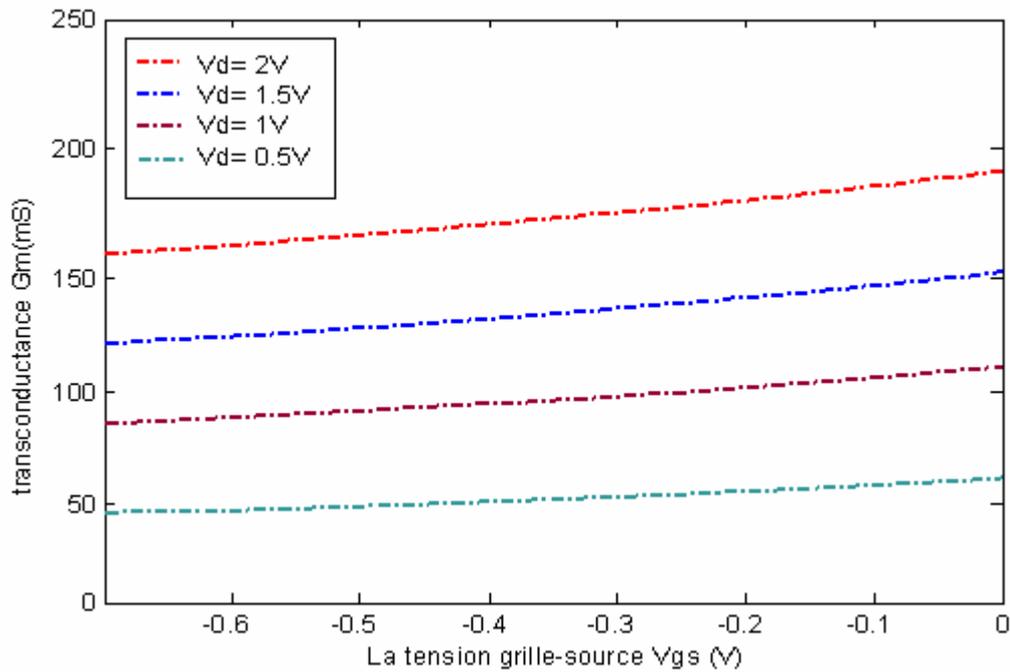


Figure IV-12 : Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le MESFET1

b) conductance de drain Gd

Elle représente la résistance interne du canal conducteur. La variation de la conductance de drain en fonction de la tension de drain est représentée sur la figure (IV-13), nous remarquons que la conductance de drain 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 drain augmente, elle prend sa valeur maximale en régime linéaire, et s’annule en régime de saturation.

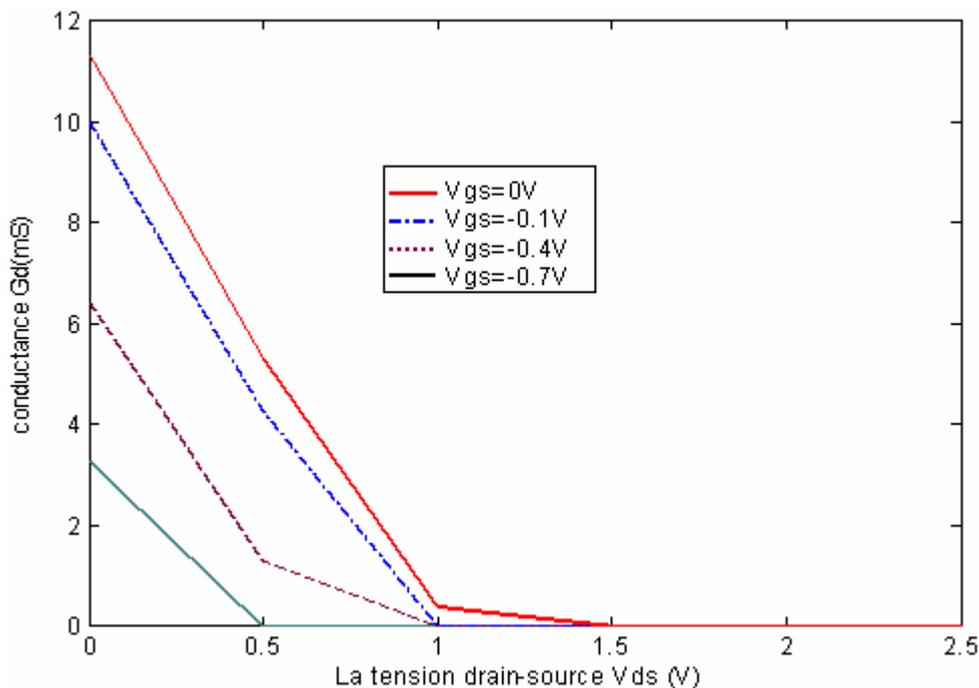


Figure IV-13 : Variation de la conductance en fonction de la tension de drain pour le MESFET1

VII- EFFETS DES PARAMETRES PHYSIQUES ET GEOMETRIQUES

Dans cette partie, nous présentons l'influence des paramètres physiques et géométriques L (longueur de la grille), a (épaisseur de la couche active), Z (largeur de la grille) et N_d (le dopage) sur les caractéristiques courant tension I-V du transistor MESFET1 dont les paramètres sont regroupés dans le tableau (IV-1). 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.

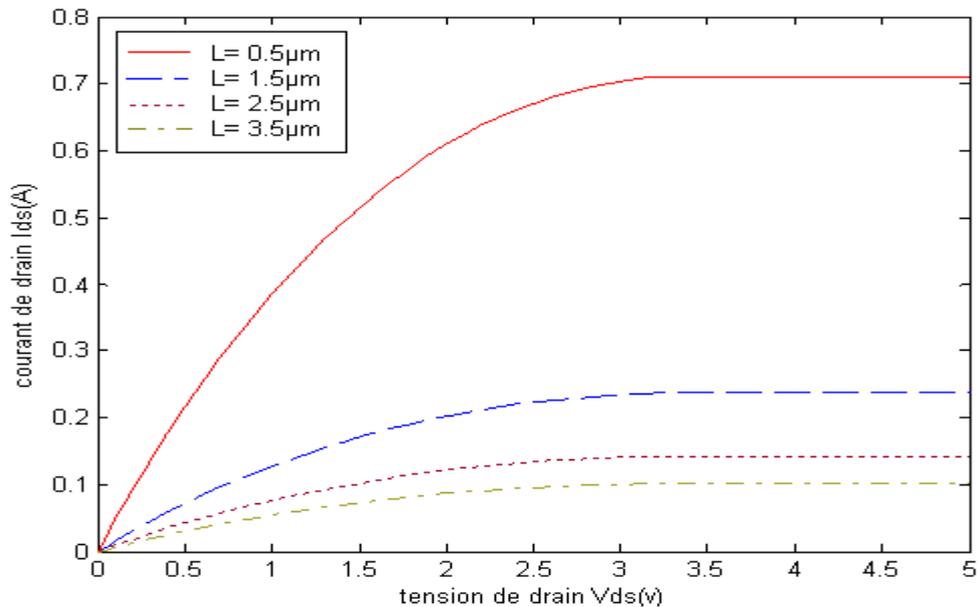


Figure IV-14 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de L pour le MESFET1

Sur les figures (IV-15), (IV-16), (IV-17) nous présentons l'influence des paramètres a , Z et N_d sur le courant de drain. Nous constatons une augmentation du courant avec l'augmentation de ces paramètres.

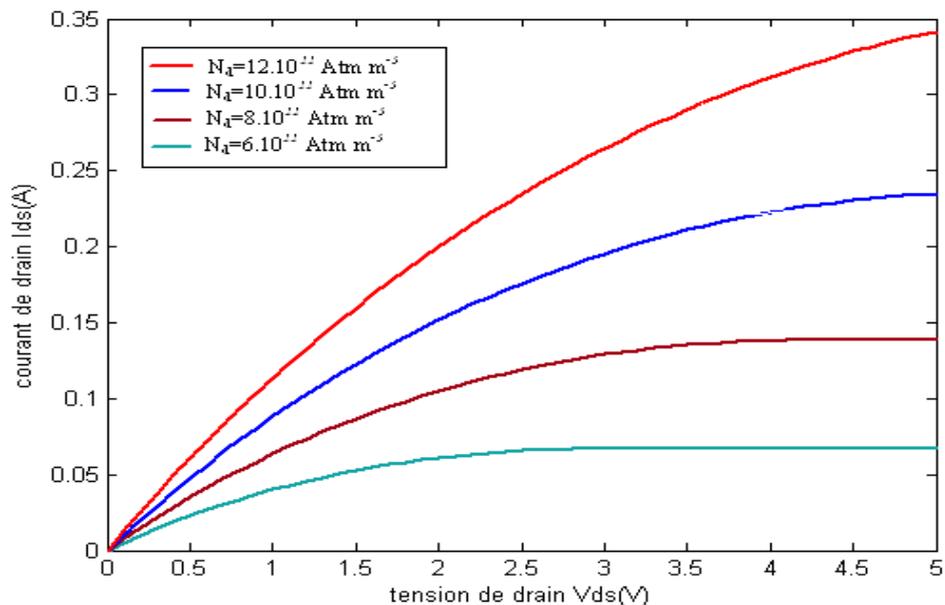


Figure IV-15: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de N_d pour le MESFET1

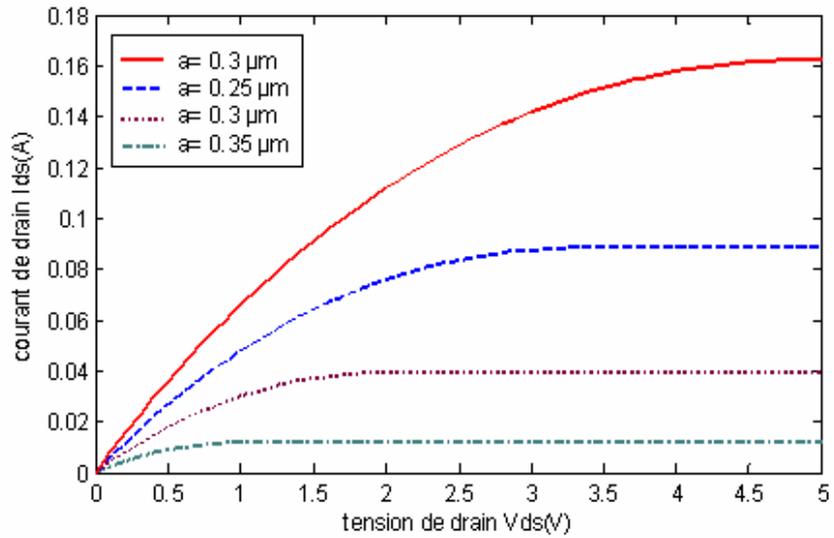


Figure IV-16: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de a pour le MESFET1

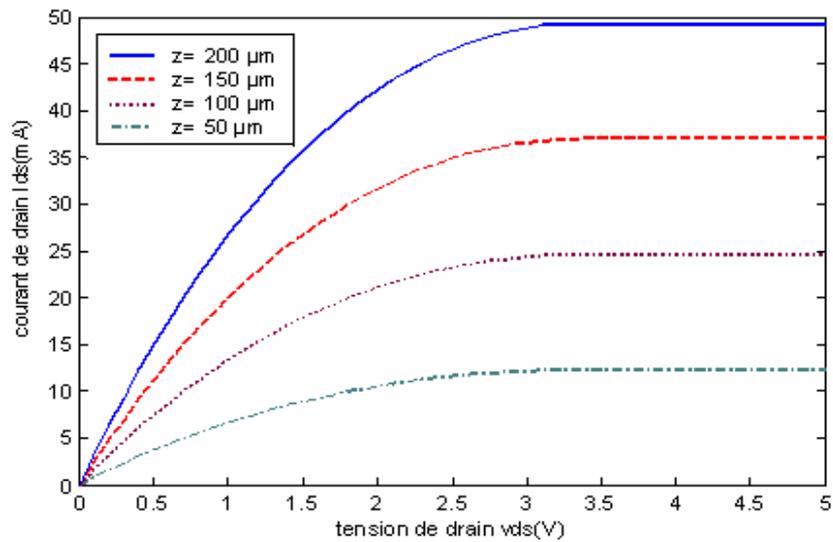


Figure IV-17: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de Z pour le MESFET1

VIII-EFFET DE LA TEMPERATURE

Du fait de sa structure, le MESFET permet des performances optimales, lorsqu'il 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-73), (III-74), (III-75)),

L'organigramme utilisé pour le calcul est montré sur la figure (IV-18)

Les paramètres du composant étudié sont présentés dans le tableau (IV-4) ci-dessous:

Paramètres transistor	L(μm)	a(μm)	Z(μm)	V _{bi} (V)	N _d (m ⁻³)	μ _n (m ² V ⁻¹ s ⁻¹)
MESFET1	1	0.1	800	0.8	2 .10 ²³	0.2060

Tableau IV – 4 : Les paramètres des transistors MESFET.

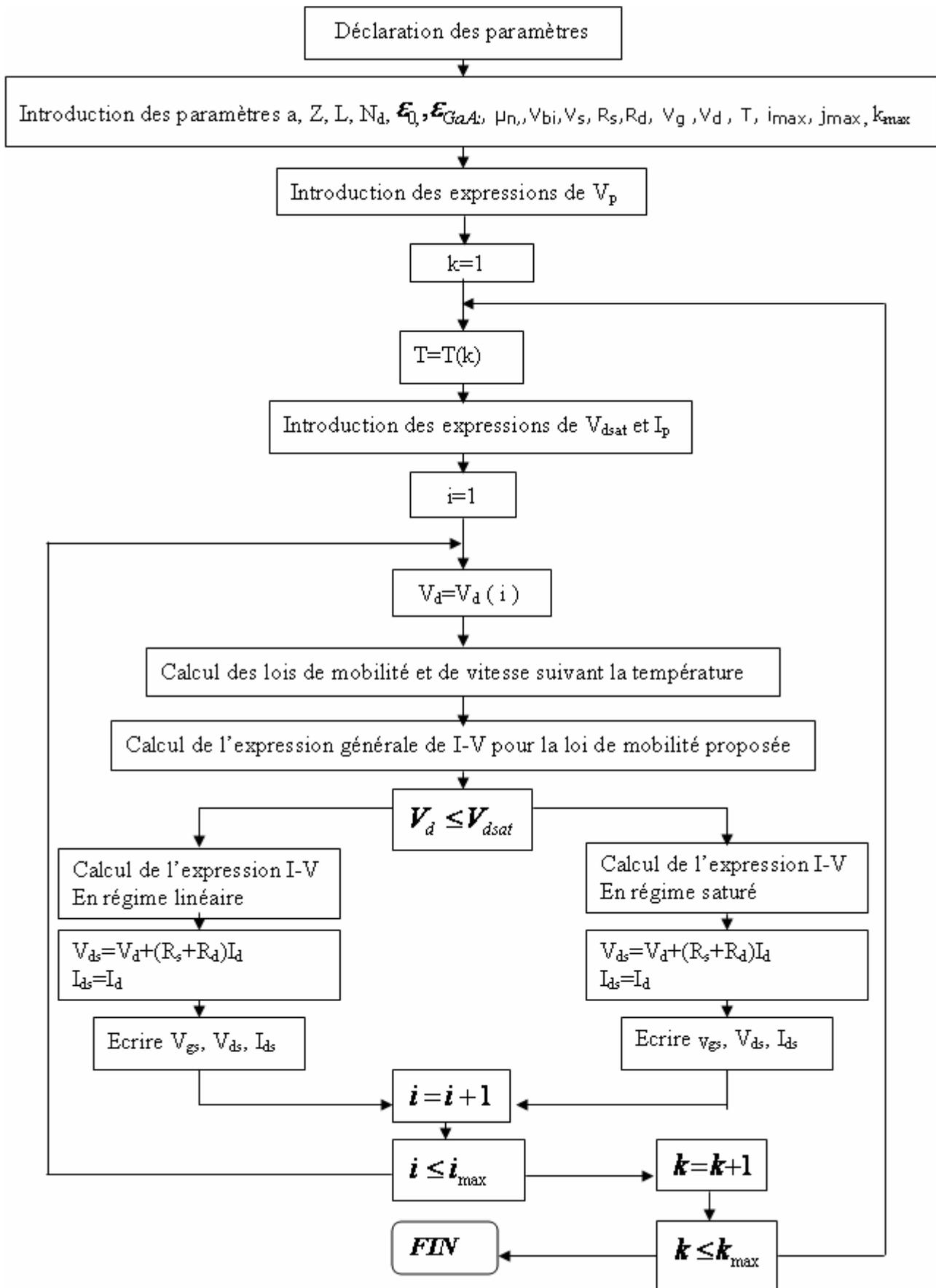


Figure IV – 18: Organigramme de calcul des caractéristiques I-V suivant différentes Températures pour $V_g=0V$.

Les variations de la mobilité électronique en fonction du champ électrique (E) à 300°K et de la température sont représentées figures IV-19 et IV-20. Nous constatons que cette mobilité tend à augmenter lorsque la température diminue.

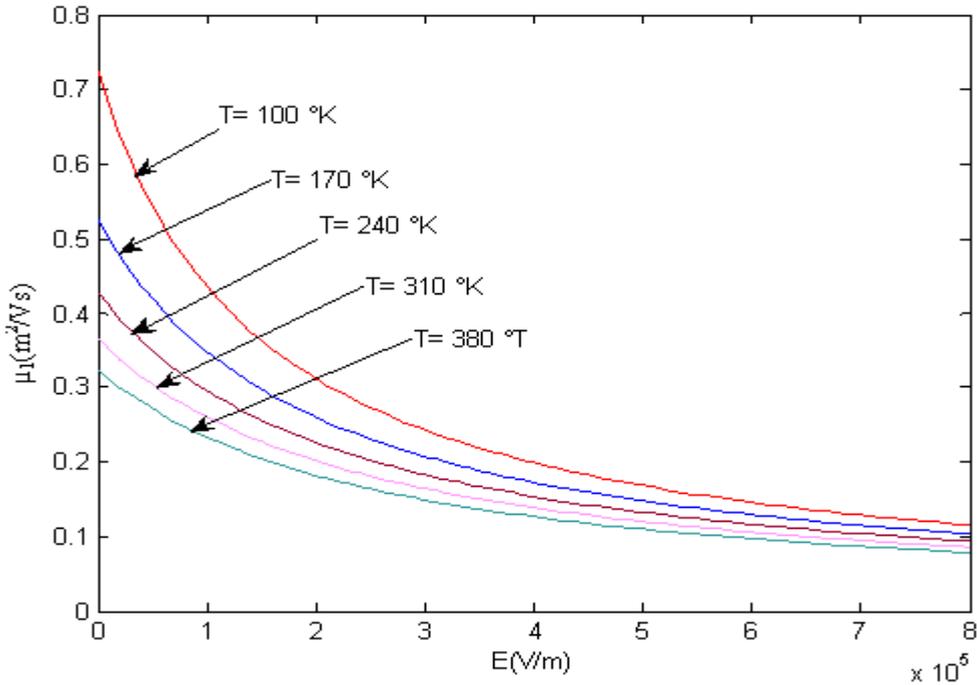


Figure IV-19: Variation de la mobilité μ_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET1

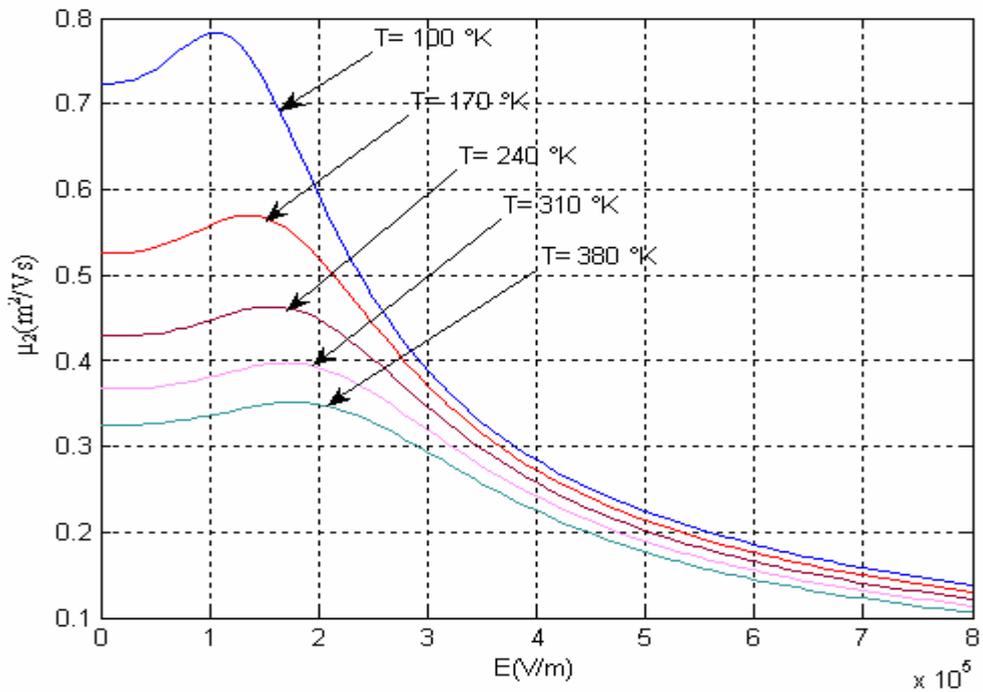


Figure IV-20: Variation de la mobilité μ_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET1

La figure IV-21 montre l'impact de la température sur la mobilité des électrons qui décroît selon l'expression (III-71).

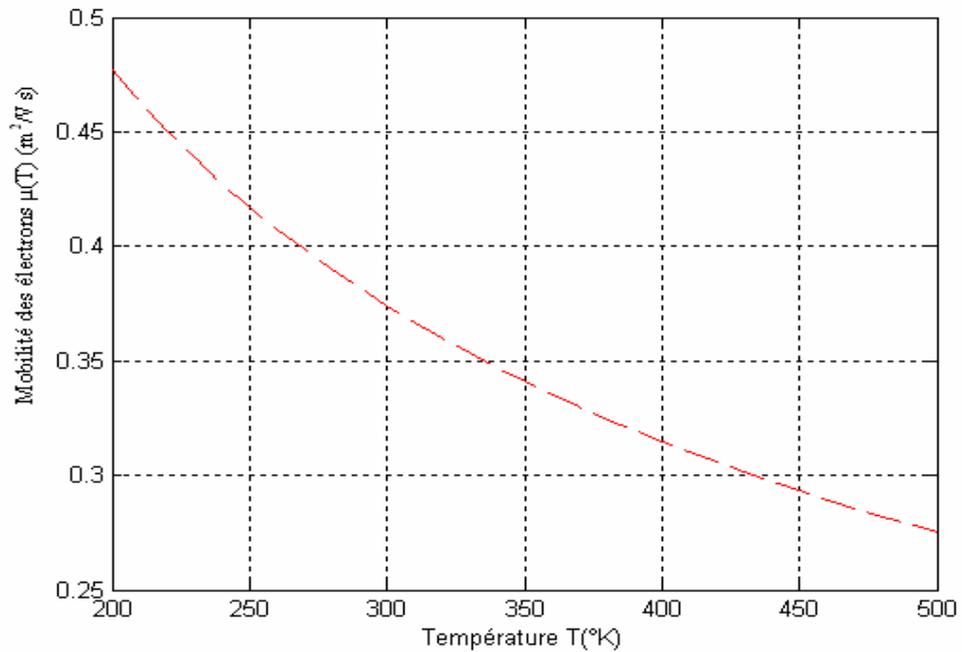


Figure IV-21 : Mobilité électronique en fonction de la température

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-22), la vitesse est élevée lorsque la température augmente.

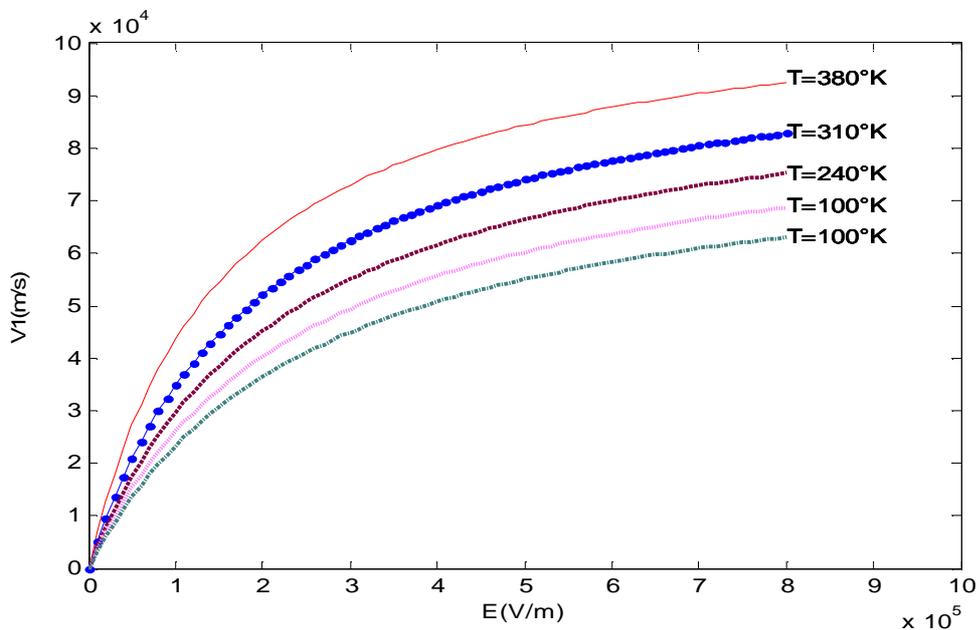


Figure IV-22: Variation de la vitesse v_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET1

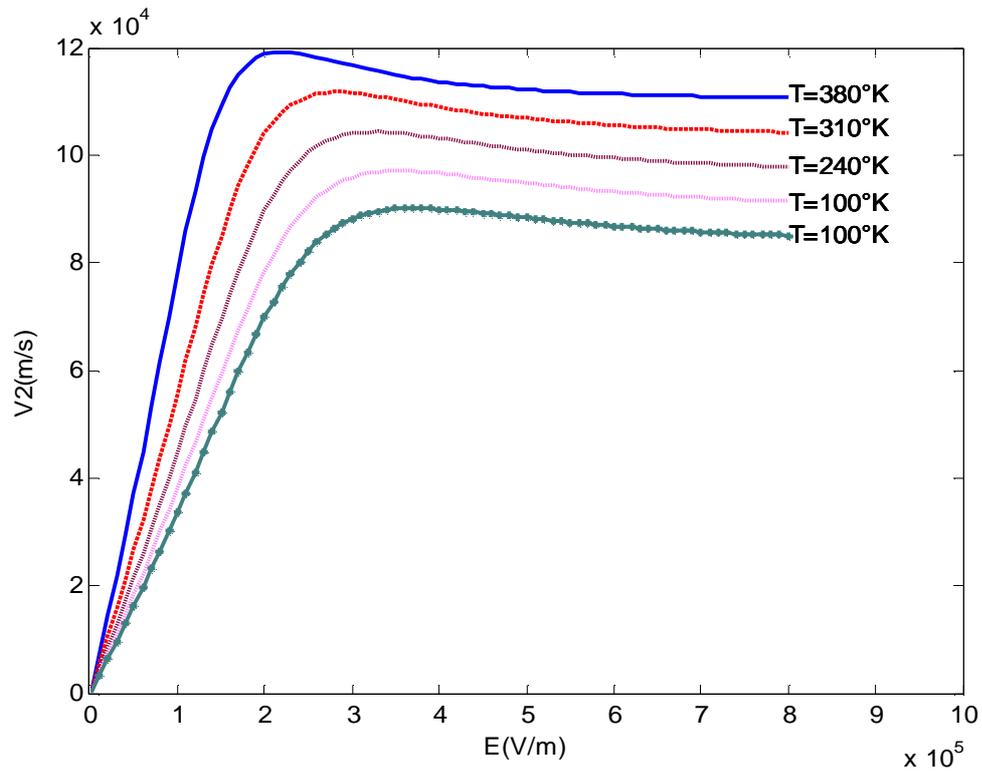


Figure IV-23: Variation de la vitesse v_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET1

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} .

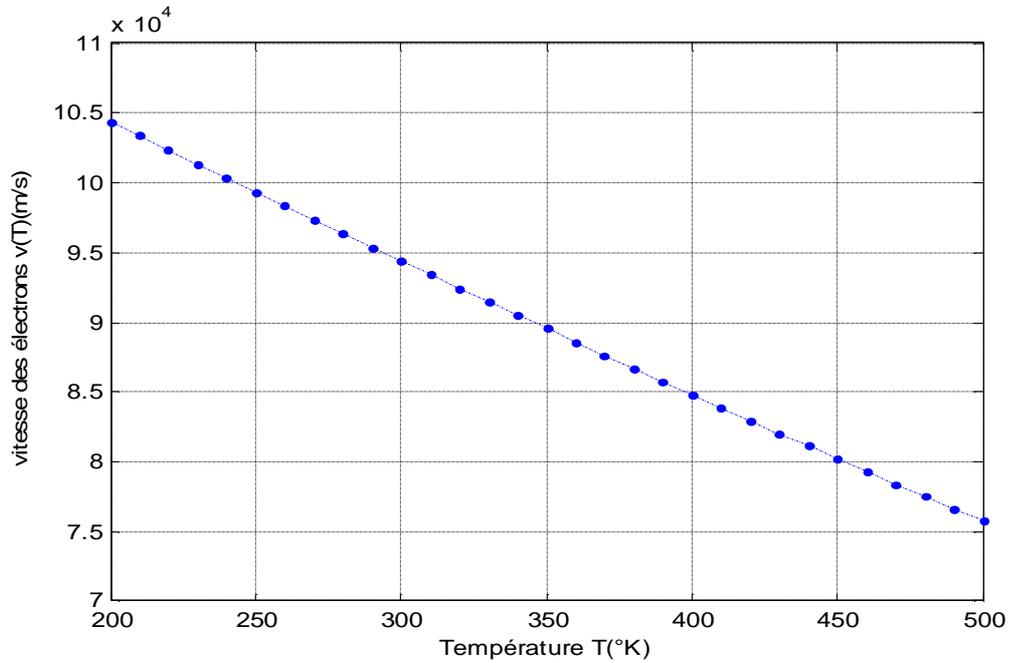


Figure IV-24 : Vitesse des électrons en fonction de la température

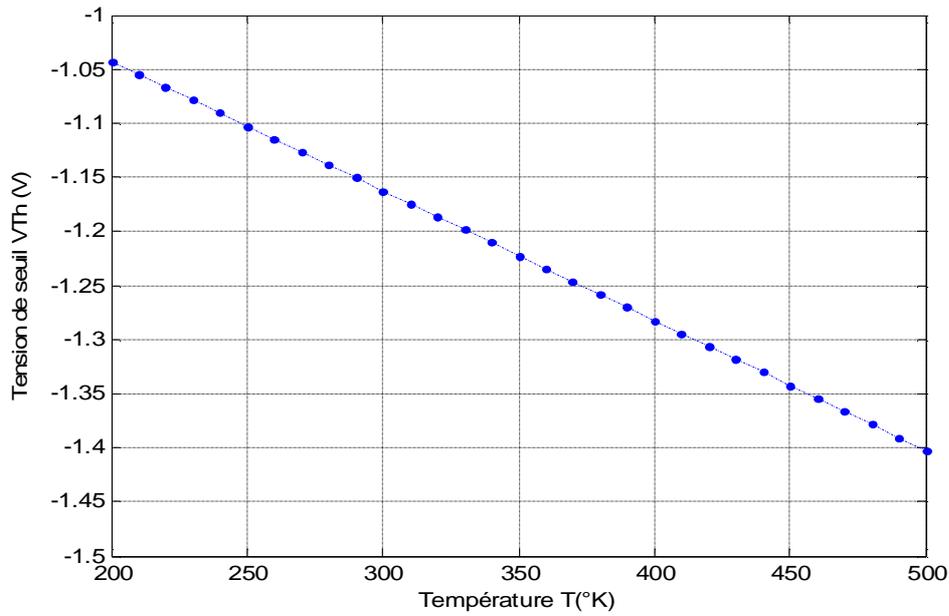


Figure IV-25 : Tension de seuil en fonction de la température

Dans un transistor, le courant de conduction est directement lié à cette mobilité comme le montre l'équation (III-24).

$$\vec{J}_c = q.n.\mu.\vec{E}$$

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 mobilité μ_n, μ_1, μ_2 .

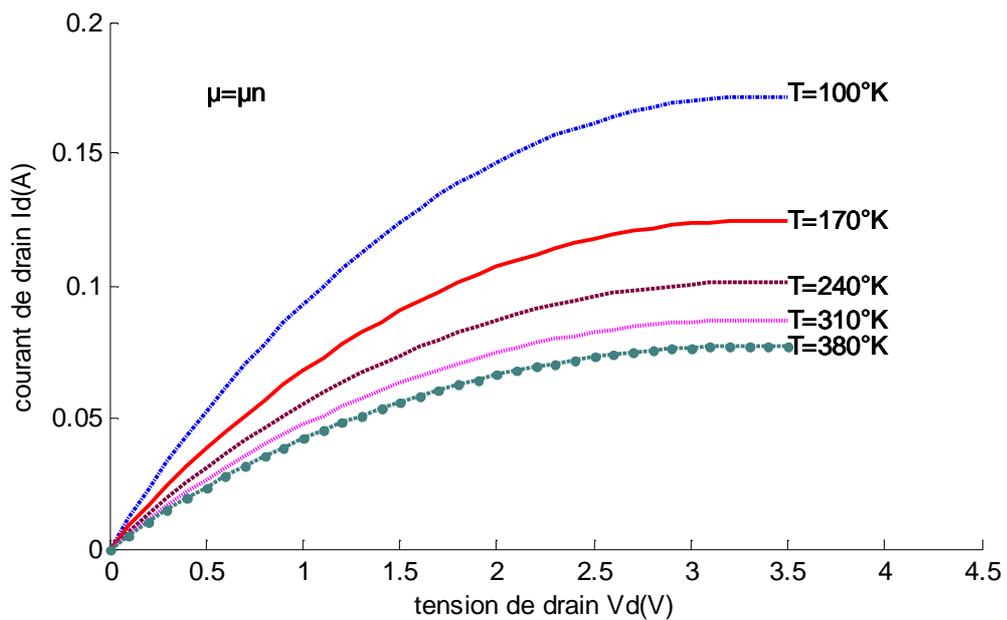


Figure IV-26: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T pour le MESFET1

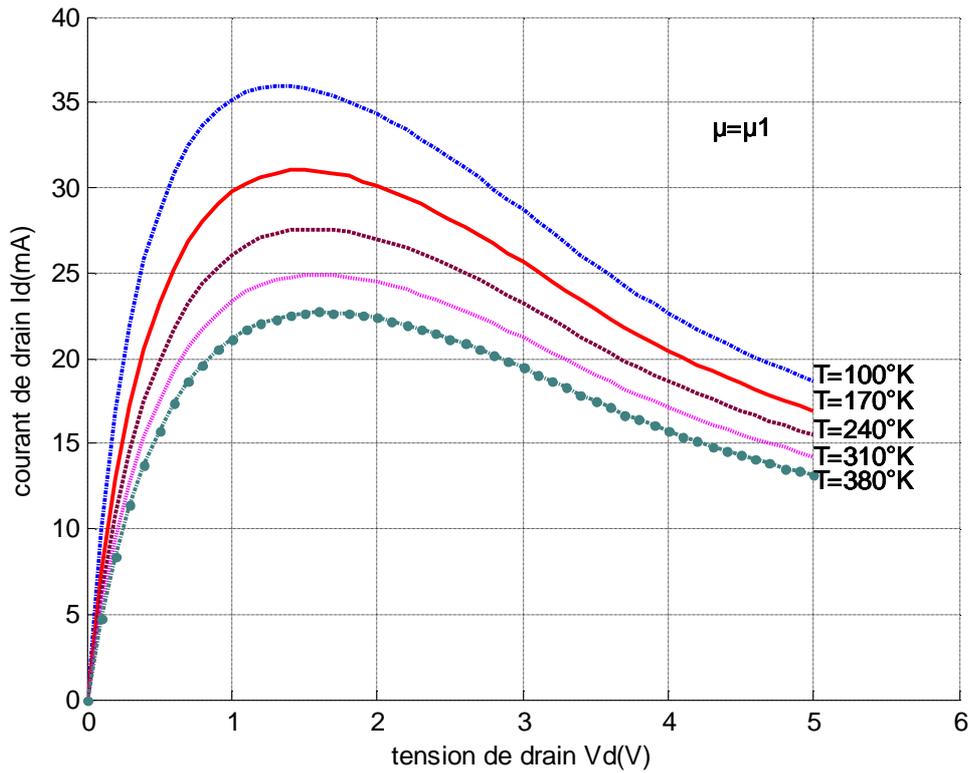


Figure IV-27: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T pour le MESFET1 en utilisant l'expression de la mobilité μ_1 .

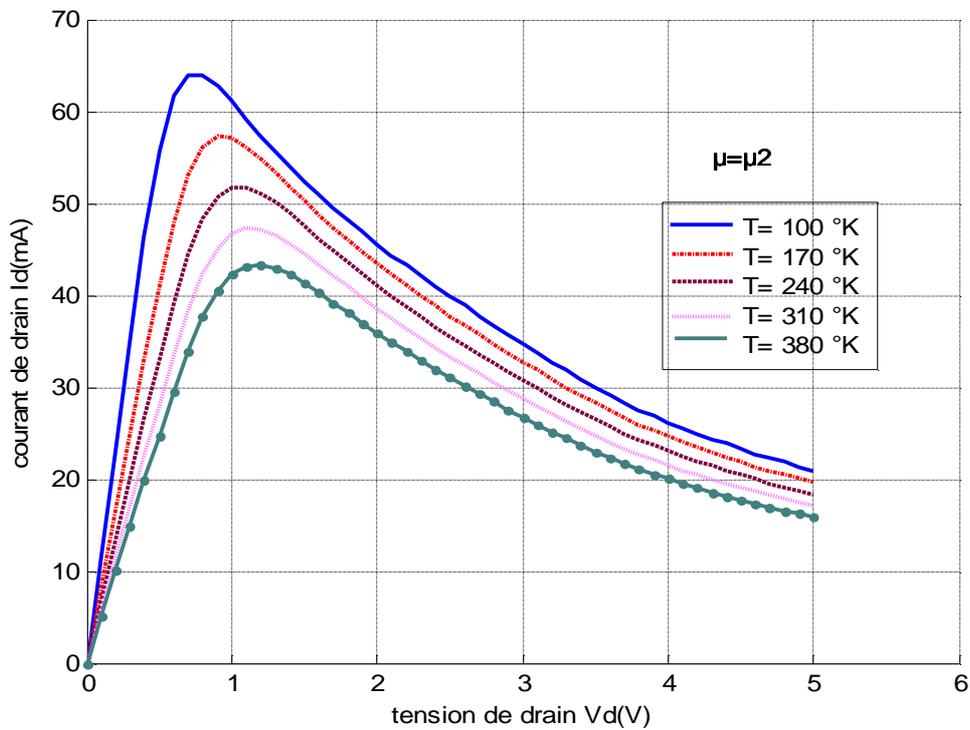


Figure IV-28: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T pour le MESFET1

VIII-CONCLUSION :

Dans ce chapitre , on a procédé à la vérification de la validité des différentes expressions obtenues au chapitre précédent .On a présenté la variation du courant de drain en fonction de la tension V_{ds} , de l'effet des résistances parasites , de l'effet de la mobilité en fonction du champ électrique , des variations des paramètres géométriques (a, Z, L) et des paramètres physiques (N_d, μ). Nous avons présenté aussi les variations des caractéristiques de sortie du composant en fonction de la température et les allures de variation sont similaires à celles obtenues expérimentalement par d'autres chercheurs.



***CONCLUSION
GENERALE***

CONCLUSION GENERALE

Nous ne reviendrons pas sur les résultats obtenus qui ont été rappelés dans les conclusions partielles des quatre chapitres du mémoire. Néanmoins, dans un premier temps il est utile de rappeler les plus importants d'entre eux. Ainsi nous avons fait une analyse des performances des composants à effet de champ pour des applications hautes fréquences et haute puissance qui a montré que le MESFET GaAs est le composant à effet de champ prépondérant pour l'amplification de puissance micro-onde. En effet, l'étude des propriétés de transport électronique de l'Arséniure de Gallium a prouvé que la mobilité et la vitesse des électrons du GaAs le qualifient comme matériau de haute fréquence. Ensuite, une étude du principe de l'hétérojonction métal-semiconducteur est établie pour introduire la structure et le principe de fonctionnement du transistor MESFET GaAs.

L'ensemble des équations qui définissent les phénomènes physiques liés au transistor MESFET GaAs sont définies, nous avons mis en évidence l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques de courant, de mobilité et de vitesse des électrons. Ainsi, tout au long de ce mémoire nous avons montré que la réduction des dimensions du MESFET GaAs avec une grille submicronique pouvait favoriser l'apparition de phénomènes parasites liés tels que : phénomènes de vitesse des électrons qui transitent dans des bandes d'énergie, résistances parasites, effet de la tension de bord qui provoquent des effets non négligeable sur les caractéristiques du composant.

Finalement, la possibilité de réduire encore dans le futur les dimensions des composants électroniques nous semble dépendre au moins autant de la maîtrise de la technologie de réalisation de ces composants que de la possibilité de bien contrôler l'ensemble des phénomènes associés aux propriétés du composant MESFET GaAs.



LISTE DES FIGURES

Liste des figures

Fig. (I.1): Transistor JFET à canal N et symboles des deux types de JFET.....	6
Fig. (I.2): Comportement du JFET en fonction de V_D pour $V_G < 0$	7
Fig. (I.3): Structure du MOS à appauvrissement canal N.....	9
Fig. (I.4): Structure du MOS à enrichissement canal N.....	9
Fig. (I.5): Principe d'un MOSFET à canal N : les zones hachurées sont de type N.....	9
Fig. (I.6): Pincement du canal en fonction de V_d	10
Fig. (I.7): Vue en coupe du MESFET GaAs implanté auto-aligné.....	11
Fig. (I.8): Vue en coupe et polarisation d'un MESFET	12
Fig. (I.9): Structure de principe d'un HEMT classique associée à son diagramme de bande d'énergie.....	14
Fig. (I.10): Influence de la polarisation de grille sur le diagramme de bande.....	15
Fig. (II.1): Evolutions de l'énergie de bande interdite et du paramètre cristallin des alliages de composés III-V.	18
Fig. (II.2): Mailles cristallographiques des structures Diamant et Zinc Blende.....	19
Fig. (II.3): Les niveaux d'énergie du métal et du semi-conducteur.....	22
..... $f_m \geq f_s$ Fig. (II.4): Les niveaux d'énergie de la jonction métal semi-conducteur	22
..... $f_m < f_s$ Fig. (II.5): Niveau d'énergie lorsque	23
Fig. (II.6): Schéma de déplacement des porteurs à l'interface.....	25
Fig. (II.7): Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky.....	26
Fig. (II.8): Vue en coupe d'un MESFET	28
Fig. (II.9): Vue en coupe de la structure du MESFET et emplacement des sources de polarisation.....	29
Fig. (II.10): Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET.....	30
Fig. (II.11): Principe de fonctionnement du MESFET.....	31
Fig. (II -12) : Technologies planar.....	33
Fig. (III.1): Notations spécifiques pour l'étude du MESFET intrinsèque.....	36
Fig. (III-2): Zone active du transistor MESFET.....	37
Fig. (III.3): Résistances parasites dans le MESFET GaAs.....	45

Fig. (III.4): Les différentes régions de déplétion.....	47
Fig. (III.5): Répartition de la zone active selon la variation du champ électrique.....	49
Fig. (III.6): Puissance dissipée selon la distance latérale dans un MESFET.....	53
Fig. (IV.1): Organigramme de calcul des caractéristiques I-V.....	56
Fig. (IV.2): Caractéristiques I-V à mobilité constante pour le MESFET1.....	57
Fig. (IV.3): Caractéristiques I-V à mobilité variable pour le MESFET1.....	57
Fig. (IV.4): Caractéristiques I-V à mobilité variable pour le MESFET1.....	58
Fig. (IV.5): Variation de la mobilité des électrons en fonction du champs électrique pour le MESFET.....	58
Fig. (IV.6): Variation de la vitesse des électrons en fonction du champs électrique pour leMESFET1.....	59
Fig. (IV.7): Comparaison théorie-expérience pour le MESFET1 ($V_g=0V$).....	60
Fig. (IV.8): Comparaison théorie-expérience pour le MESFET1 ($V_g= -1V$).....	60
Fig. (IV.9): Influence des résistances parasites sur les caractéristiques I-V pour le MESFET1.....	61
Fig. (IV.10): Effet des tensions de bord V_{ls} et V_{ld} sur les caractéristiques I-V du MESFET1.....	62
Fig. (IV.11): Effet des tensions de bord V_{ls} et V_{ld} sur les caractéristiques I-V du MESFET2.....	63
Fig. (IV.12): Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le MESFET1.....	64
Fig. (IV.13): Variation de la conductance en fonction de la tension de drain pour le MESFET1.....	64
Fig. (IV.14): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de L pour le MESFET1.....	65
Fig. (IV.15): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de N_d pour le MESFET1.....	65
Fig. (IV.16): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de a pour le MESFET1.....	66
Fig. (IV.17): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de Z pour le MESFET1.....	66
Fig. (IV.18): Organigramme de calcul des caractéristiques I-V suivant différentes Températures pour $V_g=0V$	67
Fig. (IV.19): Variation de la mobilité μ_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET1.....	68
Fig. (IV.20) : Variation de la mobilité μ_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET1.....	68
Fig. (IV.21): Mobilité électronique en fonction de la température.....	69
Fig. (IV.22): Variation de la vitesse v_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET1.....	69
Fig. (IV.23): Variation de la vitesse v_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET1.....	70

Fig. (IV.24): Vitesse des électrons en fonction de la température.....	70
Fig. (IV.25): Tension de seuil en fonction de la température.....	71
Fig. (IV.26): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T pour le MESFET1	71
Fig. (IV.27): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T pour le MESFET1 en utilisant l'expression de la mobilité μ_1	72
Fig. (IV.28): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T pour le MESFET1.....	72

REFERENCES

BIBLIOGRAPHIQUES

Références Bibliographiques

- [1]: **W. SHOCKLEY** "A unipolar field effect transistor ". Proc. Of the IRE, vol.40, pp.1365-1376, 1952.
- [2]: **Souad BELHOUR** "Simulation du transistor à effet de champ a grille Schottky à l'arsenuire de gallium MESFET GaAs " Mémoire de magister, Université de Constantine, 2007.
- [3]: **Hilde Muller et Jan Nicolas Myklebust** "Les composants actifs hyperfréquences" www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors_HF.doc
- [4]: **Olivier VANBESIEN** "Modèles linéaires et non linéaires des composants actifs pour la CAO. Hyperfréquences", Cours DESS, septembre 2003.
- [5]: **Renuka P. Jindal** "Compact Noise Models for MOSFETs" IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 53, NO. 9, SEPTEMBER 2006.
- [6]: **Henry MATHIEU** " physique des semi-conducteurs et des composants électroniques" Edition MASSON (2004).
- [7]: **Rachid KHLIL** "hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension et Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2005.
- [8]: **Michel HUBIN**, <http://pagesperso-orange.fr/michel.hubin/index.htm>
- [9]: **J.E. Lilienfeld**, "Amplifier for electric currents", US Patent No. 1, 877,140, application filed December 8, 1928.
- [10]: **John Bardeen et al**, three electrode circuit element, U.S. Patent No. 2, 524,035, Issued October 3, 1950. Filed June 17, 1948.
- [11]: **Jack Kilby**, Miniaturized Electronic Circuits, U.S. Patent No. 3, 138,743, June 23, 1964.
- [12]: **Mohamed Amir ABDI**. "Modélisation de l'inverse de la pente sous seuil des transistor FETs nanométriques" Mémoire de magister, Université de Batna, 2006
- [13]: **JC.MICHEL** " COURS : Les transistors à effet de champ" <http://JC.MICHEL.free.fr>
- [14]: **FAYCAL DJEFFAL** "Modélisation et simulation prédictive du transistor MOSFET fortement submicronique, Application à la conception des dispositifs Intégrés" Thèse de doctorat, Université de Batna, 2006.
- [15]: **Nicolas DUBUC** "Modélisation Electrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haut rendement" Thèse doctorat d'état, Université de Limoges, 2003

- [16]: **C. A. Mead** "Schottky barrier gate field effect transistor". Proceedings of the IEEE 54 (2): 307–308. (Feb. 1966).
- [17]: **W. Aliouat** " Etude des propriétés des transistors à effet de champs à grille Schottky à l'Arséniure de Gallium" Thèse de Magistère, université de Constantine, 2006
- [18]: **Sandra DE MEYER** "Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de puissance à très large bande " Thèse de doctorat, Université De Limoges, Année : 2005
- [19]: **Francis HUIN** "Etude des formes d'ondes permettant une optimisation des performances des amplificateurs de puissance. Application à la conception d'amplificateurs, à faible tension de polarisation, pour les communications mobiles" Thèse de doctorat, Université de LIMOGES, 2001.
- [20]: **Samia AMOURACHE** "Modélisation du transistor à effet de champ a grille Schottky a l'arseniure de gallium" Thèse de doctorat, Université de Constantine, 2007
- [21]: **T. BOUMAAZA** "Caractérisation d'un MESFET à grille fondue pour la detection optique" Thèse de doctorat, 3 cycle, 1987.
- [22]: **Gilbert PASCAL** " Etude des transistors HEMT ", site Internet, espace perso : www.eudil.fr,2005.
- [23]: **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.
- [24]: **T Ytterdal, M Hurt, M Shur , H.Park , Tsai and W.C.B Peatman** " High- temperature characteristics of two dimensional MESFETs" IEEE Elect. Dev. Lett, vol 17n° 5 pp 214 - 216 May 1966
- [25]: **Mohamed salah BENBOUZA** " Conception assistée par ordinateur des circuits intégrés MESFET GaAs" Thèse de doctorat, Université de Batna, 2006
- [26]: **Christian Karl** "MESFET MODELS BASED ON GaAs". Edition 1996.
- [27]: **Dominique Chevallier** " Puissance et dissipation ".
- [28]: **K.KANDIAH** "Radom telegraph signal currents and low frequency noise in junction field effect transistor". IEEE Transactions on electron devices, vol. 41, n° 11, Nov.1994, p2006-2015.
- [29]: **L.K.J.VANDAMME** "Noise as diagnostic tool for quality and reliability of electronic devices". IEEE Transactions on electron devices, vol. 41, n° 11, Nov.1994, p2006-2015.

- [30]: **C. KOCOT, C. A. STOLTE**, "Backgating in GaAs MESFET's", 1981 IEEE GaAs Integrated Circuits Symposium, San Diego, CA, USA, 27-29 Oct. 1981, IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., (USA), Vol. MTT-30, n°7, July 1982, pp. 963-968.
- [31]: **Y. SAIDI**, "Simulation des propriétés basses fréquences du MESFET " Thèse de magister, Université de Constantine, 1997.
- [32]: **H.LO, C.P.LE**, "Numerical analysis of the looping effect GaAs MESFET's", IEEE Trans. On Elect. Devices, 39, 2 (1993).
- [33]: **S. P. CHIN, C. Y. WE**, IEEE Trans Electron Devices, Vol. 40, n° 4, 1993.
- [34]: **Issam HAMMA** "Contribution a l' etude des propriétés statiques du MESFET GaAs" Mémoire de magister, C .U de Oum elbouaghi, 2007.
- [35] **T.A. Fjedly. T. Yterdal, M.S.Shur** "Introduction to Device Modeling and circuit " New York 'Wiley ' "simulation, 1998.
- [36]: **A.KHITER**, " Simulation numérique des transistors à effet de champ MESFET GaAs " Thèse de magister, Université de Batna, 1997.

RESUME :

L'essor exceptionnel que connaît l'industrie des circuits intégrés repose actuellement sur la réduction des dimensions des dispositifs et des composants actifs tels que les transistors à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium dits MESFET GaAs. Une amélioration des paramètres physiques et géométriques du composant va permettre d'obtenir des performances élevées. Ainsi l'influence des paramètres physiques tels que le profil de dopage de la zone active et de la loi de mobilité, et l'influence des dimensions géométriques seront déterminées sur les performances statiques des structures.

C'est dans ce cadre que nous avons présenté la famille des différents transistors à effet de champ et montré les avantages des MESFET pour l'utilisation en Haute fréquences. Aussi nous avons étudié les propriétés physiques et électriques de l'Arséniure de Gallium et du contact Schottky de grille, pour finir avec la présentation du transistor MESFET et de son principe de fonctionnement.

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. L'ensemble des paramètres physiques et géométriques qui interviennent dans le fonctionnement du modèle proposé du transistor sont identifiés et caractérisés. En fin on a procédé à la vérification de la validité des différents résultats obtenus dans l'étude théorique. En effet les paramètres dominants qui caractérisent ce composant sont établis et simulés.

Mots clés :

- Transistor à effet de champ
- MESFET GaAs
- Paramètres physiques et géométriques

ABSTRACT

The exceptional flight that the industry of the integrated circuits knows based currently on the reduction of the measurements of the devices and the active components as the field effect transistors to grid Schottky to the gallium arsenide MESFET GaAs. The evolution of the physical and geometrical parameters of the component will allow to obtain high performances. Thus the influence of the physical parameters such as the profile of doping of the active zone and the law of mobility, and influence of geometrical dimensions will be deterministic on the static performances of the structures.

In the present of this work, we have introduced the family of the various field-effect-transistors and showed the advantages of MESFETs for us into high frequencies. Then we studied the physical and electric properties of the gallium arsenide and The Schottky contact of grid, to finish with the presentation of the MESFET GaAs transistor and its working.

Thereafter the study of the static properties of the MESFET component led us to define the system of general equations governing the behaviour of the active zone . The physical and geometrical parameters which intervenes in the working of the model of the transistor suggested are identified and characterized. Finally we carried out the checking of validity of different results obtained in the theatrical study. Indeed the dominant parameters that characterize this component are established and simulated

Keywords :

- Field effect transistor
- MESFET GaAs
- Geometrical and physical parameters

العنوان: تحليل الترانزيستور ذو الأثر الحقلّي المصنوع بزرنيخ الجاليوم

الملخص:

إن التقدم الاستثنائي الذي تعرفه صناعة الدارات المدمجة حالياً يرتكز على تصغير قياسات الأجهزة و المركبات النشطة و خاصة العنصر الرئيسي المكون لها ألا و هو العبور للترانزيستور ذو الأثر الحقلّي MESFET GaAs . و على هذا الأساس فإن دراستنا تركز على البحث عن تأثير وسائط الترانزيستور ذو الأثر الحقلّي المصنوع بزرنيخات الجاليوم .

في البداية قدمنا عرض عام يضم مختلف المركبات ذات الأثر الحقلّي و بيننا مزايا الترانزيستور MESFET GaAs للاستعمال في الذبذبات العالية و كذا مراجعة للخصائص العامة لزرنيخ الجاليوم GaAs ثم قدمنا بتوضيح مبدأ تشغيل صمام العبور المرتكز على تماس SCHOTTKY و مختلف الظواهر الفيزيائية الخاصة به .

بعد ذلك قمنا بصياغة نموذج تحليلي للوسائط الفيزيائية و الهندسية للمركب MESFET GaAs و وصف السلوك الستاتيكي للترانزيستور باستخدام تقريب النفق التدريجي إضافة إلى ذلك عرضنا الطرق التحليلية و التجريبية التي تسمح بإيجاد عبارات كل العناصر الخطية و الغير خطية المؤلفة للمخطط الكهربائي السابق و إخراج جميع وسائطها الفيزيائية و تأثير عامل الحرارة عليها كما قمنا أيضا باستخراج علاقتي الناقلية و فوق الناقلية اعتمادا على اشتقاقات بسيطة لعلاقة طيار المصرف .

و تحت عنوان نتائج و تحاليل تم وضع جميع النتائج المتحصل عليها في السلوك الستاتيكي (I.V) و تأثير مختلف العوامل الفيزيائية و الهندسية عليه و التي حاولنا فيها الجمع بين التفصيل المقبول للظواهر الفيزيائية و بساطة العبارات الرياضية من جهة و من جهة أخرى تحقيق نتائج مقبولة مقارنة بالنتائج التجريبية .

الكلمات المفتاحية :

- الترانزيستور ذو الأثر الحقلّي

- MESFET GaAs

-الوسائط الفيزيائية و الهندسية