

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

UNIVERSITE MENTOURI -CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES EXACTES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre : ...

Série :.....

MEMOIRE

**PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE
MAGISTER EN PHYSIQUES**

SPECIALITE : SCIENCES DES MATERIAUX

OPTION : SEMICONDUCTEUR

INTITULE :

SIMULATION DU TRANSISTOR À EFFET DE CHAMP A GRILLE SCHOTTKY A
L'ARSENIURE DE GALLIUM MESFET GaAs

Par

BELHOUR SOUAD

Soutenu le/...../2007

devant la commission d'examen :

<u>Président :</u>	Y. SAIDI	MC. Université Mentouri de Constantine
<u>Rapporteur :</u>	C. KENZAI	Prof. C.U. Oum-El-Bouaghi
<u>Examineurs:</u>	N. ATTAF	MC. Université Mentouri de Constantine
	A.CHAABI	MC. Université Mentouri de Constantine

Remerciements

Tout d'abord remerçons Dieu tout puissant qui nous a éclairé vers le bon chemin

Ce travail a été réalisé dans les laboratoires des couches minces et interfaces du département de physique université MENTOURI Constantine.

Je tiens à remercier :

Mme C.KENZAI-AZIZI, Professeur au département de physique, université MENTOURI Constantine, à qui j'exprime toute ma reconnaissance et ma gratitude. Ses compétences scientifiques et sa disponibilité, ses conseils et ses qualités humaines m'ont permis de mener à bien ce travail.

Mme SAIDI-YASMINA, Maître de Conférence au département de physique université MENTOURI Constantine, d'avoir accepté de présider le jury d'examen.

Mes remerciements vont également à Mr ATTAF Nadir, Maître de Conférence au département de physique université MENTOURI, Mr CHAABI, Maître de Conférence à l'université de MENTOURI qui me font l'honneur d'accepter de juger ce travail.

Je leur exprime toute ma reconnaissance.

Je remercie Dieu de m'avoir donné la force et la volonté pour mener à terme ce travail de recherche, et enfin une pensée bien particulière à ma petite famille pour leur patience et leur tolérance.

SOMMAIRE :

Introduction générale.....	1
-----------------------------------	----------

CHAPITRE I

LE COMPOSANT À EFFET DE CHAMP A GRILLE SCHOTTKY À L'ARSENIURE DE GALLIUM

I.I. Introduction.....	3
I.2. Les transistors Micro-ondes à effet de champ.....	3
I.2. 1. Généralité.....	3
I.2. 2. Les composants MESFET	5
I.2. 3. Contact métal- semi conducteur.....	6
I.2.3.a.Type de contact.....	6
I.2.3.b.Diagramme des bandes d'énergie de la barrière Schottky.....	6
I.2.4.Polarisation directe et inverse.....	8
I.2.4.a.Polarisation directe.....	8
I.2.4.b. Polarisation inverse	9
I.3. Effets parasites non- linéaires dans les FETS.....	14
I. 3. 1. Les effets de pièges.....	14
I. 3. 1. 1.Le phénomène de « Self-Backating ».....	14
I. 3. 1. 2. Le phénomène de « Gate-Lag ».....	15
I. 3. 1. 3.Les effets de « Sidegating ».....	15
I. 3. 2. Les effets thermiques dans les FET.....	16
I. 3. 3. Le phénomène d'avalanche dans les FETS.....	17
I. 3. 3.1. L'ionisation par impact.....	18
I.3.3.2. Avalanche standard.....	18
I.3.4. Bruits dans le MESFET.....	18
I.3.5. Phénomène de bruit.....	19
I.3.5.1. Bruit de Grenaille (Shot noise).....	19
I.3.5.2. Bruit thermique.....	19
I.3.5.3. Bruit de Scintillation (Flicker noise).....	21

I.3.5.4. Bruit en créneau (Popcorn noise on bruit noise).....	21
I.3.5.5. Bruit d'avalanche.....	21

CHAPITRE II

PROPRIETES STATIQUES DU MESFET GaAs

II .Introduction.....	23
II.1. Mécanisme de transport de charges.....	23
II.2. Calcul du potentiel et du champ électrique.....	25
II.3.Caractéristiques statiques du transistor MESFET GaAs.....	29
II.3.1 Fonctionnement du MESFET GaAs.....	29
II.3.2. Equation de fonctionnement du MESFET GaAs	31
II.3.3 Courant de drain en régime intrinsèque	34
II.3.3.a.Caractéristique $I - V$ à mobilité variable.....	37
II.3.3.b.Effet des paramètres géométriques.....	39
II.3.3.c.Effet des paramètres physiques et technologiques.....	39
II.3.3.d.Effet des résistances de source et de drain sur les caractéristiques $I - V$:	39
II.4. L'effet thermique dans les MESFET's	40
II.4.1. L'effet de la température.....	40
II.4.2. Caractéristiques du MESFET's.....	41
II.4.3.Dissipation thermique.....	41

CHAPITRE III

RESULTATS ET INTERPRETATION

III.1. Introduction	44
III.2. Logiciel de simulation	44
III.3.Caractéristique $I - V$	45
III.3.1.Courant de drain	45
III.3.2. Effet des paramètres géométriques et physiques sur le courant de drain.....	50

III.3.3. Influence de la mobilité sur les caractéristiques $I - V$	52
III.3.4. Influence de l'effet des résistances parasites sur les caractéristiques $I - V$	61
III.4 Effet de la température.....	62
Conclusion générale	70
BIBLIOGRAPHIE	73

Introduction générale

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

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

Au début des années **1970** un nouveau matériau commence à apparaître. L'**arséniure de gallium** est un **semi-conducteur** dont les propriétés permettent de réaliser des composants susceptibles de fonctionner aux fréquences millimétriques (**>30GHz**). Dans l'**arséniure de gallium** la mobilité des électrons et la vitesse maximale de ces derniers sont respectivement six fois et deux fois plus élevées que dans le silicium [1]. Cependant il est difficile de réaliser un bon isolant à la surface du **GaAs** comme pour le silicium, un contact de type **Schottky** est réalisé facilement rendant aisé la fabrication des **transistors** à effet de champ à grille **Schottky** dit **MESFET**.

William Shockley dans, un article célèbre, en **1952** [2] avait introduit le principe du transistor à effet de champ et a proposé le nom d'unipolaire par opposition au **transistor** bipolaire. Un seul type de porteur intervient dans le fonctionnement qui est basé sur le contrôle du courant entre deux contacts à travers la modulation du canal sous la grille. Sur la base de ce principe trois structures de **transistors** à effet de champ **(i)** à grille isolée **MOSFET**. **(ii)** à jonction **pn JFET**. **(iii)** et à barrière **Schottky MESFET** ont été proposées. Le **MESFET** a été réalisé pour la première fois par **MEAD** en **1966** [3]. Le développement de la technologie a permis l'amélioration des performances en bruit et en gain

Les **transistors** à effet de champ à grille **Schottky** à l'**arséniure de gallium MESFET GaAs** sont les dispositifs actifs les plus utilisés dans les circuits **micro-ondes**. En fait, jusqu'à la fin des années **1980**, presque tous les circuits intégrés **micro-ondes** utilisaient les **MESFET GaAs** bien que des dispositifs plus compliqués dans certaines applications aient été proposées, le

MESFET est toujours le dispositif actif dominant pour les amplificateurs de puissance et les circuits de commutation rapide.

Récemment, les composants **MESFET GaAs** ont été utilisés pour des fréquences supérieures à **100 GHz**. Ce composant présente une impédance d'entrée élevée car la jonction classique de grille est remplacée par une barrière **Schottky**.

L'objectif de ce travail est de faire une simulation sur le transistor **MESFET GaAs** et de déterminer les caractéristiques statiques en régime linéaire et non linéaire en fonction de la variation de la mobilité avec le champ électrique et des éléments parasites, pour différentes températures.

Le premier chapitre est consacré aux généralités du composant **MESFET GaAs** et Les effets parasites non linéaires.

Le second chapitre traite les caractéristiques statiques du **MESFET GaAs**, en présentant une analyse analytique, prenant en compte l'effet des paramètres géométriques et physiques, effet de la mobilité, l'effets des résistances parasites et l'effet thermique.

Le troisième chapitre présente un logiciel de simulation élaboré à partir des équations fournies dans le chapitre précédent. Les résultats de la simulation sont présentés et comparés avec les résultats expérimentaux.

CHAPITRE 1

*Le composant à effet de champ
à grille Schottky à l'arséniure
de gallium*

I. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter un état de l'art du transistor à effet de champ à grille schottky à l'arseniure de gallium.

Tout d'abord, nous proposons une description géométrique et physique des Transistors MESFET microondes qui présentent un effet fondamental basé sur une source de courant commandée en tension, cet effet étant linéaire dans une plage centrale des caractéristiques.

Cependant, dès que l'on cherche à optimiser les gains ou les rendements, il faut utiliser les transistors dans des zones non-linéaires de leurs caractéristiques. Si, la linéarité du système est une contrainte supplémentaire imposée, alors faudra trouver les compromis entre les différents effets non-linéaires. En plus de l'effet fondamental, les principaux effets non-linéaires rencontrés dans ces transistors sont décrits.

I.2. Les transistors micro-ondes à effet de champ

I.2.1. Généralité

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 possédant des propriétés plus intéressantes que les trous, les **FETs** 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 :

- le **JFET** (**J**unction **F**ield **E**ffect **T**ransistor) : grille à jonction *PN*,
- le **MOSFET** (**M**etal **O**xide **S**emi-conductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor) : grille métallique isolée de la couche active par un oxyde isolant,
- le **MESFET** (**M**etal **S**emi-conductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor) : grille métallique à barrière Schottky.

De nouveaux transistors pouvant contrôler des puissances supérieures à l'état de l'art actuel sont en train d'émerger. Ils ne sont pas réalisés 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 **FETs** sur **SiC** et **GaN**. En effet, leurs propriétés physiques (champ électrique de claquage, vitesse de saturation, conductivité thermique) en font des matériaux de choix pour un grand nombre d'applications de forte puissance et à haute température.

	Si	GaAs	GaN	SiC
Gap $E_g(eV)$	1.12	1.43	3.4	3.26
Mobilité ($cm^2.V^{-1}.sec$)	800	4900	1000	560
Vitesse de saturation ($cm.sec^{-1}$)	1×10^7	1×10^7	1.5×10^7	2×10^7
Conductivité thermique ($W.cm^{-1}.K^{-1}$)	1.5	0.54	1.3	3.7
Champ de claquage ($MV.cm^{-1}$)	0.25	0.4	3.0	2.2

Tableau I.1 : Caractéristiques physiques des transistors MESFET
Si, GaAs, SiC, GaN

I.2.2. Les composants MESFET

Le Métal Semi-conducteur Field Effect Transistor fut le premier composant à être fabriqué à partir d'un composé $III - V$. Mead [2] proposa en premier de remplacer le silicium des premiers FET par un semi-conducteur $III - V$ tel que l'Arséniure de Gallium (GaAs). Cette évolution au niveau matériau a permis l'utilisation des MESFETs aux fréquences microondes.

Dans l'état de l'art aujourd'hui, la couche active est directement implantée dans le substrat semi-isolant. Ensuite, la grille en métal réfractaire est déposée. Puis les zones N^+ sont implantées en se servant du métal comme d'un masque pour obtenir deux zones d'accès sur la grille. Il est à noter que tous les MESFETs ne sont pas toujours auto-alignés [3].

La Fig I.1 présente une coupe schématique d'un MESFET dans sa version la plus élaborée (implantée, auto-alignée). 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.



Fig I. 1 : Vue en coupe du MESFET GaAs implanté auto-aligné

I.2.3. Contact Métal Semi conducteur

I.2.3.a Type de contact

Le contact métal-semi conducteur est ohmique ou redresseur suivant la différence des travaux de sortie et le type de semi conducteur.

$$\text{Si } qQ_m > qQ$$

Le contact métal-semi conducteur (n) est redresseur.

Le contact métal-semi conducteur (p) est ohmique.

$$\text{Si } qQ_m < qQ$$

Le contact métal-semi conducteur (n) est ohmique.

Le contact métal-semi conducteur (p) est redresseur.

I.2.3.b Diagramme des bandes d'énergie de la barrière Schottky

Avant le contact et $qQ_m > qQ$

A partir de la **Fig I.2** on a les définitions suivantes

* Pour extraire un électron du niveau de fermi du métal et l'amener dans le vide, il faut lui fournir une énergie qQ_m .

* Pour extraire un électron de la bande de conduction du semi conducteur et l'amener dans le vide il faut lui fournir une énergie qX

* Imaginons que le métal et le semi conducteur soient séparés par un intervalle très faible l'on que fait tendre vers une distance inter atomique, il faut fournir l'énergie qQ_m pour extraire l'électron du métal. Cet électron restitue l'énergie qX en entrant dans le semi conducteur, il en résulte qu'au niveau de l'interface, la barrière de potentiel que doit franchir l'électron pour passer du métal dans le semi conducteur est donné par $q(Q_m - X)$.

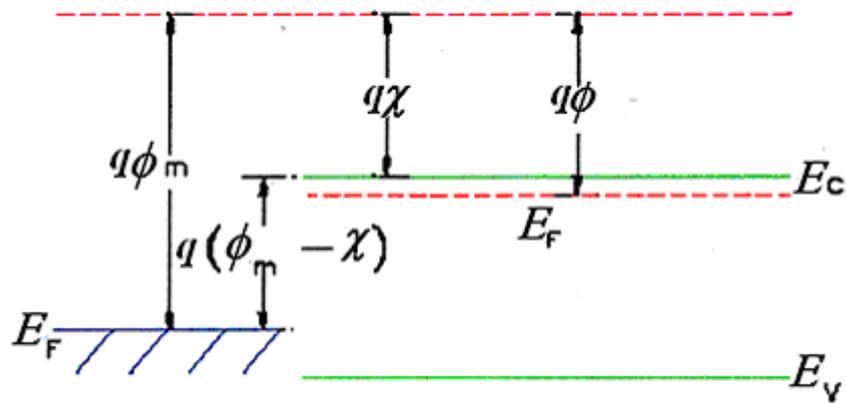


Fig I.2: Niveaux d'énergie de la barrière Schottky [4]

Après le contact $qQ_m < qQ$

* Lorsque le métal et le semi conducteur sont en contact, les électrons du semi conducteur transitent vers le métal tandis que le niveau de fermi du système est aligné. Par conséquent, une zone de déplétion d'ions donneurs ionisés se crée dans le semi conducteur et dans le métal, il apparaît une accumulation d'électrons à l'interface. A cette double charge d'espace sont associés un champ électrique et une tension de diffusion V_{bi} qui comme dans la jonction $p-n$, équilibrent les forces de diffusion et déterminent l'état d'équilibre. Notons que le nombre de charges positives développées dans le semi conducteur est égal au nombre de charges négatives développées dans le métal [5].

* $V_d = q(Q_m - Q)$, V_d est appelé la tension interne ou tension de diffusion que présente la barrière de potentiel des électrons qui circulent du semi conducteur vers le métal.

* $qQ_n = q(Q_m - X)$ est la hauteur de barrière du contact métal-semi conducteur que présente la barrière de potentiel des électrons qui circulent du métal vers le semi conducteur.

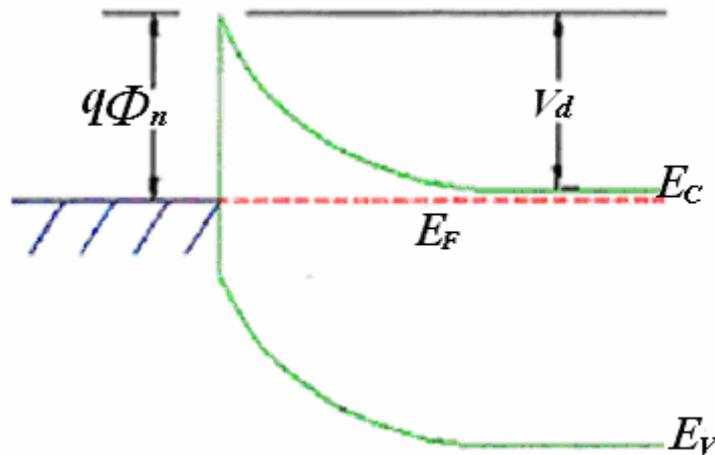


Fig I.3 : Niveaux d'énergie de la barrière Schottky à l'équilibre [4]

I.2.4. Polarisation directe et inverse

Si on applique une tension extérieure négative V_G sur l'électrode métallique, celle-ci va engendrer une augmentation du champ E_i . La zone de charge d'espace s'étend dans le semi conducteur.

I.2.4. a. Polarisation directe

Par contre, si une tension positive est appliquée, le champ électrique E_i et l'épaisseur de la charge d'espace d diminuent: la jonction est passante (polarisation directe) [6].

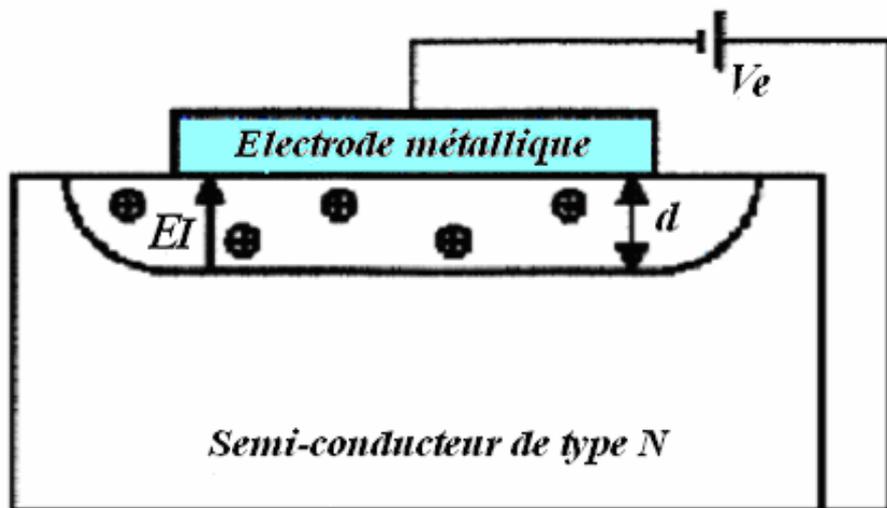


Fig I.4: Polarisation de la jonction Schottky.

I.2.4.b Polarisation inverse

Lorsque la structure est polarisée par une tension semi conducteur –métal V négative ($V_{sc} - V_m < 0$) **Fig I.5**. La bande de conduction du semi conducteur s'élève. Ainsi la barrière semi conducteur-métal diminue alors que la barrière métal - semi conducteur reste inchangée. Les électrons diffusent du semi conducteur vers le métal et créent un courant du métal vers le semi conducteur. C'est une polarisation directe.

En polarisant la structure par une tension semi conducteur-métal V positive ($V_{sc} - V_m > 0$) **Fig I.6**, la bande de conduction du semi conducteur est abaissée, ce qui augmente la hauteur de la barrière qui s'opposait à la diffusion des électrons. La structure est polarisée en inverse. La structure métal-semi conducteur avec $Q_m > Q$ constitue donc un contact redresseur. C'est une diode Schottky.

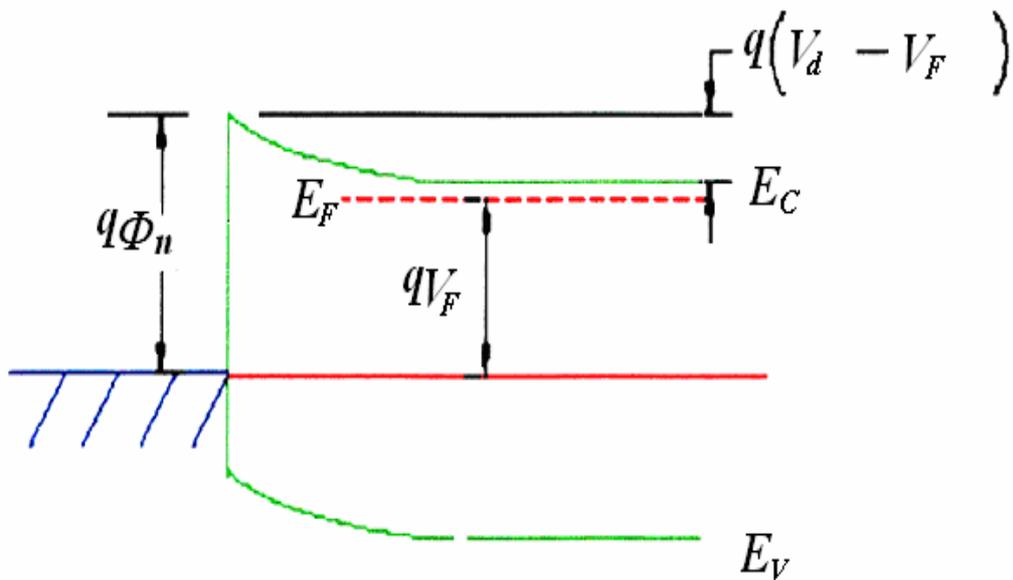


Fig I.5: Diode Schottky sous polarisation directe

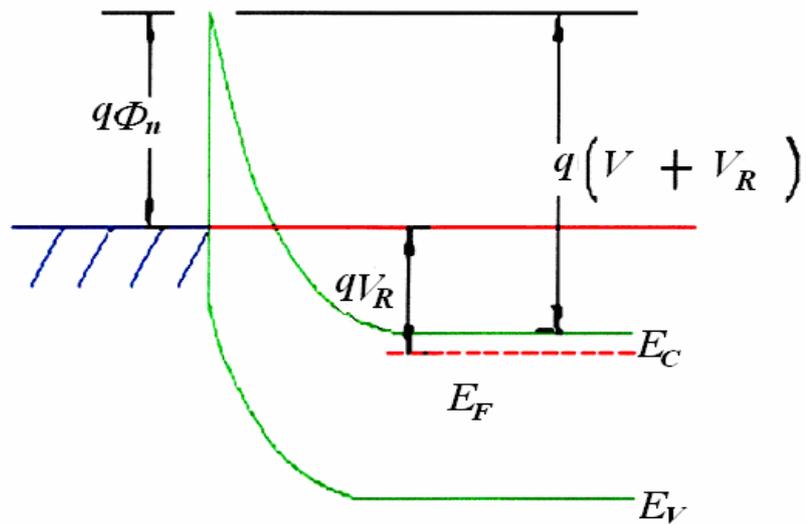


Fig I.6 : Diode Schottky sous polarisation inverse

* Le principe de base du MESFET repose sur les caractéristiques d'une jonction Schottky [7]. Lorsque le métal de grille est mis en contact avec le semi-conducteur de type N , les électrons du semi-conducteur au voisinage du métal diffusent dans ce dernier laissant ainsi une zone dépeuplée sous la grille sur une profondeur d . Perdant des électrons, le semi-conducteur devient de plus en plus positif par rapport au métal, ce qui donne naissance à un champ électrique E_i comme l'indique la **Fig I.7**.

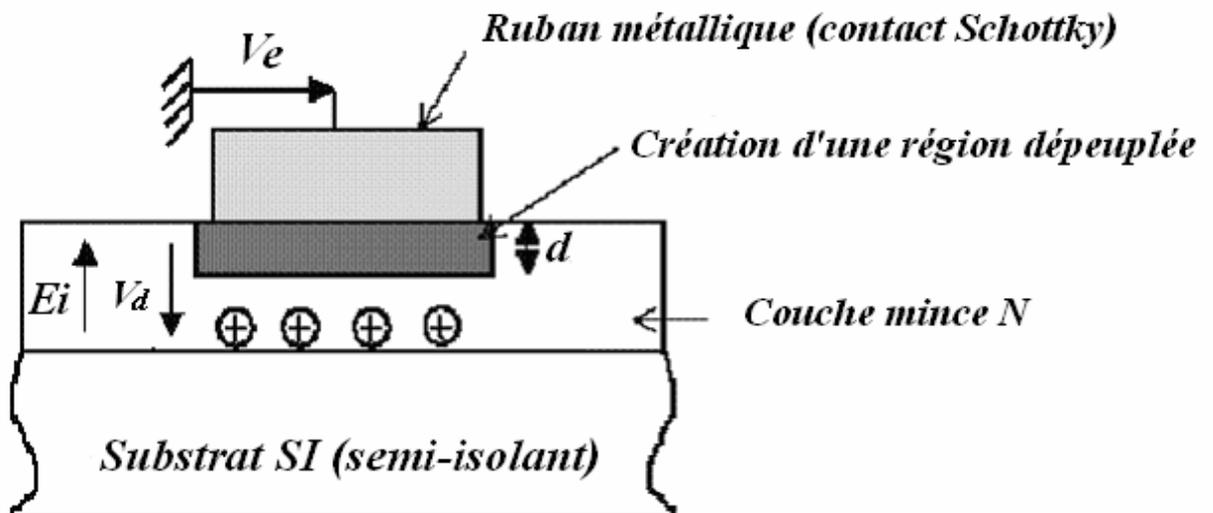


Fig I. 7 : Jonction Schottky, à l'équilibre ($V_e = 0$)

Un équilibre s'établit lorsque le potentiel atteint une valeur V_d appelée hauteur de barrière, ainsi les électrons ne peuvent plus diffuser dans le métal.

Lorsque l'on applique une tension extérieure V_e négative entre le métal et le SC, le champ électrique total augmente entraînant ainsi la reprise du processus de diffusion sur une profondeur $d' > d$ **Fig I.8.a**. Un nouvel équilibre s'établit lorsque l'intégrale du champ atteint la valeur $(-V_e) + V_d$ et par conséquent aucun courant ne circule dans le circuit extérieur sauf un courant inverse de saturation de valeur négligeable.

Si la tension V_e est positive, le champ électrique total $(E_{ex} - E_{in})$ diminue et tend vers une valeur nulle lorsque V_e atteint V_d **Fig I.8.b**. L'épaisseur d diminue et les électrons diffusent du SC vers le métal donnant naissance à un courant (I_e) qui s'exprime.

$$I_e = I_s \left(\exp\left(\frac{V}{n \times U_T}\right) - 1 \right) \quad (1.1)$$

- U_T est le potentiel thermodynamique (**25 mV** à **300 °K**),
- n est le facteur d'idéalité de la diode compris entre **1** et **2**,
- V est la tension intrinsèque appliquée à la jonction.

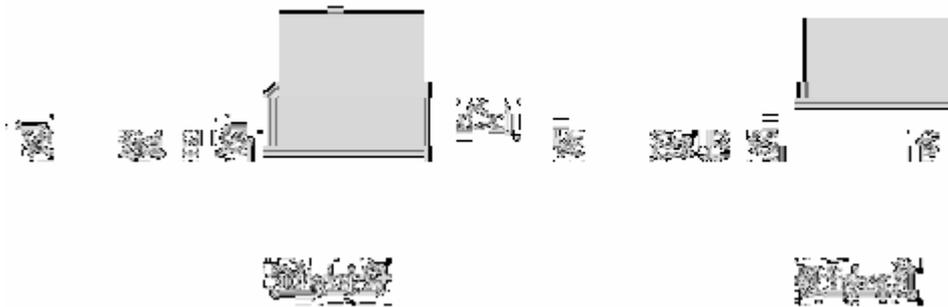


Fig I. 8 Modulation du courant du canal du MESFET

a) : $V_e < 0$, équilibre à $(-V_e) + V_d$

b) : $V_e > 0$, diffusion des électrons

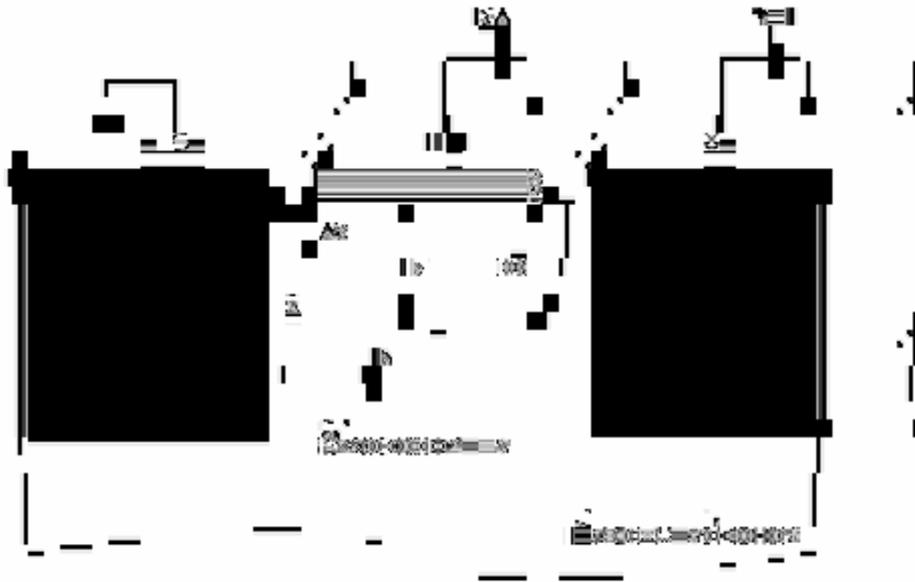


Fig I. 9 Vue en coupe de la structure du MESFET et emplacement des sources de Polarisation

La **Fig I.9** représente une vue en perspective de la structure du MESFET. 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. 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 $a-d$. Si on diminue V_{gs} , l'épaisseur d augmente. Par conséquent le courant I_{ds} diminue. Lorsque d 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.

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

En faisant varier V_{ds} pour plusieurs valeurs de tension de grille V_{gs} , on génère un réseau de caractéristiques donnant l'évolution du courant de sortie. Ce réseau des caractéristiques est constitué de deux parties : la zone linéaire et la zone de fonctionnement saturé **Fig I.10**.

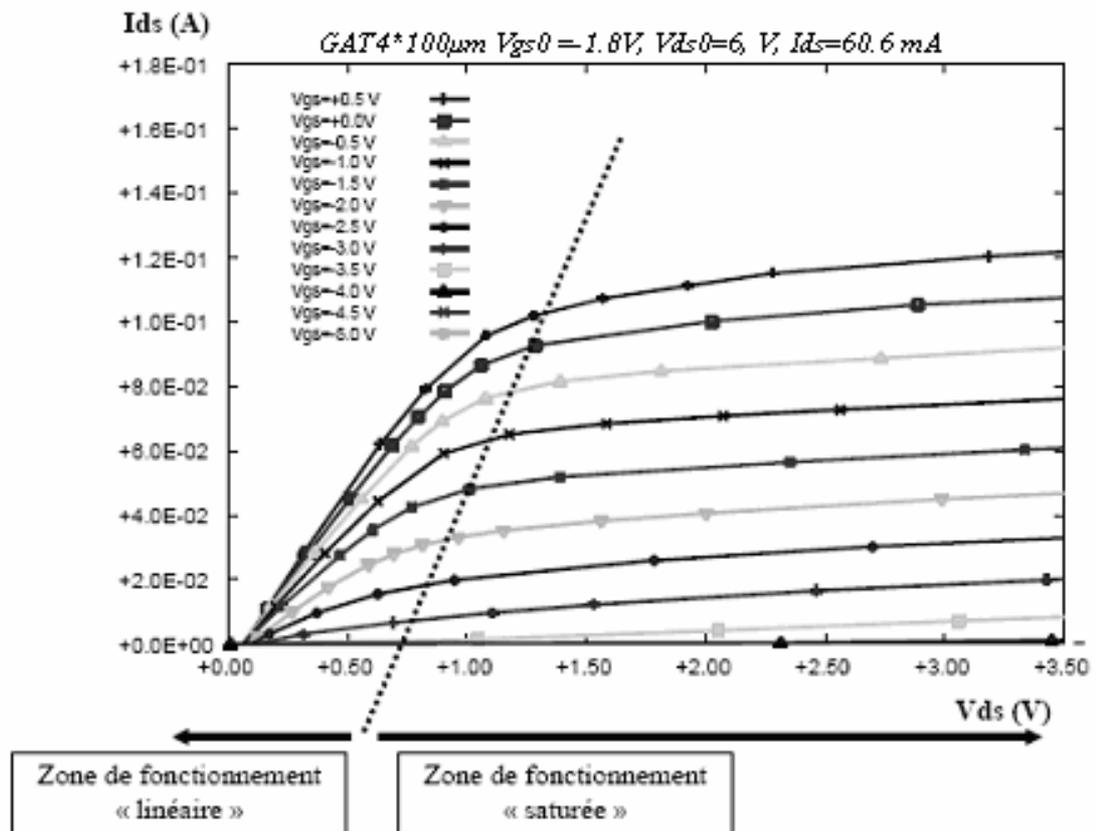


Fig I. 10 : Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET

Zone de fonctionnement linéaire

Cette zone, appelée également zone ohmique correspond à une évolution quasi linéaire du courant de sortie I_{ds} pour de faibles valeurs de V_{ds} . 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. Des applications telles que les mélangeurs ou les déphaseurs nécessitent en général ce régime de fonctionnement linéaire où le transistor est polarisé à froid ($V_{ds} = 0$).

Zone de fonctionnement saturé

Au fur et à mesure que V_{ds} augmente, la section de la zone dépeuplée (zone de charge d'espace) devient de plus en plus large dans le canal côté drain, ce qui provoque le resserrement du canal et par conséquent la saturation du courant I_{ds} . Il faut noter que même si on continue à augmenter la tension V_{ds} , on ne parviendra pas à dépeupler complètement la couche conductrice côté drain qui pourrait empêcher le passage des électrons. Cette situation est impossible en raison des lois de l'électrocinétique [2]. En effet, le pincement du canal est

uniquement contrôlé par la commande V_{gs} lorsqu'elle atteint une valeur inverse suffisamment grande. On nomme courant de saturation I_{dss} la valeur du courant de drain pour laquelle le transistor commence à rentrer dans la zone de saturation.

Malgré des efforts considérables fournis en vue d'améliorer les performances en puissance et en fréquence des MESFETs sur GaAs, ces derniers restent aujourd'hui limités à des applications microondes qui ne dépassent pas 30GHz . Pour des fréquences plus élevées, les composants à hétérojonction tels que les **HEMT** (**H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistors) présentent de meilleures performances.

I.3. Effets parasites non-linéaires dans LES FETS

Des effets parasites indésirables viennent perturber le fonctionnement statique du MESFET.

L'effet fondamental d'un transistor à effet de champ est la source de courant I_{ds} commandée par la tension de grille. Cependant des effets dispersifs limitent le fonctionnement des transistors [3]. Pour la réalisation d'une conception optimisée des circuits, ces effets doivent être connus et modélisés. Les principaux effets limitatifs sont les effets de pièges, thermiques, avalanches et de bruit

I.3.1. L'effet de pièges

Les phénomènes de pièges correspondent à l'existence d'états énergétiques pouvant être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau. Ces niveaux d'énergie sont majoritairement dus à la présence d'impuretés dans le substrat et sont plus ou moins importants en fonction de la filière [7]. Cela vient du fait qu'ils capturent ou libèrent des électrons qui participent au courant dans le canal. Les constantes de temps liées à ces captures et émissions correspondent à des fréquences de l'ordre ou inférieures à la centaine de GHz . Ces effets de pièges peuvent être regroupés en trois catégories.

I. 3. 1. a. Le phénomène de « Self-Backating »

Le **Self-Backating** explique les réponses transitoires de courant de drain provoquées par un brusque changement du champ électrique entre le drain et la source. Un processus de capture et d'émission des électrons du canal par le substrat se crée, induisant une diminution du courant jusqu'à une valeur d'équilibre [8].

I. 3. 1. b. Le phénomène de « Gate-Lag »

Les pièges de surface sont à l'origine du **gate-lag**. Ils apparaissent lorsque la commande de grille passe d'un état de pincement à un état de conduction et ceci se traduit également par des transitoires sur le courant de drain.

I.3. 1. c. L'effet de « Sidegating »

Dans un environnement de circuits, les phénomènes de capture et d'émission d'électrons dus à la proximité des différents composants sont regroupés dans le terme **sidegating**. La proximité des transistors à effet de champ peut les rendre non indépendants, c'est-à-dire qu'un composant peut être affecté par des potentiels variables appliqués ailleurs qu'à l'un de ses trois accès.

D'autres effets parasites sont très dépendants de la technologie du fondeur et de la pureté du substrat. Il en résulte généralement des contraintes géométriques minimales de dessin des circuits afin d'en limiter les conséquences.

Les caractéristiques dispersives dues aux effets de pièges. sont attribuées à des effets de donneurs profonds du semi-conducteur de type N et sont plus ou moins importantes en fonction de la filière technologique du composant [4]. Les pièges, appelés aussi « **centres DX** » [6], sont toujours sujets à débat et publications. Ils présentent des énergies différentes d'émission et de capture des électrons, et des constantes de temps multiples d'émission et de capture, correspondant à des fréquences de l'ordre ou inférieures à la centaine de GHz . Il en résulte une variation importante de la transconductance et de la conductance de sortie entre le continu et la **RF** [9], [10]. Le tracé de l'impédance de sortie de MESFET en fonction de la fréquence est proposé sur la **Fig I.11** [11].

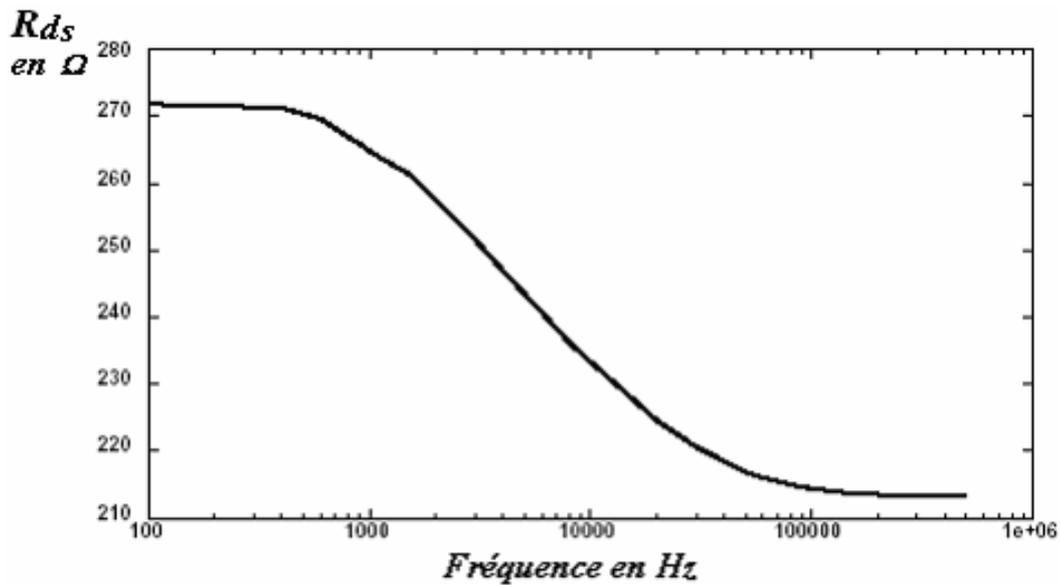


Fig I. 11 : Dispersion de l'impédance de sortie R_{DS} d'un MESFET

I.3.2. Les effets thermiques dans les FET

De la même manière que les effets de pièges, les effets thermiques dans les transistors vont induire des variations dynamiques lentes. L'état thermique résulte de la température ambiante et de l'auto-échauffement du transistor avec un effet mémoire important.

Plusieurs auteurs se sont intéressés au fonctionnement des transistors MESFETs entre **300 et 400 °C** [12], [13]. A de telles températures, des courants de fuites ont été observés entraînant la dégradation à la fois de la conductance de sortie et des caractéristiques de pincement du composant. Ces courants de fuite sont principalement dus au contact de grille et au substrat. En effet, les fuites de grille, qui dépendent de la hauteur de la barrière de Schottky à l'interface métal / semi-conducteur, augmentent avec la température via les mécanismes d'émission et de diffusion thermodynamiques [14], tandis que les fuites de substrat proviennent de l'augmentation de la conductivité du substrat **GaAs SI** avec la température [15].

Les effets de l'échauffement du composant sur la transconductance et la conductance de sortie sont non négligeables et doivent être pris en compte dans une procédure de mesure et de simulation précise. **Fukui** [16] a proposé une méthode permettant d'estimer la résistance thermique du transistor grâce à la tension de seuil de la jonction Schottky des **FET**. On trouvera dans [17] une comparaison des mesures des caractéristiques de sortie à température constante et avec auto-échauffement, ainsi qu'un modèle prenant en compte ce phénomène. Un exemple de l'effet de l'auto-échauffement sur la caractéristique de sortie d'un **FET** est proposé dans la **FigI.12**.

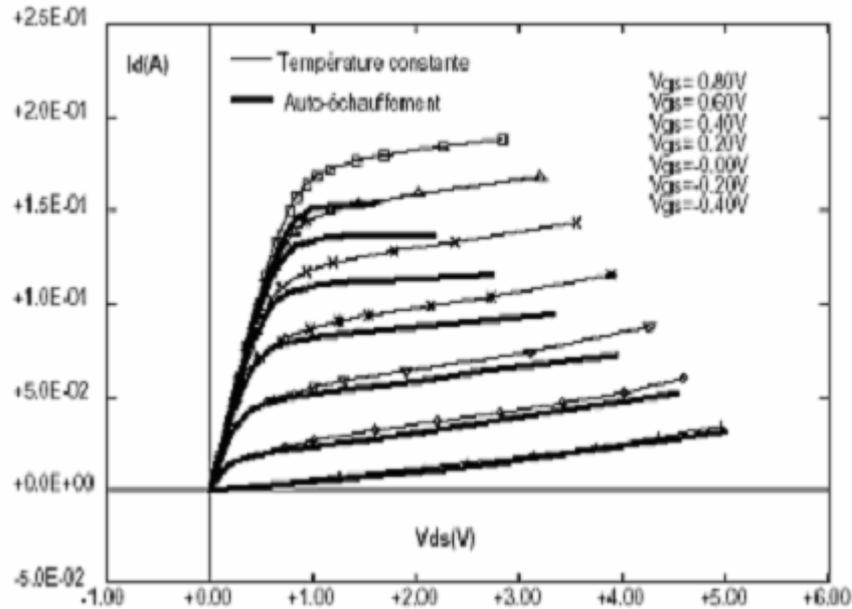


Fig I. 12 : Comparaison des caractéristiques de sortie d'un **FET** à température Constante et avec auto-échauffement

On observe une décroissance du courant de drain lorsque V_{ds} augmente entraînant une chute de la transconductance de sortie. Ceci est lié à une décroissance de la mobilité des électrons lorsque la température augmente.

I.3. 3. Le phénomène d'avalanche dans les FETs

Dans les conditions de fonctionnement normal, l'avalanche se produit au niveau des bords de l'électrode de grille côté drain. A cet endroit, le champ électrique est à deux dimensions avec une grande composante horizontale. Pour de fortes tensions de drain et faibles tensions de grille ($I_{ds} = I_{dss}$), le champ électrique à la surface peut devenir suffisamment grand au point qu'un tunnel d'électrons se crée dans la zone grille-drain depuis la métallisation de grille et à travers la surface du **SC**. Ce percement de tunnel est d'autant plus important que la température du canal croît à cause de l'augmentation de la puissance dissipée. Dans ce cas, une densité d'électrons libres s'accumule sur la surface au niveau des bords de la grille. Ces électrons sont susceptibles de circuler jusqu'au contact de drain générant un courant de fuite qui peut devenir très grand. On distingue deux types d'avalanche: une avalanche due à l'ionisation par impact liée à l'effet **Kink** et une avalanche standard qui apparaît dans la zone de pincement du transistor.

I.3. 3. a. L'ionisation par impact

Ce comportement d'avalanche apparaît pour les valeurs de V_{gs} supérieures au pincement lorsque le transistor subit une ionisation par impact due à un fort champ de drain. Cette

ionisation par impact implique la génération de paires électron / trou. Les électrons sont accélérés par le champ électrique et provoquent une augmentation du courant de sortie drain (**effet Kink**) tandis que les trous s'échappent à travers la grille entraînant ainsi l'apparition d'un courant négatif de grille.

I.3. 3. b. Avalanche standard

Lorsque V_{gs} est proche de la tension de pincement V_p , le champ électrique sous la grille devient surtout orienté verticalement et peut entraîner l'avalanche lorsqu'il atteint un niveau suffisamment grand **Fig I.13**.

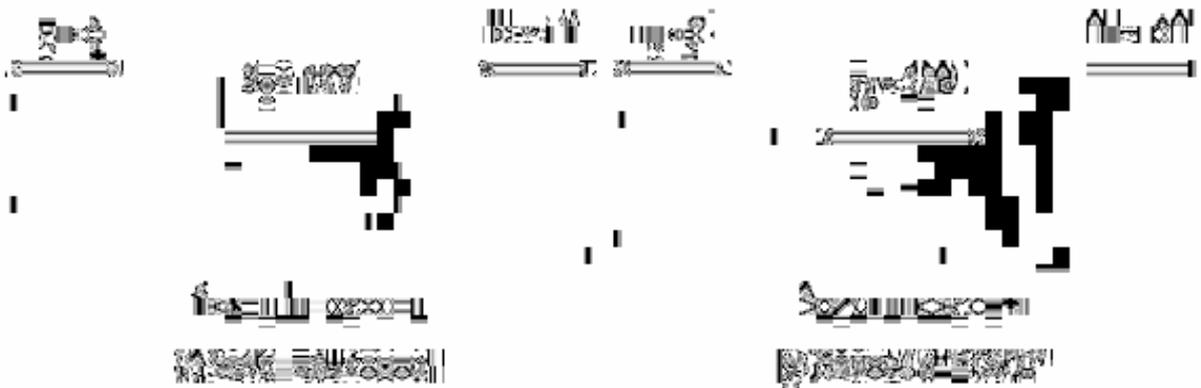


Fig I. 13 : Résultats de simulations numériques de structure de **FET** à grille creusée dans la zone désertée en aval du domaine à fort champ stationnaire

Le phénomène de l'avalanche peut être repoussé vers des tensions V_{ds} plus grandes en modifiant la géométrie en coupe du transistor par la technologie du « recess », c'est-à-dire du creusement de la grille, ce qui permet de diminuer le champ électrique entre les électrodes de drain et de grille et donc de s'éloigner de la valeur critique de champ électrique d'avalanche.

I.3.4. Bruit dans le MESFET

Le bruit électronique est le synonyme de la fluctuation du courant ou de la tension autour d'une valeur stationnaire. Son existence traduit la présence d'un grand nombre de degrés de liberté au niveau microscopique qui donne à la sortie d'une mesure macroscopique, la valeur moyenne [11].

I.3.5 Phénomène de bruit

Le bruit électronique est le synonyme de la fluctuation du courant ou de la tension autour d'une valeur stationnaire. Son existence traduit la présence d'un grand nombre de degrés de liberté au niveau microscopique de la valeur moyenne [18].

Le bruit a pour effet de limiter le plus petit signal que l'on peut amplifier. Les sources de bruit sont [19, 20] :

I.3.5.a-Bruit de Grenaille (Shot Noise) :

Il est associé au flux d'électrons et il est toujours présent dans les diodes et les transistors. Il est produit par le passage des électrons dans la zone de transition. La traversée de cette zone découle d'un phénomène aléatoire lié à l'énergie et à la direction des électrons situés au voisinage de la zone de transition.

La valeur de bruit est :

$$\bar{i}^2 = 2qI \Delta f \quad (1.2)$$

D'où une densité spectrale : $\frac{\bar{i}^2}{\Delta f} = 2qI$ exprimer en (A^2 / Hz) .

Dont la valeur pour un courant de $1 mA$ est de $1.8 \cdot 10^{-8} A^2 / Hz$.

La distribution de l'amplitude est gaussienne et la densité de probabilité du courant de la diode a l'allure indiquée sur la **Fig I.15**.

I.3.5.b-Bruit thermique :

Il est du au mouvement aléatoire des électrons dans une résistance sous l'effet de la température. Il est proportionnel à la température et indépendant du courant qui traverse la résistance.

Il produit une tension dont la valeur quadratique moyenne est :

$$\bar{V}^2 = 4KT R \Delta f \quad (1.3)$$

On peut aussi l'exprimer en courant :

$$\bar{i}^2 = \Delta KT \Delta f \quad (1.4)$$

A la température ambiante on a :

$$4 KT = 1.617 \cdot 10^{-20} \text{ J}$$

On trouve ce type de bruit dans toutes les résistances.

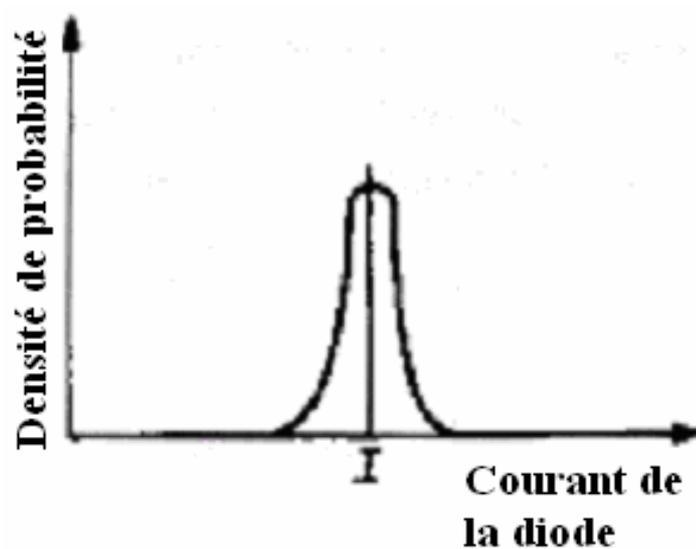


Fig I.15 : Courant direct d'une diode



Fig I.16 : Bruit en créneau

I.3.5. c -Bruit de Scintillation (Flicker Noise) :

Ce bruit a pour origine les pièges, les défauts cristallins et différentes contaminations situés dans la zone de transition de l'émetteur. Ils libèrent ou absorbent des charges de façon aléatoire et à basse fréquence.

Le courant correspondant à ce bruit est de la forme :

$$\bar{i}^2 = K_1 \frac{I^n}{1+f} \Delta f \quad (1.5)$$

Avec : $0.5 < n < 2$

La constante K_1 est très dépendante de la technologie.

I.3.5. d- Bruit en créneau (Popcorn Noise ou bruit Noise) :

L'origine de ce bruit est très mal connue. Sa fréquence est inférieure au kilohertz. Il se manifeste par des variations brusques du courant dont la périodicité est aléatoire. Il est de la forme :

$$\bar{i}^2 = K_2 \frac{I^p}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)} \Delta f \quad (1.6)$$

Ou : K_2 : est une constante fortement liés à la température.

I : Le courant.

P : Compris entre **0.5** et **2**.

f_c : Fréquence de coupure qui dépend de la technologie.

La courbe de la **Fig 1.16** illustre le bruit en créneau.

I.3.5. e- Bruit d'avalanche :

Son origine est due au caractère aléatoire de la création de paires électron- trou sous l'effet du champ électrique et de l'énergie des porteurs. Il se manifeste surtout lorsque l'on utilise des diodes Zener.

CHPITRE 2

*Propriétés statiques du
MESFET GaAs*

II. Introduction

La détermination de la caractéristique du MESFET, donné par la loi $I_D = f(V_G, V_D)$ est primordiale pour comprendre son comportement. Plusieurs expressions analytiques et empiriques ont été proposées depuis 1952 [21, 22, 23].

Dans ce chapitre nous présentons un modèle analytique du MESFET GaAs pour déterminer les propriétés statiques de ce composant, données par $ids = f(Vds, Vgs)$. Ces propriétés prennent en considération l'effet des résistances de source et de drain, l'influence des paramètres géométrique, et la variation de la mobilité en fonction du champ électrique.

II.1. Mécanisme de transport de charges

Pour des cristaux semi-conducteurs isothermes où les flux de chaleurs sont négligeables et en tenant compte des gradients de potentiel et de concentration des porteurs, deux mécanismes peuvent être à l'origine du déplacement des porteurs de charges, c'est — à — dire des courants: la conduction et la diffusion.

- Pour un champ électrique E qui règne dans le semi-conducteur, il existe une densité de courant J_n (J_p) relative aux électrons et aux trous:

$$J_n = q\mu_n nE \quad (2.1)$$

$$J_p = q\mu_p pE \quad (2.2)$$

- Lorsque les porteurs libres ne sont pas uniformément distribués dans le cristal, ils subissent un processus de diffusion caractérisé par un gradient de concentration des porteurs. Les densités de courant des électrons et des trous qui leur sont associées sont données par:

$$J_n = qD_n \nabla n \quad (2.3)$$

$$J_p = qD_p \nabla p \quad (2.4)$$

D_n et D_p sont les constantes de diffusion des électrons et des trous.

Lorsque dans un semi-conducteur les deux mécanismes sont présents, le courant total s'écrit:

$$J_n = qn\mu_n E + qD_n \nabla n \quad (2.5)$$

$$J_p = qn\mu_p E - qD_p \nabla p \quad (2.6)$$

Avec

$$D_n = \frac{KT\mu_n}{q} \quad , \quad D_p = \frac{KT\mu_p}{q}$$

Ainsi les équations de transport des porteurs de charge sont données par les équations de continuité:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla J_n - qG \quad \text{pour les électrons} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-1}{q} \nabla J_p - qG \quad \text{pour les trous} \quad (2.8)$$

G est le taux de génération recombinaison supposé identique pour les électrons et les trous: c'est la différence entre le nombre de porteurs générés ou créés et ceux qui disparaissent ou capturés pendant l'unité de temps et dans l'unité de volume:

$$G = g_n(p) - r_n(p) \quad (2.9)$$

Dans un contact Schottky dit unipolaire, le courant est assuré par un seul type de porteurs qui sont les électrons dans le cas d'un semi-conducteur de type N . En effet, si on se limite à un système unidimensionnel on peut obtenir à partir des équations (2.5) et (2.6), [24]:

$$\frac{J_p}{J_n} = \frac{\overline{D_n} \int_J^c p dy}{D_p \int_J^c n dy} \quad (2.10)$$

$\overline{D_n}$ et $\overline{D_p}$ sont les constantes de diffusion “effective “ définies par:

$$\overline{D_p} = \frac{\int_N n dy}{\int_N \frac{n}{D_n} dy} \quad (2.11)$$

L'intégrale est étendue sur toute la région N .

$$\overline{D_n} = \frac{\int_P p dy}{\int_P \frac{p}{D_n} dy} \quad (2.12)$$

L'intégrale est étendue sur toute la région P

On voit clairement d'après l'équation (2.10) que $J_p \ll J_n$ pour un contact Schottky sur substrat N . C'est le courant d'électrons qui constitue l'essentiel du courant total.

II.2. Calcul du potentiel et du champ électrique

La modélisation du MESFET exige plusieurs hypothèses simplificatrice dû aux difficultés imposées par les conditions de bord du MESFET [25, 26]. La première simplification consiste à restreindre la modélisation à la région active du canal. Considérons alors la structure du MESFET représentée dans la **Fig II.1**; l'axe-X représente la direction le long de la surface, et l'axe-Y représente la direction perpendiculaire à la surface. Le potentiel $\psi(x, y, z)$ sous la grille s'obtient en intégrant l'équation de Poisson donnée par:

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (2.13)$$

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

$$y < h(x) \quad \rho(x, y) = q[N_D(y) - n(x, y)] \quad (2.14)$$

$$y > h(x) \quad \rho = 0$$

$n(x, y)$ est la densité de charge libre dans la zone de charge d'espace. En ce qui concerne Le potentiel, nous pouvons écrire, pour des raisons de symétrie qu'il est constant dans la direction z

de sorte que $\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0$

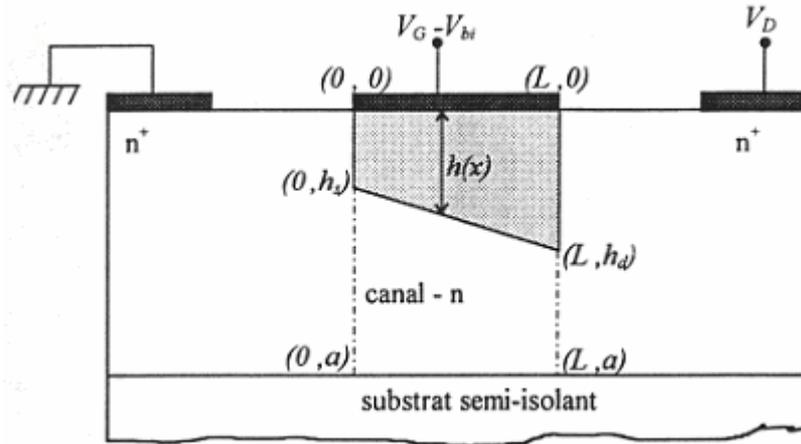


Fig II.1 : Schéma de principe du MESFET.

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

$$\frac{d^2 \psi(x, y)}{dy^2} = \frac{-qN_D(x, y)}{\epsilon} \quad (2.15)$$

Avec la notation $N_D(x, y)$ au lieu de $N_D(y) - n(x, y)$.

On intègre les deux membres de (2.15) entre $h(x)$ et y , avec la condition

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

$y = h(x)$ on obtient

$$\begin{aligned} \frac{d\psi(x, y)}{dy} &= \frac{1}{\varepsilon} \left[\int_0^{h(x)} qN_D(x, y) dy - \int_0^y qN_D(x, y') dy' \right] \\ &= \frac{1}{\varepsilon} [Q(h(x)) - Q(y)] \end{aligned} \quad (2.16)$$

Intégrons encore une fois de $h(x)$ à y l'équation (2.16). Le premier membre s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \int_{h(x)}^y d\psi(x, y) &= \int_0^y d\psi(x, y) - \int_0^{h(x)} d\psi(x, y) \\ &= \psi(x, y) - \psi(x, h(x)) \end{aligned} \quad (2.17)$$

Et le second membre s'écrit

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

On utilise le passage

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

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

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

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(x, y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x, y') dy' - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} qN_D(x, y) y dy \\
&= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(x, y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x, y') dy' - \psi(x, h(x)) + \psi(x, y = 0) \quad (2.18)
\end{aligned}$$

Par identification entre (2.17) et (2.18) avec la condition $\psi(x, 0, z) = V_G - V_{bi}$, on obtient

$$\psi(x, y) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(x, y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x, y') dy' + V_G - V_{bi} \quad (2.19)$$

Le potentiel dans le canal conducteur s'obtient en portant $y = h(x)$ dans l'équation (2.19)

Soit :

$$\psi_C(x, y) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} qN_D(x, y') y' dy' + V_G - V_{bi} \quad (2.20)$$

Pour un dopage homogène, et pour une zone de charge d'espace vide de porteurs, on a $N_D(x, y) = N_D$, l'équation (2.19) devient

$$\psi(x, y) = \frac{-qN_D y^2}{2\varepsilon} + \frac{qN_D y}{\varepsilon} h(x) + V_G - V_{bi} \quad (2.21)$$

Et par conséquent :

$$\psi_C(x) = \frac{qN_D h^2(x)}{2\varepsilon} + V_G - V_{bi} \quad (2.22)$$

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

$$\vec{E}(x, y) = -\frac{qN_D y}{\varepsilon} \frac{dh(x)}{dx} \vec{i} - \frac{qN_D}{\varepsilon} [h(x) - y] \vec{j} \quad (2.23)$$

et dans le canal conducteur on a

$$E = E_x(x) = -\frac{qN_D h(x) dh(x)}{\varepsilon dx} \quad (2.24)$$

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

$$h(x) = \frac{h_d - h_s}{L} x + h_s \quad (2.25)$$

Les calculs effectués ci-dessus, ignorent bien entendu, la contribution de la zone de charge d'espace située sous la surface libre dans le potentiel [27].

II.3. Caractéristiques statiques du transistor MESFET GaAs

II.3.1 Fonctionnement du MESFET GaAs

Lors du fonctionnement normal du MESFET à canal N , la grille est polarisée négativement ($V_{gs} < 0$) par rapport à l'électrode de source. Une tension positive ($v_{ds} > 0$) est appliquée entre les électrodes de drain et la source.

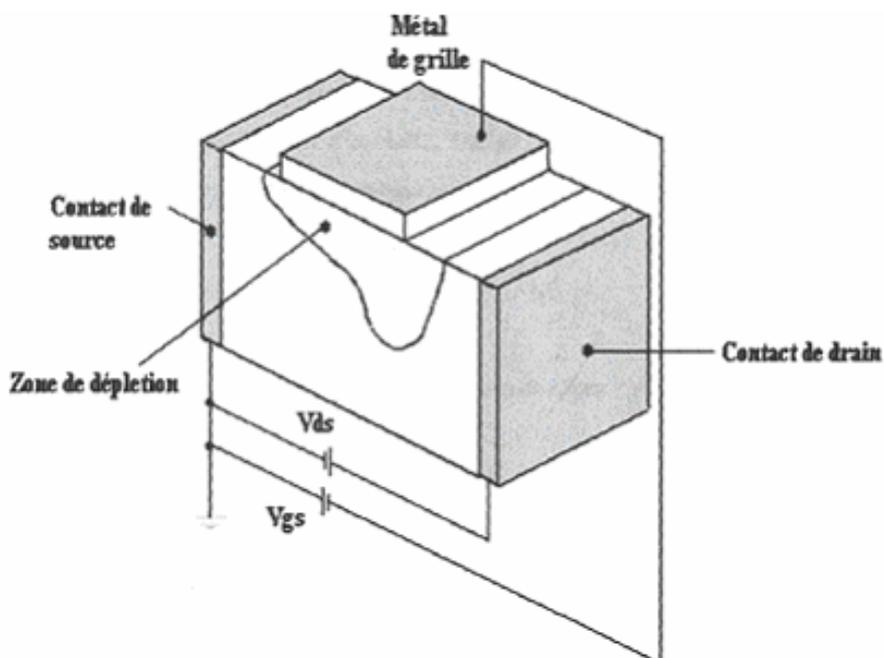


Fig II.2.a : Vue en coupe de la structure du MESFET polarisée

D'après ces figures **Fig I.9** et **Fig II.2.a** on distingue **3** contacts:

- la Source S est l'électrode par où les porteurs majoritaires entrent dans le barreau (Source d'électrons)
- le drain D est l'électrode par où les porteurs majoritaires quittent le barreau (Electrode chargée de drainer les électrons)
- la grille G permet de commander le courant i_{ds} .

Les **Fig I.9** et **II.2.a** représentent une vue en perspective de la structure du MESFET. 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. La présence du contact Schottky crée une zone dépeuplée de porteurs libres sous la grille. 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 diminue. Lorsque d 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 V_{gs} [6].

II.3.2. Equation de fonctionnement du MESFET GaAs

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

$$J_x = \sigma(x, y, z).E_x = \sigma(y).E_x = -\rho(y).v(E_x) \quad (2.26)$$

Avec $\sigma(y) = p(y).\mu(E_x)$ et $v(E_x) = -\mu(E_x).E_x$

Aussi $\rho(y) = q.n(y)$

Le signe $-$ correspond à un canal de type N .

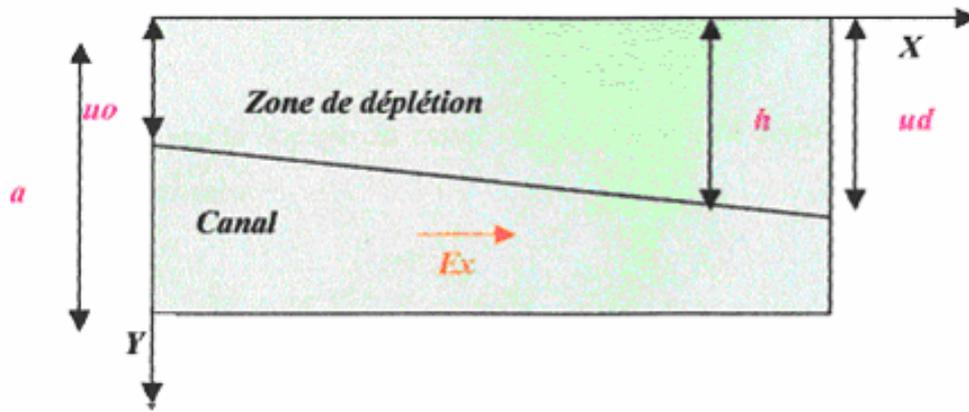


Fig II.2.b Zone active du MESFET.

E_x : Le champ électrique longitudinal

$v(E_x)$: La vitesse des porteurs en $m \cdot sec^{-1}$

σ : La conductivité électrique

$\rho(y)$ La densité de charge du canal

$n(y)$ La densité des porteurs en m^{-3}

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

$$\Delta V = \frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = \frac{-\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (2.27)$$

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

$$\Delta V = \frac{d^2V}{dy^2} = -\frac{dEy}{dy} = -\frac{\rho(y)}{\epsilon} \quad (2.28)$$

On considère que le dopage du canal est homogène, la densité de charge est constante donc, on peut écrire:

$$\rho(y) = q.Nd \quad \text{et} \quad \frac{d^2V}{dy^2} = -\frac{q.Nd}{\varepsilon} \quad (2.29)$$

Nd : La concentration des électrons

q : La charge élémentaire.

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

$$\frac{dV}{dy} = -\frac{q.Nd}{\varepsilon}(h - y) \quad (2.30)$$

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

$$V(y) = \frac{q.Nd}{\varepsilon} \left[h.y - \frac{y^2}{2} \right] \quad (2.31)$$

L'équation du potentiel prend une valeur maximale à la tension de diffusion Vb à ($y = h$). Cette tension de diffusion est donnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur.

$$qVbi = q.(\Phi_m - \Phi_s) \quad (2.32)$$

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

$$Vbi = V(y = h) - V(y = 0) \quad (2.33)$$

$$h = \left[\frac{2\varepsilon Vbi}{qNd} \right]^{1/2} \quad (2.34)$$

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

$$h = \left[\frac{2 \varepsilon (V_{bi} - V)}{q Nd} \right]^{1/2} \quad (2.35)$$

Compte tenu de la polarisation du transistor $V = V_g$ côté source et $V = V_g - V_d$ côté drain, l'expression précédente permet d'écrire:

$$u_0 = \left[\frac{2 \varepsilon (V_{bi} - V)}{q Nd} \right]^{1/2} \quad (2.36)$$

$$ud = \left[\frac{2 \varepsilon (V_{bi} - V_g + V_d)}{q.Nd} \right]^{1/2} \quad (2.37)$$

u_0 : L'épaisseur de la zone de charge d'espace, côté source.

ud : L'épaisseur de la zone de charge d'espace, côté drain.

II.3.3 courant de drain en régime intrinsèque

Pour simplifier l'étude du contact Schottky et écrire l'expression du courant de drain nous supposons que:

- La mobilité des porteurs μ_0 dans le canal est constante et la vitesse est proportionnelle au champ électrique longitudinale $v = \mu_0.E$.
- Le canal du MESFET est dopé uniformément avec une densité de porteurs que nous appellerons Nd . La densité de charge dans le canal s'écrit:

$$\rho(y) = q Nd \quad \text{pour} \quad 0 < y < h$$

$$\rho(y) = 0 \quad \text{pour} \quad y > h$$

- Tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante et que la densité d'état d'interface est négligeable.

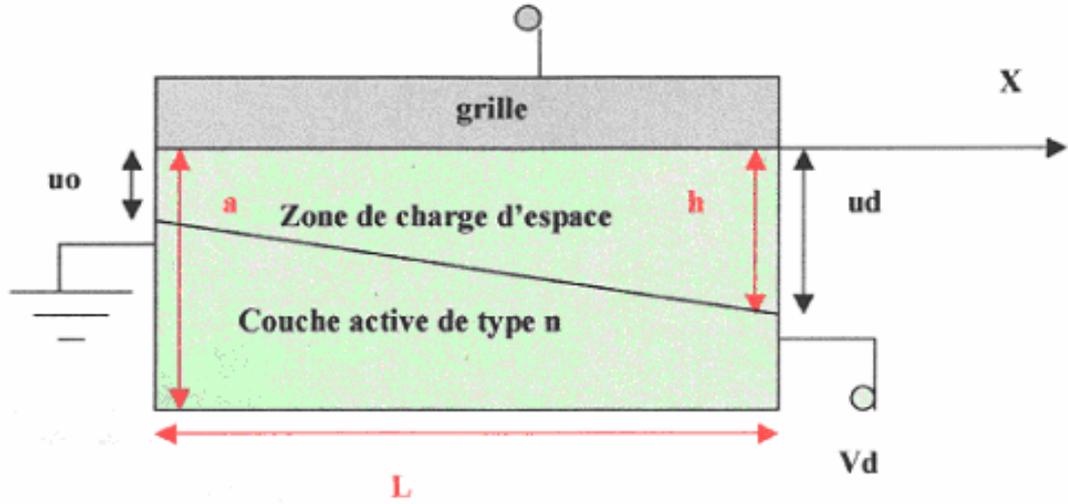


Fig II.3: Coupe schématique d'un MESFET GaAs.

u_{oo} : Le potentiel, côté source

u_{dd} : Le potentiel, côté drain

$$u_o = \left[\left[\frac{2 \cdot \epsilon}{q \cdot Nd} \right] (V_{bi} - V_g) \right]^{1/2} \quad (2.38)$$

$$u_d = \left[\left[\frac{2 \cdot \epsilon}{q \cdot Nd} \right] (V_d + V_{bi} - V_g) \right]^{1/2} \quad (2.39)$$

$$u_{oo} = \left[\frac{u_o}{a} \right] = \left[\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right]^{1/2} \quad (2.40)$$

$$u_{dd} = \left[\frac{u_d}{a} \right] = \left[\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right]^{1/2} \quad (2.41)$$

$$V_p = \left[\frac{q \cdot Nd \cdot a^2}{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{GaAs}} \right] \quad (2.42)$$

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_{GaAs} \quad (2.43)$$

V_p : La tension de pincement du canal représente l'écart entre la barrière de potentiel V_{bi} du contact Schottky et la tension de seuil V_{th} .

La tension V_{th} représente la tension de grille pour laquelle l'extension de la zone de charge d'espace dépeuplée de porteurs s'effectue dans tout le semi conducteur.

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

V_{bi} : est appelé la tension de la barrière Schottky ou interne supportée par la zone de déplétion.

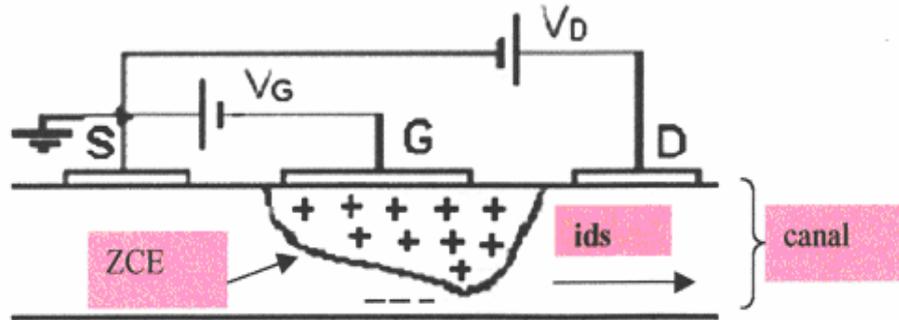


Fig II.4 Transition du courant dans le canal.

Le courant de drain en régime intrinsèque en tout point du canal s'écrit [28]:

$$i_{ds}(v_g, v_d) = i_p \cdot \frac{(3 \cdot (u d d^2 - u o o^2) - 2 \cdot (u d d^3 - u o o^3))}{(1 + \lambda \cdot (u d d^2 - u o o^2))} \quad (2.44)$$

λ et i_p sont des constantes :

$$i_p = \frac{(q \cdot N_d)^2 \cdot \mu_o \cdot Z \cdot a^3}{6 \cdot \epsilon \cdot L} \quad (2.45)$$

$$\lambda = \frac{q \cdot N_d \cdot a^2 \cdot \mu_o}{2 \cdot \epsilon \cdot L \cdot V_s} \quad (2.46)$$

L'équation générale du courant de drain en régime ohmique s'écrit :

$$i_{ds} = \frac{i_p}{1 + \lambda(V_d/V_p)} \left[3 \left[\frac{V_d}{V_p} \right]^{-2} \cdot \left[\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right]^{3/2} + 2 \cdot \left[\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right]^{3/2} \right] \quad (2.47)$$

Dans le régime de faible polarisation qui correspond à un champ électrique faible c'est à dire :

$$Vd \ll Vbi - Vg$$

$$\left[1 + \frac{Vd}{Vbi - Vg} \right]^{3/2} = 1 + \frac{3}{2} \left[\frac{Vd}{Vbi - Vg} \right] \quad (2.48)$$

Nous obtenons :

$$ids \frac{3.ip.(Vd/Vp)}{1 + \lambda(Vd/Vp)} \left[1 - \left[\frac{Vbi - Vg}{Vp} \right]^{1/2} \right] \quad (2.49)$$

*Lorsque la tension de drain Vd augmente, le courant augmente sous linéairement et tend vers un maximum $idsat$, correspondant au régime de saturation. La tension de drain de saturation est donnée par :

$$Vdsat = Vp - Vbi + Vg \quad (2.50)$$

*Lorsque la polarisation de drain augmente, le canal devient de plus en plus étroit près du drain, le champ électrique longitudinal dans le canal augmente et la vitesse des électrons tend vers sa valeur de saturation [28].

*Lorsque la vitesse atteint sa valeur de saturation $v(L) = \gamma.v_s$ ou γ est un facteur de saturation de la vitesse des électrons, le courant de drain atteint sa valeur de saturation et est donné par [28] :

$$idsat = q.Nd.z.a.\gamma.Vs.(1 - u_{oo}) \quad (2.51)$$

Avec

$$\gamma = 1.$$

II.3.3 .a Effet des paramètres géométriques

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

II.3.3.b Effet des paramètres physiques et technologiques

Ces paramètres sont la densité de donneurs de la couche active N_d , le facteur de pente des caractéristiques id , la barrière de potentiel du contact Schottky V_{bi} et enfin la mobilité à faible champ μ_0 .

II.3.3.c Caractéristique $I - V$ à mobilité variable

La mobilité des électrons est fonction du champ électrique dans L'arséniure de gallium il n'existe pas de loi exacte pour cela [29] nous proposons une loi :

$$\mu_n = \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{E - E_0}{E_c}\right)^\beta\right]^{1/\beta}} \quad (2.52)$$

μ_0 : La mobilité à faible champ.

v_s : La vitesse de saturation..

E : L'intensité de champ électrique.

β : Paramètre constant lié à la courbure.

D'autre part, nous avons utilisé les lois suivantes proposées par d'autres auteurs [24, 30, 31] pour la comparaison.

1. Premier loi :

$$\mu_1(E) = \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{\mu_0 \cdot E}{v_s}\right)^\alpha\right]^{1/\alpha}}$$

2. Deuxième loi :

$$\mu_2(E) = \frac{\mu_0 \cdot \left(1 + A \left(\frac{\mu_0 E}{V_s}\right)^{t-1}\right)}{\left(1 + A \left(\frac{\mu_0 E}{V_s}\right)^t\right)}$$

3. Troisième loi :

$$\mu_3(E) = \frac{\mu_o + V_s \left(\frac{E^3}{E_s^4} \right)}{1 + \left(\frac{E}{E_s} \right)^4}$$

4. Quatrième loi :

$$\mu_4(E) = \frac{\mu_o}{1 + \left(\frac{E}{E_s} \right)}$$

Si nous considérons L'expression (2.52) de la variation de la mobilité en fonction du champ électrique, l'expression du courant de drain $i_{ds'}$ à mobilité variable s'écrit:

$$i_{ds'} = \frac{3.i_p'.(V_d/V_p)}{1 + \lambda'.(V_d/V_p)} \left[1 - \left[\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right]^{1/2} \right] \quad (2.53)$$

$$i_p' = \frac{(q.Nd)^2 . \mu(E) . Z . a^3}{6 . \varepsilon . L} \quad (2.54)$$

$$\lambda' = \frac{q.Nd.a^2 . \mu(E)}{2 . \varepsilon . L . V_s} \quad (2.55)$$

II.3.3.d Effet des résistances de source et de drain sur les caractéristiques $I - V$

L'effet transistor d'un MESFET est du à une modulation de la résistance du canal par l'application d'une polarisation inverse sur la grille. Dans les composants réels il existe des résistances séries non modulées à la fois près de la source et près du drain. Ces résistances R_s et R_d introduisent une chute de tension ohmique entre le canal et les contacts de source et de drain et pour diminuer leurs effets, on insère une couche fortement dopée N^+ afin de réaliser un contact ohmique. 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 les relations du courant de drain.

$$V_d = V_{ds} - (R_s + R_d).i_{ds} \quad (2.56)$$

$$V_g = V_{gs} - R_s.i_{ds} \quad (2.57)$$

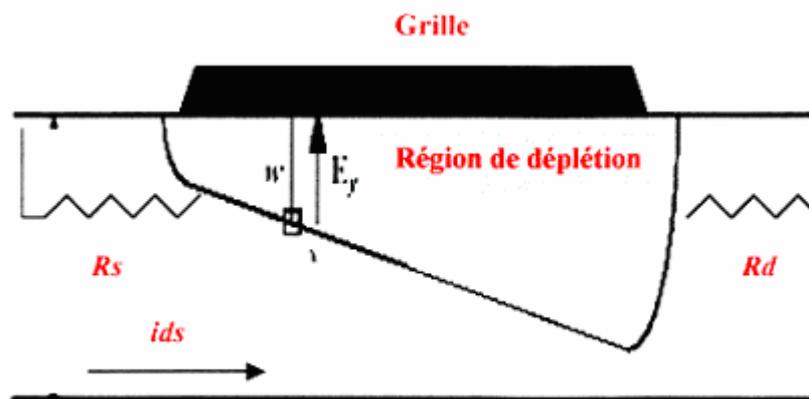
V_{ds} et V_{gs} : les potentiels externes.

V_d et V_g : les potentiels internes.

R_d et R_s : représentent les résistances parasites dues aux contacts ohmiques et aux zones conductrices inactives du canal entre les métallisations de drain et de source, et la limite de la zone désertée.

En tenant compte de l'effet de ces résistances, l'équation du courant de drain s'écrit de la manière suivante:

$$I_{ds} = \frac{3.i_p \cdot ((V_{ds} - (R_s + R_d).i_{ds}) / V_p)}{1 + \lambda \cdot ((V_{ds} - (R_s + R_d).i_{ds}) / V_p)} \left[1 - \left[\frac{V_p - (V_{gs} - R_s.i_{ds})}{V_p} \right]^{1/2} \right] \quad (2.58)$$



FigII.4 : Résistances parasites dans le MESFET GaAs.

II.4. L'effet thermique dans les MESFET's

II.4.1. Effet de la température

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

Une augmentation de la température conduit aux résultats suivants [32] :

- augmentation des courants de fuite due au courant de saturation I_S .
- Diminution de la directe des jonctions à courant constant due à l'augmentation de I_S qui l'emporte sur la tension thermique V_{th} ($25.9 mV$ à $27^0 C$).
- Augmentation des charges stockées.
- Augmentation des gains.

II.4.2 Caractéristiques du MESFET's

Les caractéristiques en courant du MESFET sont fortement liées à la température [33]. Cependant la majorité des simulations supposent que la température du composant est constante, usuellement égale à la température ambiante ($300^0 K$). Un modèle thermique rigoureux exige la résolution de l'équation d'échauffement suivante :

$$C_R \rho_R \frac{\partial T_R}{\partial t} = \nabla(K_R \nabla T_R) + H_S \quad (2.81)$$

ou :

C_R : Chaleur spécifique du réseau

ρ_R : Densité du réseau

T_R : Température du réseau

K_R : Conductivité thermique du réseau

H_S : Génération thermique du réseau

La dépendance de la mobilité des porteurs en fonction de la température joue un rôle fondamental dans la détermination du courant. Une expression convenable de la variation de la mobilité des électrons à faible champ électrique avec la température pour le **GaAs** est donnée par [33] :

$$\mu_n = \mu_n(300^0 K) \left[\frac{300}{T_R} \right]^{2./3} \quad (2.82)$$

La variation de la vitesse de saturation avec la température pour le GaAs est donnée par [42] :

$$V_s = (1.28 - 0.0015T_R)10^5 \text{ m s}^{-1} \quad (2.83)$$

II.4.3. Dissipation thermique

La circulation d'un courant dans le semi-conducteur provoque un échauffement par effet Joule. A l'équilibre, la quantité de chaleur reçue est égale à celle dissipée à travers le boîtier dans l'air ambiant et le semi-conducteur atteint alors une température d'équilibre. Cette température ne devra pas dépasser une valeur limite $T_{j\max}$, sous peine de perturber les performances du dispositif, de réduire sa fiabilité ou plus grave encore de la détruire. Cette température ne devra pas excéder 175°C . En général, on la spécifie à 150°C et parfois à 125°C . Plus elle est basse, meilleure est la fiabilité du dispositif en fonctionnement [20].

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

$$T_j - T_a = R_{thja} P_d \quad (2.84)$$

Avec :

T_j : Température de la jonction.

T_a : Température ambiante.

R_{thja} : Résistance thermique jonction – ambiante.

P_d : Puissance dissipée.

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

$$R_{thja} = R_{thjc} + R_{thcs} + R_{thsa} \quad (2.85)$$

Avec :

R_{thjc} : Résistance thermique jonction -boîtier.

R_{thcs} : Résistance thermique boîtier- dissipateur.

R_{thsa} : Résistance thermique dissipateur- ambiante.

Ordre de grandeur :

$R_{thjc} = 0.5 \text{ à } 3^0 \text{ C/W}$ pour un transistor de puissance.

$R_{thjc} = 100 \text{ à } 500^0 \text{ C/W}$ pour un transistor de faible puissance.

$R_{thcs} = 0.1 \text{ à } 0.5^0 \text{ C/W}$.

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

CHPITRE 3

Résultats et interprétation

III.1 Introduction :

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

III.2 Logiciel de simulation :

Ce logiciel de simulation interactif avec l'utilisateur, décrit en langage Matlab 5.3, est une application directe des expressions établies dans le deuxième chapitre.

Le logiciel est composé de deux parties. La première partie est conçue à partir des 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 détermine :

- Le courant de drain et sa variation avec V_D et V_G aux régimes linéaire et saturé.
- L'effet des paramètres physiques et géométriques (L, Z, N_D, a).
- L'effet de la mobilité sur les caractéristiques $I - V$.
- L'effet des résistances parasites.

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

- Les caractéristiques $I - V$ pour différentes températures.
- 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 résultats de la simulation sont ensuite groupés et stockés dans des fichiers et à l'aide de Matlab, on trace les différentes séries de courbes.

III.3. Caractéristique $I - V$

III.3.1. Courant de drain

Pour le calcul numérique du courant de drain en fonction des tensions de polarisation, nous avons fait appel aux expressions analytiques de $I_D(V_D, V_G)$ (2.49) établies au chapitre II.

Nous montrons l'effet des paramètres physiques et géométriques, ainsi que l'effet des résistances parasites R_s et R_d sur les caractéristiques ($I - V$).

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

On utilise les paramètres des transistors donnés dans le **Tableau III-1**.

MESFET	$L (\mu m)$	$a (\mu m)$	$Z (\mu m)$	Nd ($at.cm^{-3}$)	μ_0 ($cm^2 \cdot sec^{-1} \cdot V^{-1}$)	V_{bi} (V)	v_s ($cm \cdot sec^{-1}$)
MESFET1	4	0.30	360	$6.7 \times 10^{+16}$	3740	0.8	$0.96 \times 10^{+7}$
MESFET2	4	0.5	350	$1.5 \times 10^{+16}$	4400	0.8	$0.96 \times 10^{+7}$
MESFET3	1	0.18	800	$2 \times 10^{+17}$	2060	0.8	$0.9 \times 10^{+7}$
MESFET4	1	0.375	150	$4 \times 10^{+16}$	3800	0.8	$0.9 \times 10^{+7}$
MESFET5	0.5	0.35	300	$2 \times 10^{+17}$	4000	0.8	$0.8 \times 10^{+7}$

Tableau III-1: Paramètres des transistors à $300^0 K$.

Les **Figures (III.2), (III.3), (III.4), (III.5)** et **(III.6)** présentent la variation du courant de drain en fonction de la tension de drain V_d pour différentes valeurs de V_g obtenues pour les transistors précédents.

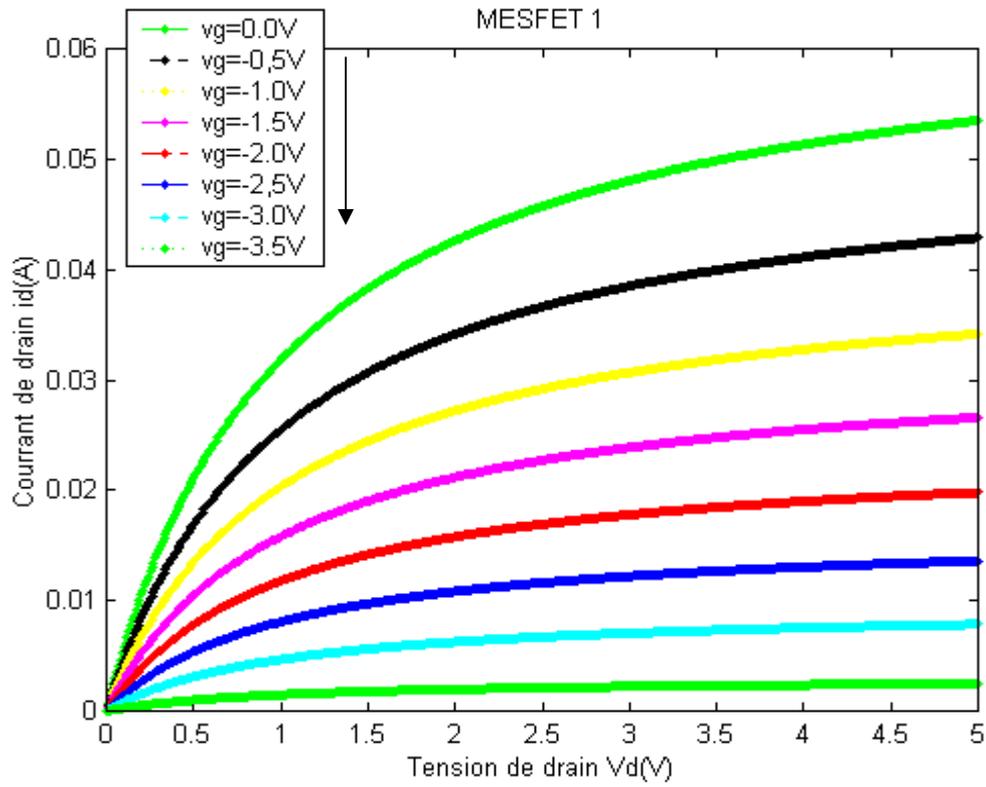


Fig III.2 : Caractéristique $i_d(V_d, V_g)$ pour différentes valeurs de V_g pour le MESFET 1.

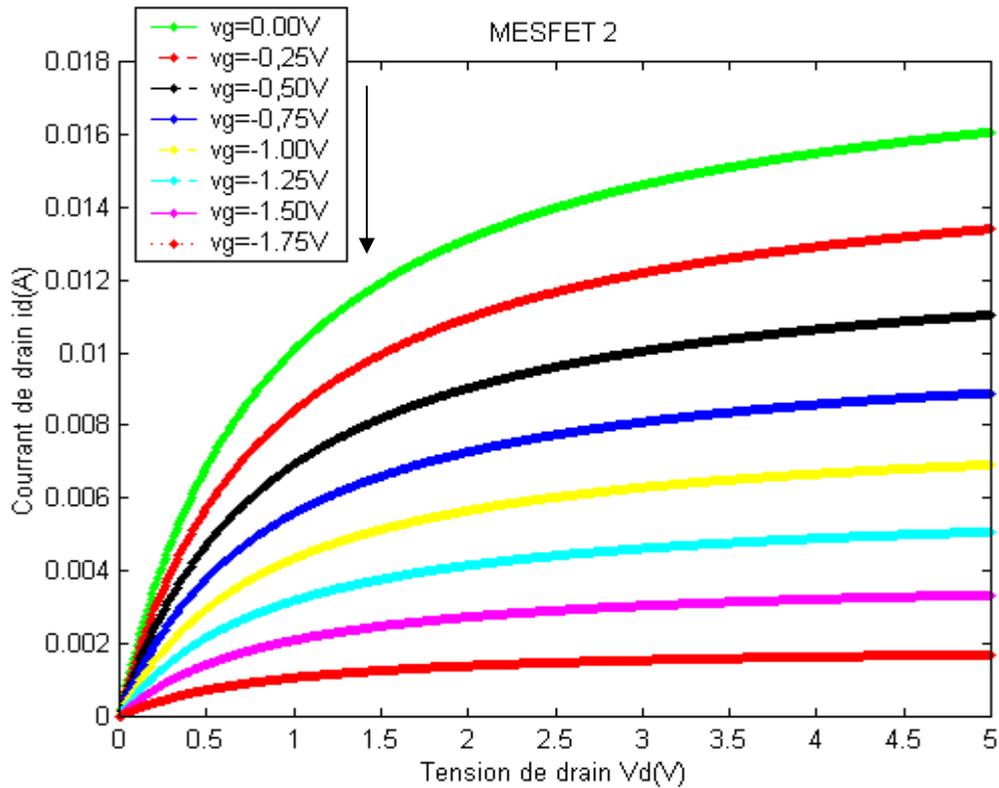


Fig III.3 : Caractéristique $i_d(V_d, V_g)$ pour différentes valeurs de V_g pour le MESFET 2.

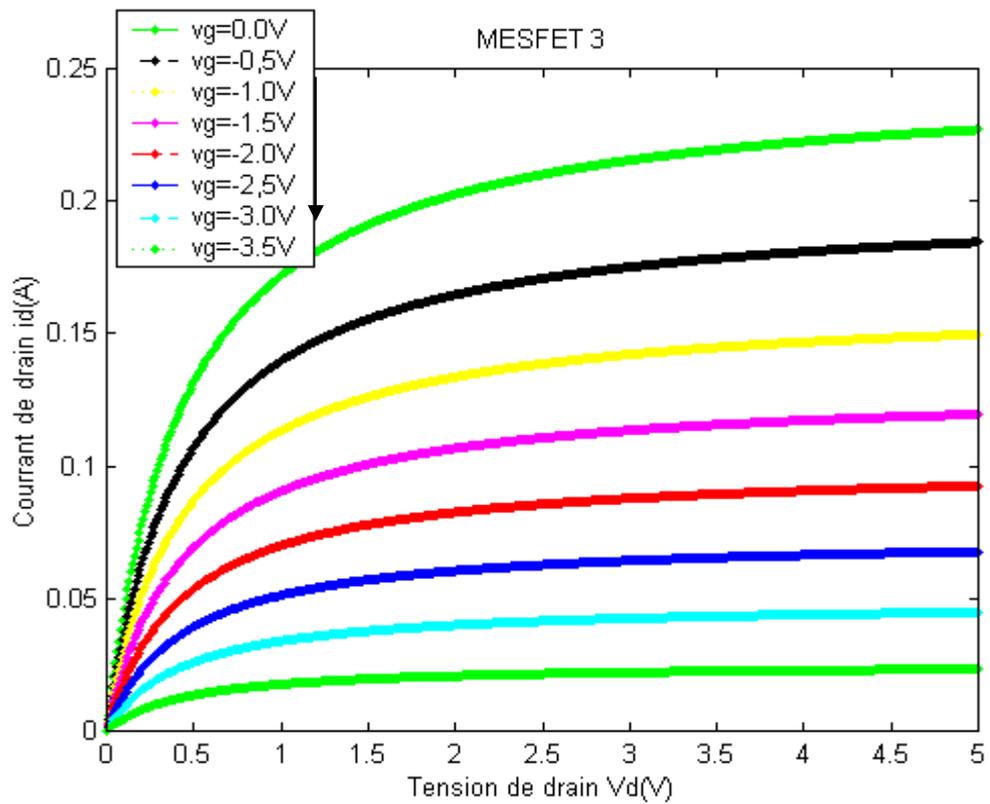


Fig III.4 : Caractéristique $i_d(V_d, V_g)$ pour différentes valeurs de V_g pour le MESFET 3.

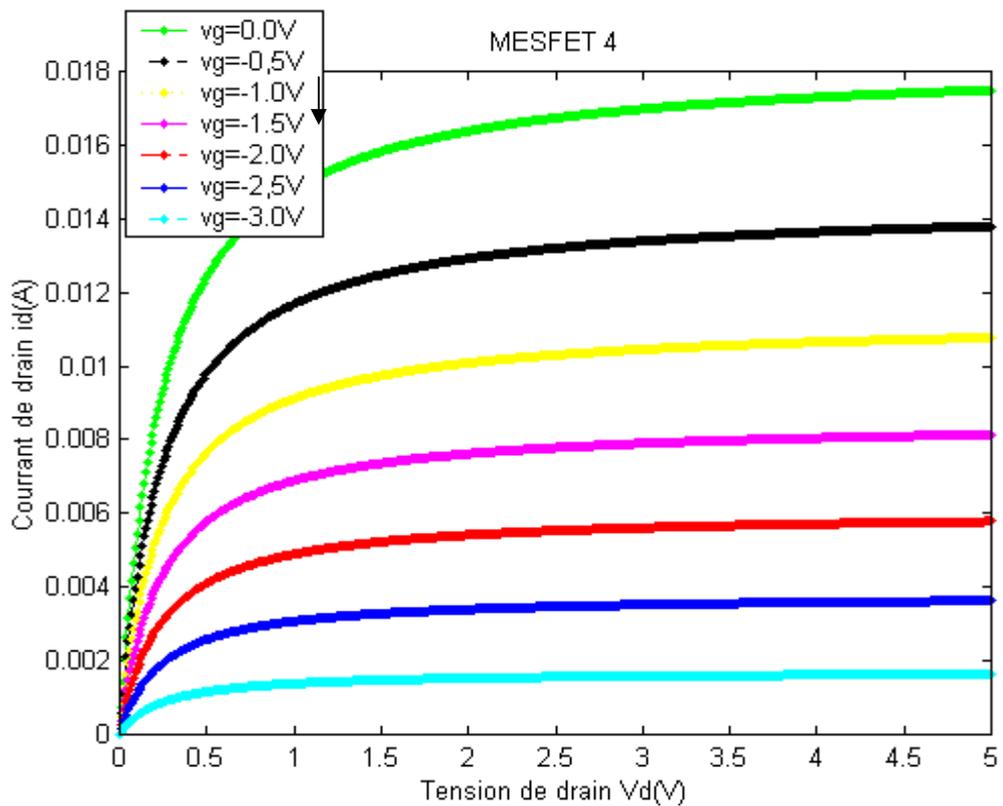


Fig III.5 : Caractéristique $i_d(V_d, V_g)$ pour différentes valeurs de V_g pour le MESFET 4.

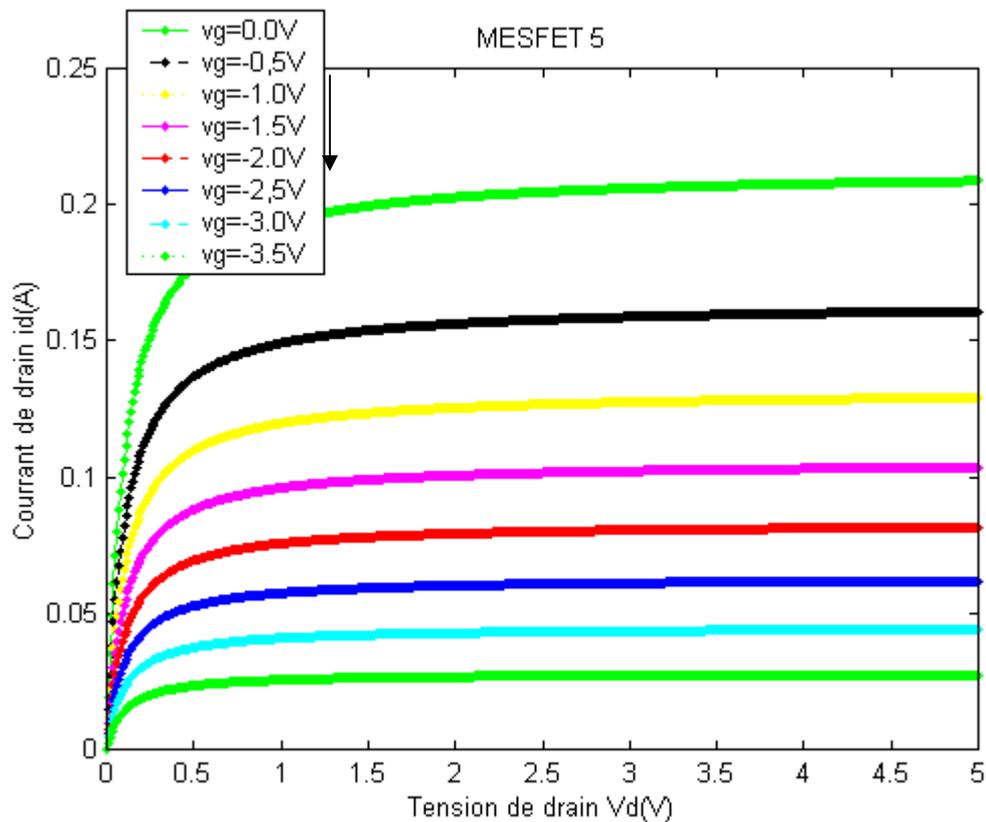


Fig III.6 : Caractéristique $i_d(V_d, V_g)$ pour différentes valeurs de V_g pour le MESFET 5.

D'après ces **Figures (III.2), (III.3), (III.4), (III.5) et (III.6)**, on observe que le courant de drain augmente rapidement avec v_d puis se stabilise à une tension v_d dite tension de saturation V_{dsat} . Ces figures ont été déterminées dans le cadre de l'hypothèse de la mobilité constante. Nous remarquons la présence de trois régions qui correspondent aux trois régimes de fonctionnement :

- Dans la première région, le courant de drain varie proportionnellement à la tension de drain c'est le régime linéaire.
- Dans la deuxième région, le courant de drain augmente mais pas de la même manière que le régime linéaire. Il augmente progressivement jusqu'à une valeur limite, c'est le régime de pincement.
- Dans la dernière région la tension de drain n'a plus aucun effet sur le courant i_d Qui reste pratiquement constant. C'est le régime de saturation.

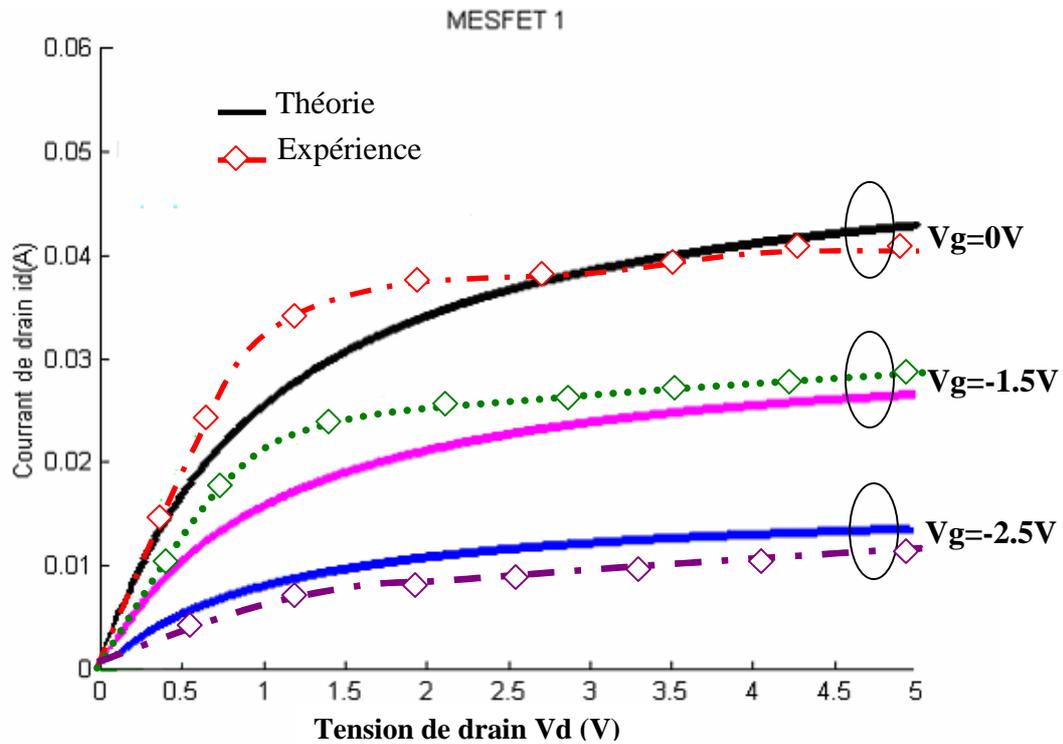


Fig III.7 : Comparaison théorie – expérience pour le transistor **MESFET1**

La **Fig (III.7)** représente la comparaison des caractéristiques $i_d(V_d, V_g)$ mesurées et calculées pour le transistor MESFET1, en régime linéaire, c'est-à-dire à faible tension drain source, nous remarquons un accord entre les valeurs expérimentales et celle de la simulation, et lorsque la tension devient plus importante et atteint le régime de pincement on trouve un écart entre les valeurs expérimentales et les résultats calculés par le logiciel. En régime de saturation, lorsque la tension de drain atteint la tension de saturation, nous remarquons un bon accord entre les résultats expérimentaux et calculés pour la tension de grille $V_g = 0$, un écart apparaît entre les résultats lorsque celle-ci est négative.

Lorsqu'une tension V_g est appliquée sur la grille, les niveaux de Fermi dans le métal et dans le SC se séparent d'une valeur absolue égale à qV_g , et pour un V_g négatif, le niveau de Fermi dans le canal baisse. Ainsi, la densité d'électrons dans le canal baisse ce qui (pour des V_d supérieures à V_{dsat}) implique une diminution du courant drain source.

En conclusion, nous remarquons également que les résultats théoriques et ceux de l'expérience ont le même comportement sauf dans la première et la deuxième région on trouve une faible différence, et encore pour V_g plus négative les valeurs expérimentales et théoriques sont plus écartées.

Notre travail est focalisé sur le calcul du courant qui passe dans le canal et ceux qui traversent la zone de charge d'espace.

III.3.2. Effet des paramètres géométriques et physiques sur le courant de drain

Dans cette partie, nous présentons l'influence des paramètres L , a , Z et Nd sur le courant de drain. Les performances des structures sont liées étroitement au choix de ces paramètres.

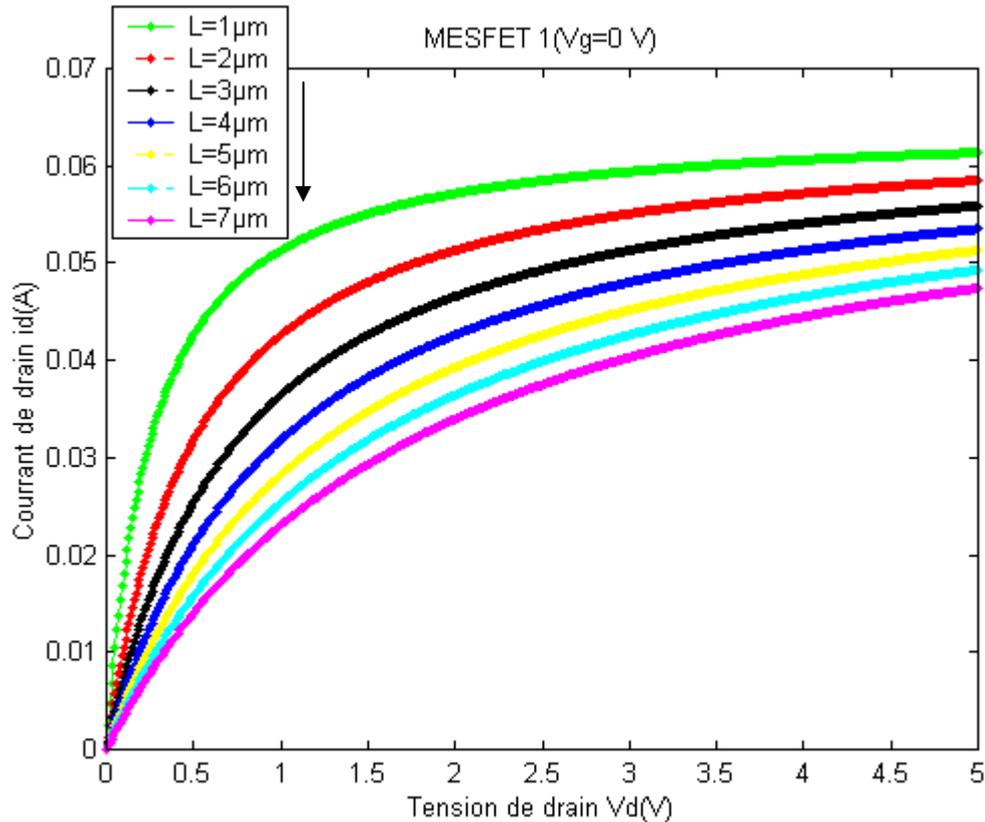


Fig III.8 : caractéristique $(I - V)$ pour différentes valeurs de « L » pour le MESFET 1.

La **Fig (III-8)** présente le courant de drain pour diverses valeurs de la longueur L de grille, on remarque que les valeurs du courant augmentent lorsque la longueur du canal diminue conformément à l'expression générale du courant (2.49).

Sur les **Fig (III-9), (III-10) et (III-11)** nous présentons l'influence des paramètres a , Z et Nd sur le courant de drain. Nous constatons une augmentation du courant avec l'augmentation de ces paramètres, conformément à l'expression (2.49) du courant on peut constater l'effet de ces paramètres. Les performances des structures sont liées étroitement au choix de ces paramètres.

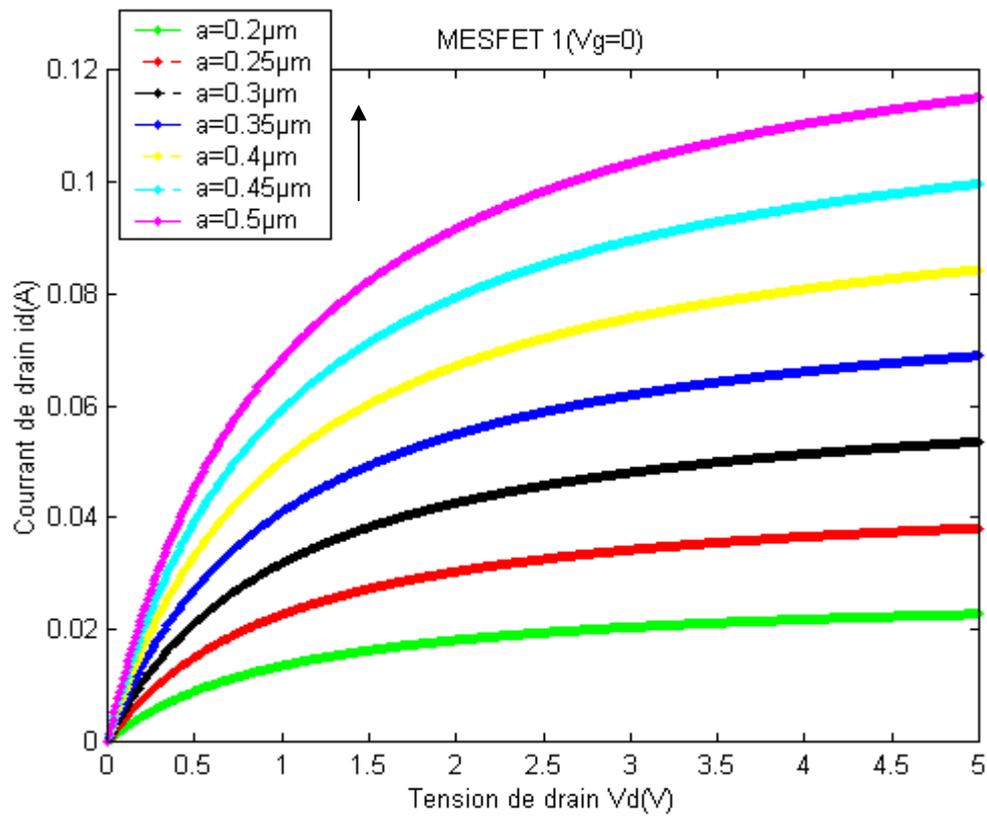


Fig III.9 : caractéristique $(I - V)$ pour différentes valeurs de « a » pour le MESFET1.

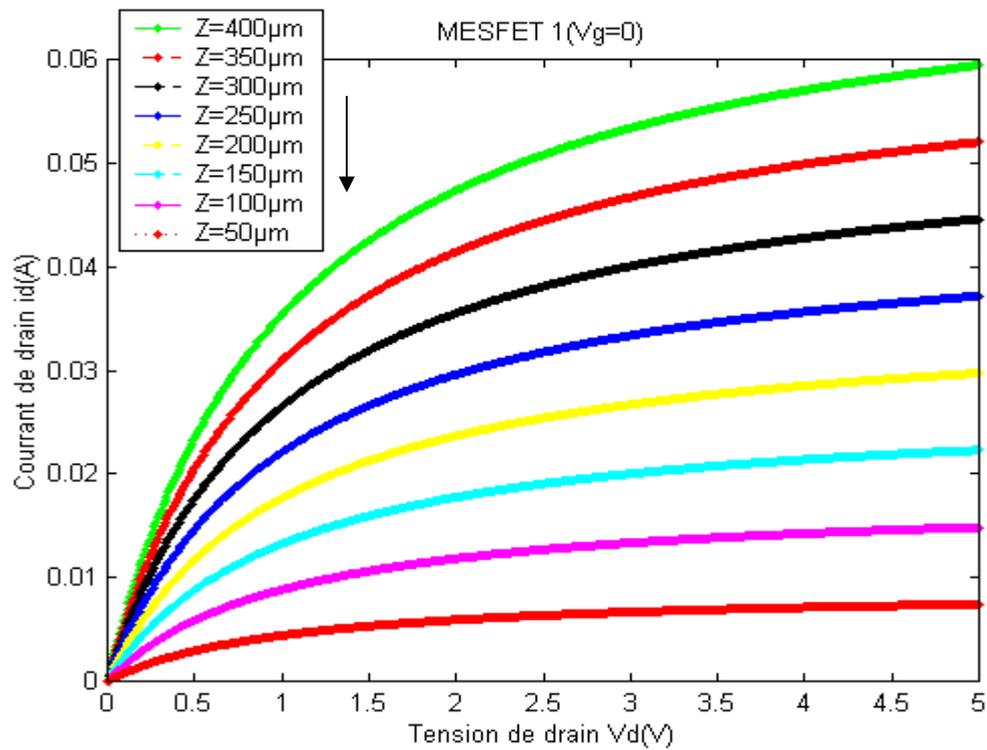


Fig III.10 : caractéristique $(I - V)$ pour différentes valeurs de « Z » pour le MESFET1.

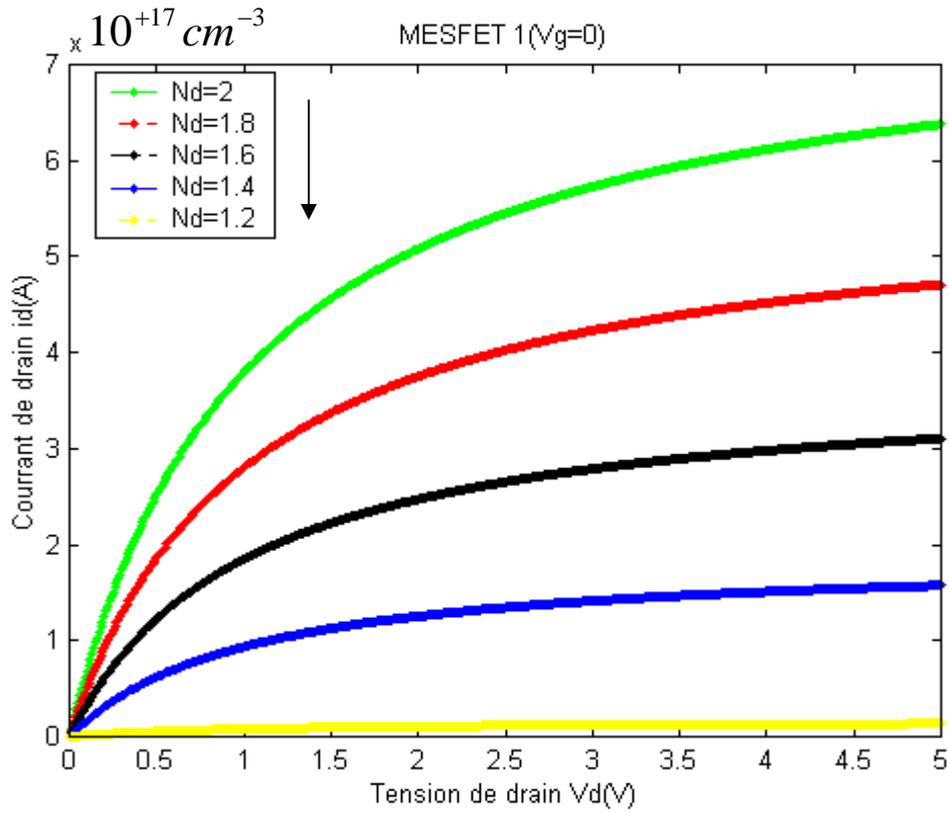


Fig III.11 : Caractéristique $(I - V)$ pour différentes valeurs de « Nd » pour le MESFET 1.

III.3.3. Influence de la mobilité sur les caractéristiques $I - V$

Pour montrer l'effet du champ électrique sur la mobilité et la vitesse des porteurs dans le canal et aussi l'influence de la mobilité sur les caractéristiques $(I - V)$, nous utilisons les

expressions.
$$\mu_n = \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{E - E_0}{E_c}\right)^\beta\right]^{1/\beta}},$$

$$\mu_3(E) = \left[\frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{\mu_0 \cdot E}{v_s}\right)^\alpha\right]^{1/\alpha}} \right],$$

$$\mu_4(E) = \frac{\mu_0 \cdot \left(1 + A \left(\frac{\mu_0 E}{V_s}\right)^{t-1}\right)}{\left(1 + A \left(\frac{\mu_0 E}{V_s}\right)^t\right)}.$$

La **Fig (III.13)** représente les variations de la mobilité de l'équation (2.52) en fonction du champ électrique. L'organigramme est schématisé sur la **Fig (III.12)**.

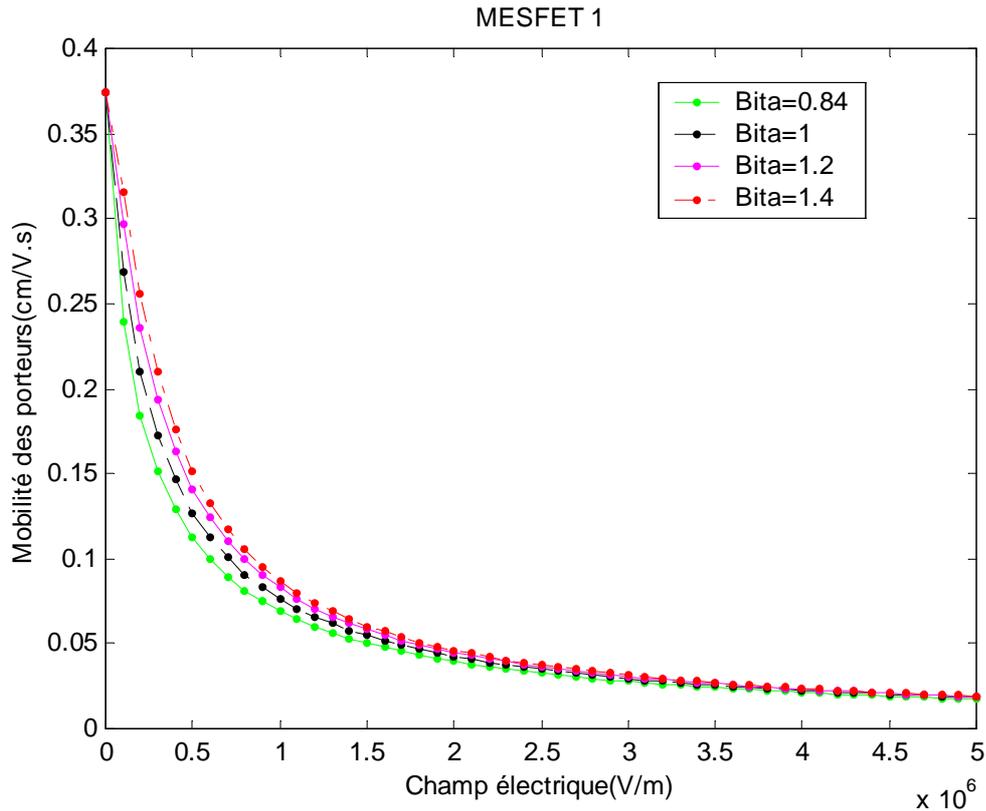


Fig III.13 : Variation de la mobilité des porteurs en fonction du champ électrique.

La **Fig (III.13)** montre que la mobilité des porteurs diminue avec l'augmentation du champ électrique. Lorsque ce dernier devient important, les interactions avec les vibrations du réseau, les phonons, entraînent une diminution de la mobilité des porteurs.

Le **GaAs** est un matériau où les pièges et les défauts sont particulièrement nombreux et difficiles à contrôler et l'interface couche active – substrat semi isolant induit des défauts par la rupture de la périodicité. Ces défauts peuvent diminuer la mobilité des porteurs dans le canal. En général la loi de la variation de la mobilité avec le champ électrique varie d'un matériau à un autre en fonction de la nature de la structure de bandes du semi conducteur.

Les **Fig (III.14), (III.15), (III.16)** et **(III.17)** présentent une comparaison entre les caractéristiques statiques ($I - V$) pour différentes valeurs de la tension de grille V_g théoriques et expérimentales. Pour ces deux lois de mobilité, nous remarquons une diminution du courant de drain par rapport aux caractéristiques à mobilité constante, ainsi que la saturation du courant de drain qui a lieu à des valeurs de la tension de drain plus petites.

En effet, l'hypothèse de mobilité constante ne s'applique que pour des tensions de drain faibles. Nous remarquons que les caractéristiques obtenues à partir de loi de mobilité μ_3 sont plus proches de celles obtenues expérimentalement que les courbes obtenues à partir de la loi de mobilité μ_4 qui présente des différences non négligeables. Dans le premier cas la vitesse des électrons atteint une vitesse maximale plus grande que celle obtenue au deuxième cas.

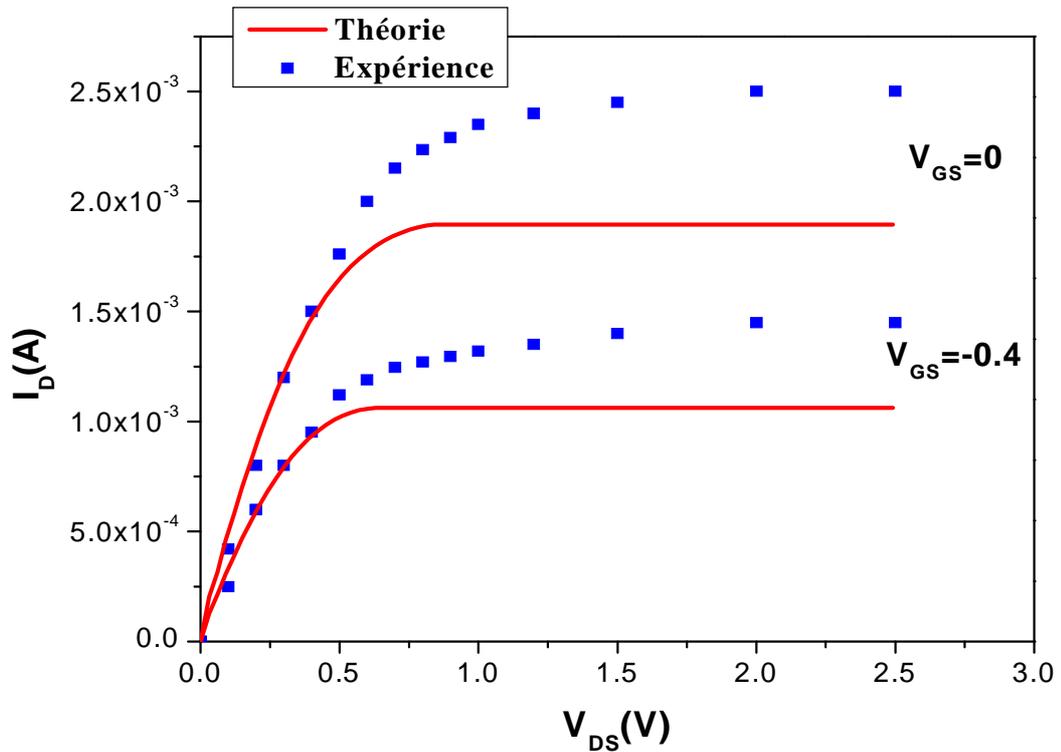


Fig III.14 : Caractéristiques ($I - V$) en utilisant l'expression de la mobilité μ_3 pour différentes Valeurs de V_g pour le MESFET 1.

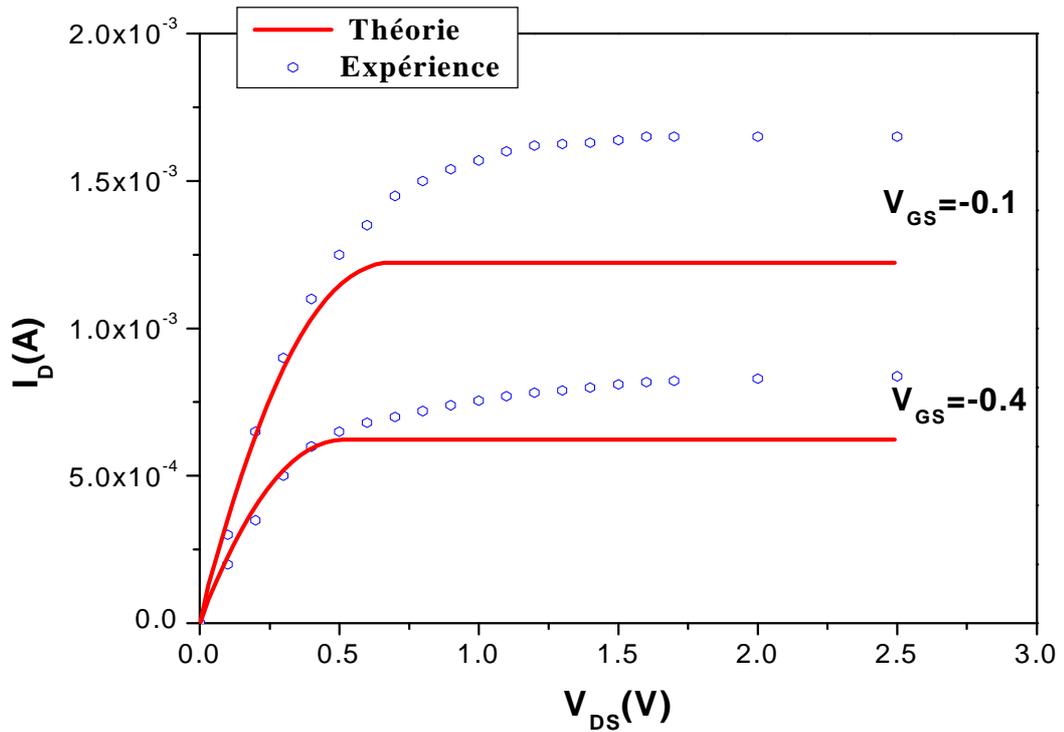


Fig III.15 : Caractéristiques ($I - V$) en utilisant l'expression de la mobilité $\mu 3$ pour différentes Valeurs de V_g pour le MESFET 2.

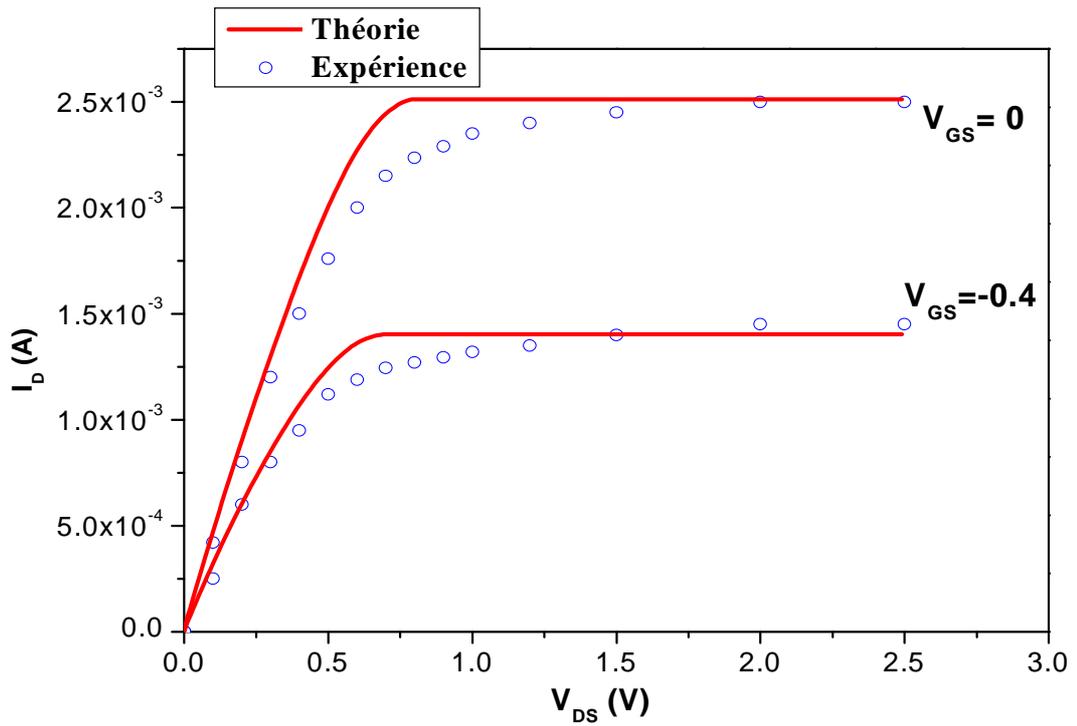


Fig III.16 : Caractéristiques ($I - V$) en utilisant l'expression de la mobilité $\mu 4$ pour différentes Valeurs de V_g pour le MESFET 1.

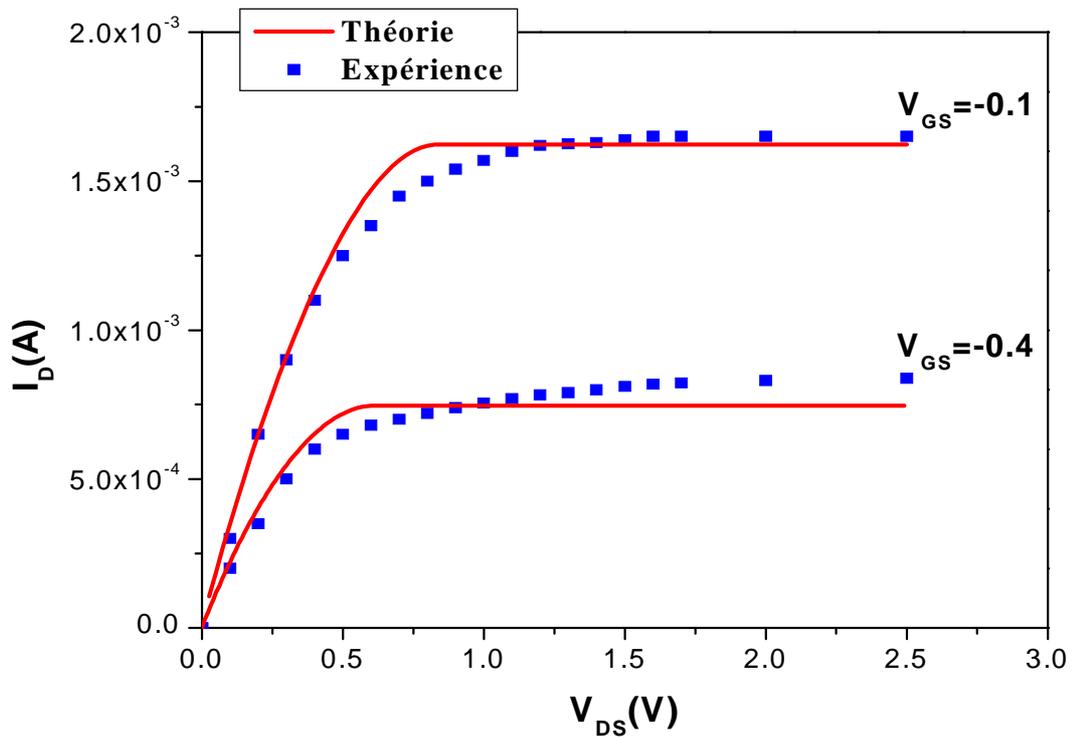


Fig III.17 : Caractéristiques ($I - V$) en utilisant l'expression de la mobilité μ_4 pour différentes Valeurs de V_g pour le MESFET 2

Les variations des mobilités en fonction du champ électrique sont représentées dans la **Fig III.18**. Pour un même champ électrique, la valeur de la mobilité μ_3 est supérieure à celle de la mobilité μ_4 .

La **Fig III.19** montre la variation de la vitesse des électrons avec le champ électrique. Nous constatons que la vitesse v_4 augmente avec le champ électrique jusqu'à la vitesse limite, pour la loi de vitesse v_3 il existe un maximum, suivi d'une pente négative.

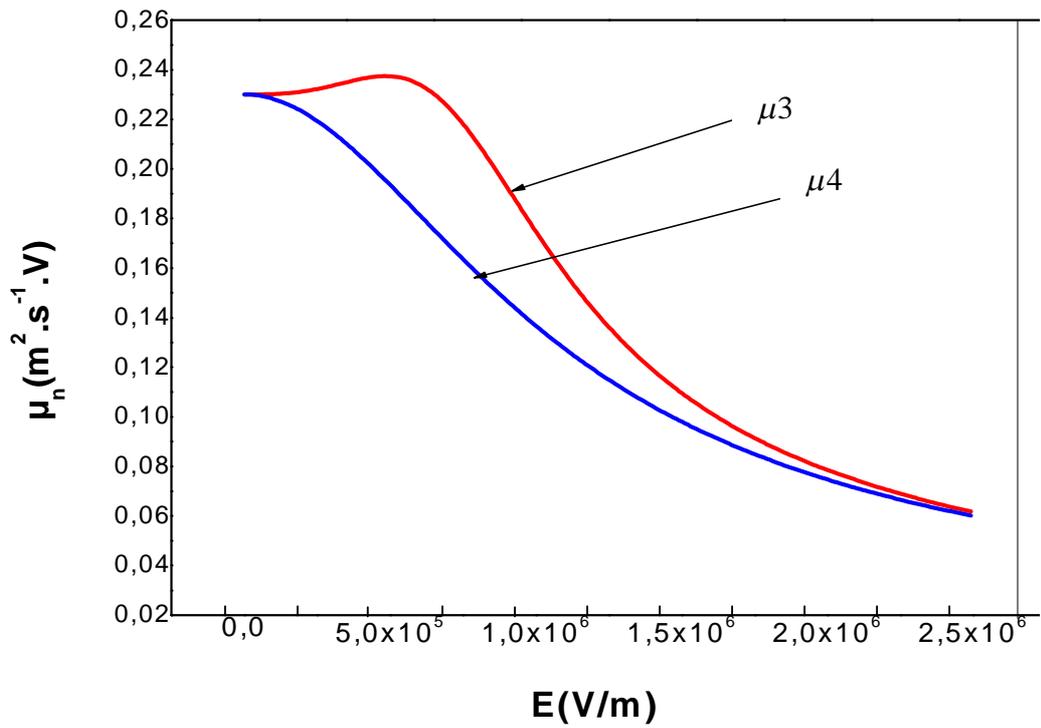
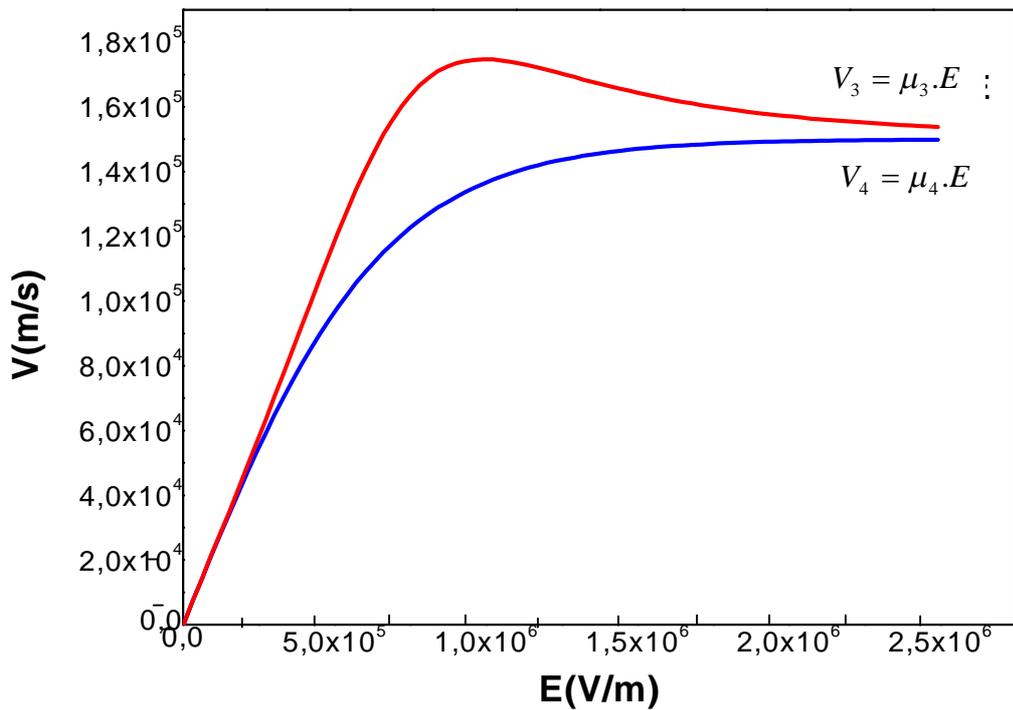


Fig III.18 Variation de la mobilité en fonction du champ électrique.



FigIII.19 Variation de la vitesse en fonction du champ électrique.

Les **Figures (III.20), (III.21) et (III.22)** présentent l'influence de la mobilité des porteurs variable avec le champ électrique sur les caractéristiques ($I - V$).

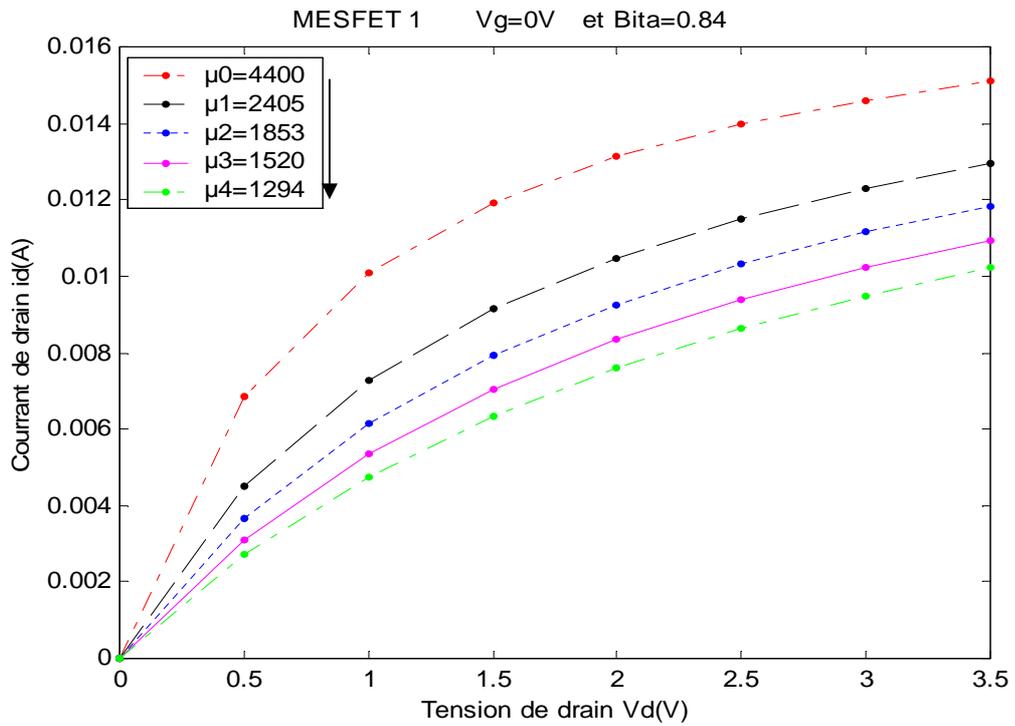


Fig III.20: Courant de drain pour différentes valeurs de mobilité en ($cm^2/V.Sec$) et dans le domaine de faible champ électrique pour le MESFET1 ($\beta=0.84$ et $V_g=0V$).

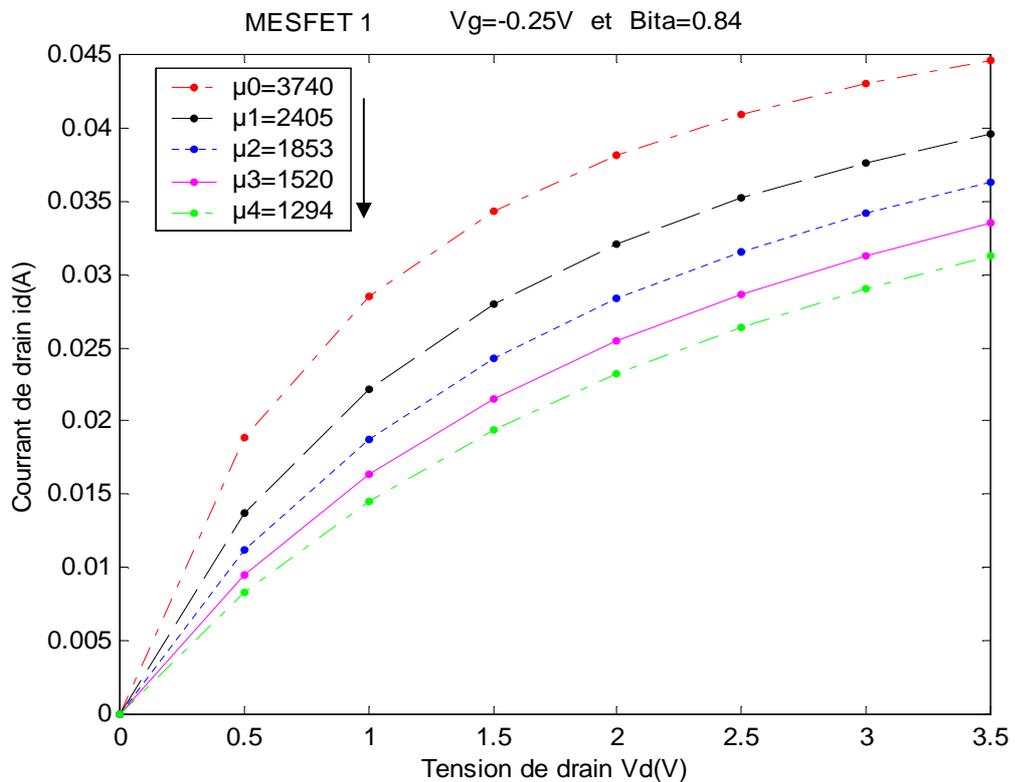


Fig III.21 : Courant de drain pour différentes valeurs de mobilité en ($cm^2/V.Sec$) et dans le domaine de faible champ électrique pour le MESFET1 ($\beta=0.84$ et $V_g=-0.25V$).

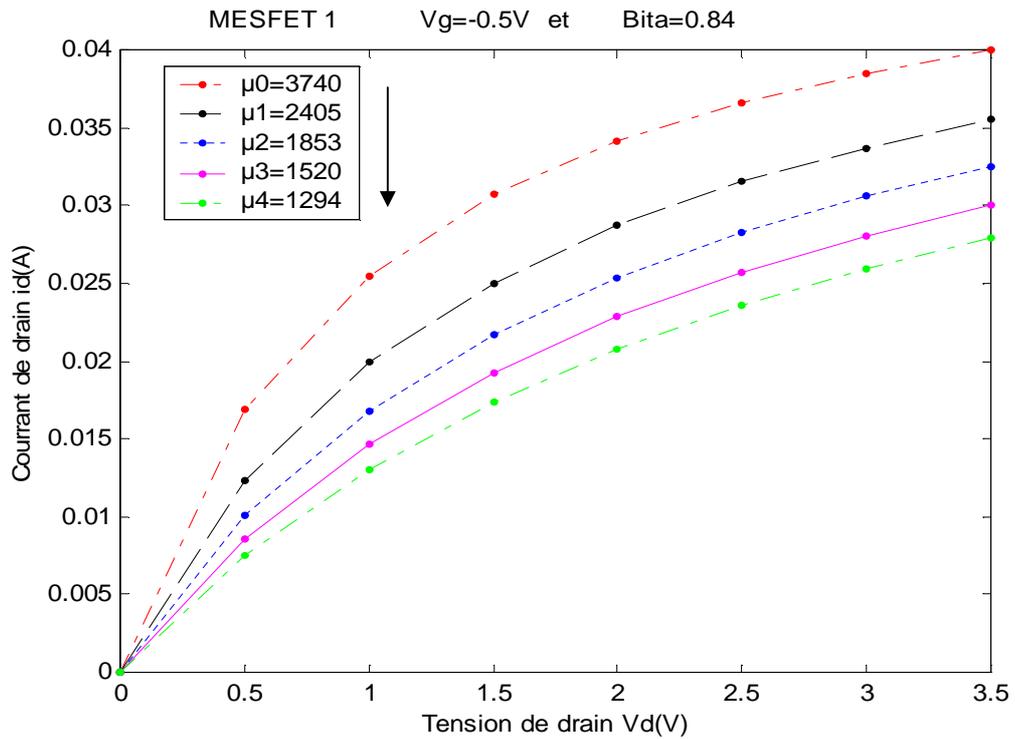


Fig III.22 : Courant de drain pour différentes valeurs de mobilité en ($cm^2/V.Sec$) et dans le domaine de faible champ électrique pour le MESFET1 ($\beta = 0.84$ et $V_g = -0.5V$).

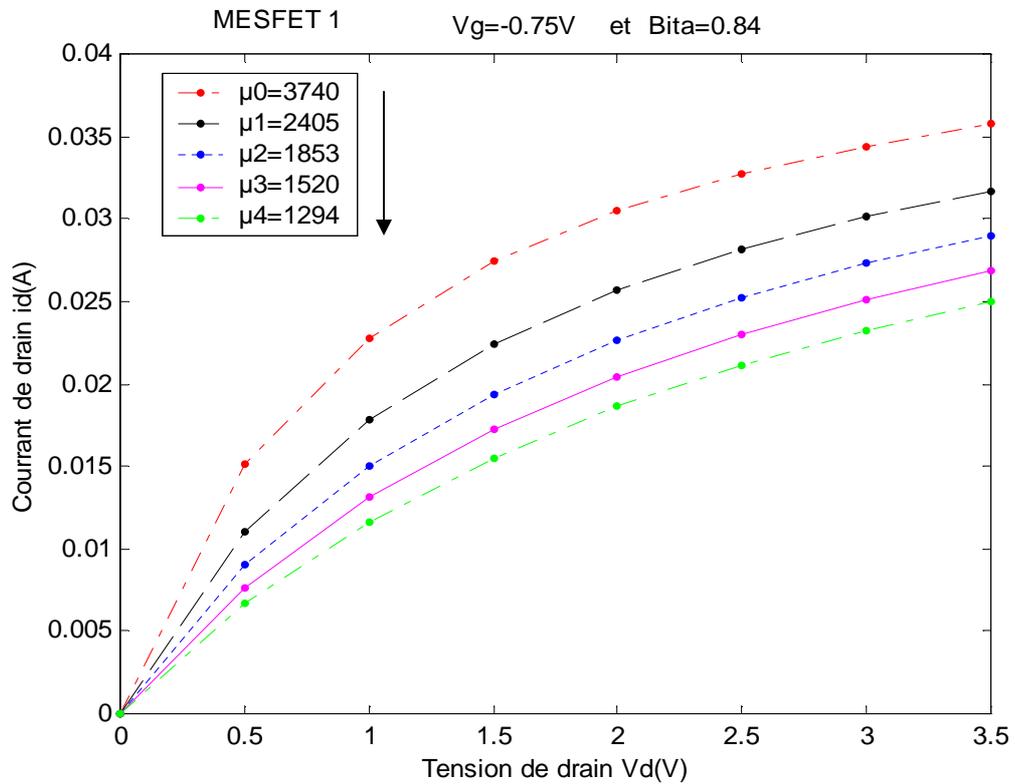


Fig III.23 : Courant de drain pour différentes valeurs de mobilité en ($cm^2/V.Sec$) et dans le domaine de faible champ électrique pour le MESFET1 ($\beta = 0.84$ et $V_g = -0.75V$).

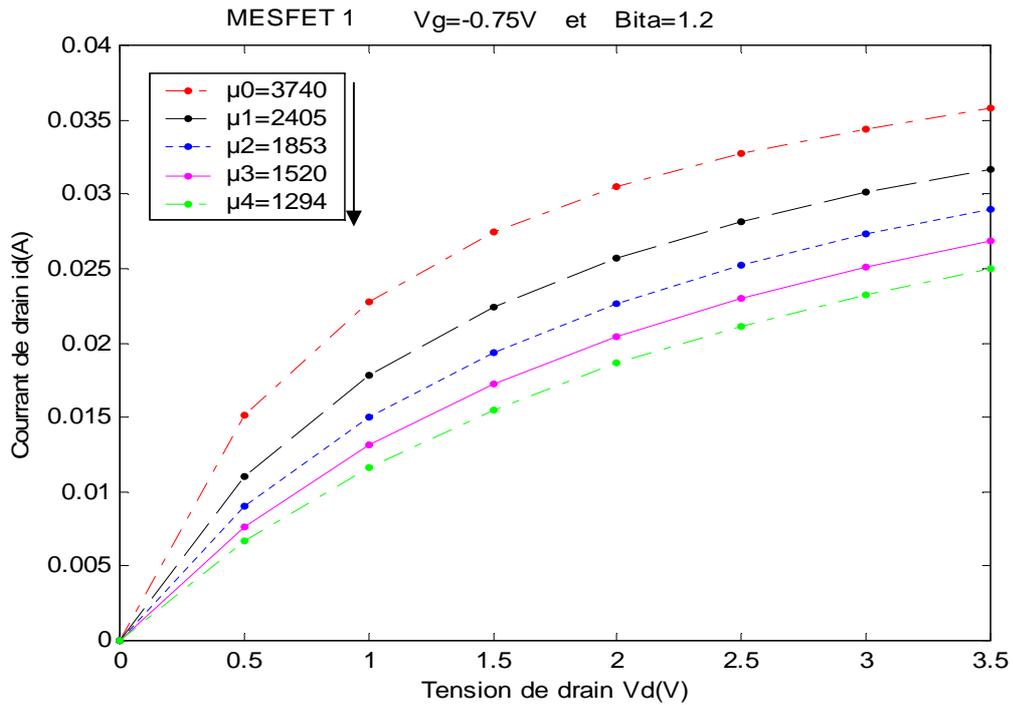


Fig III.24 : Courant de drain pour différentes valeurs de mobilité en ($cm^2/V.Sec$) et dans le domaine de faible champ électrique pour le MESFET1 ($\beta=1.2$ et $V_g = -0.75V$).

Remarque : les différentes valeurs de la mobilité (μ_1, μ_2, μ_3) dans les **Figures (III.20), (III.21), (III.22), (III.23)** et **(III.24)** ont été calculées par l'équation (2.52).

Les **Figures (III.20), (III.21)** et **(III.22)** présentent les caractéristiques ($I-V$) pour différentes valeurs de mobilité dans le domaine de faible champ. On observe que le courant de drain augmente avec la mobilité des porteurs et la tension de grille V_g . D'après les **Figures (III.23)** et **(III.24)** on remarque que la différence entre les courbes diminue lorsque le facteur β qui décrit la tendance à la saturation augmente.

III.3.4. L'effet des résistances parasites sur les $I-V$

Pour montrer l'effet des résistances parasites sur les caractéristiques ($I - V$), nous avons comparé les résultats obtenus avec et sans les résistances parasites à partir des équations (2.49) et (2.58), comme présenté dans la Fig (III.25).

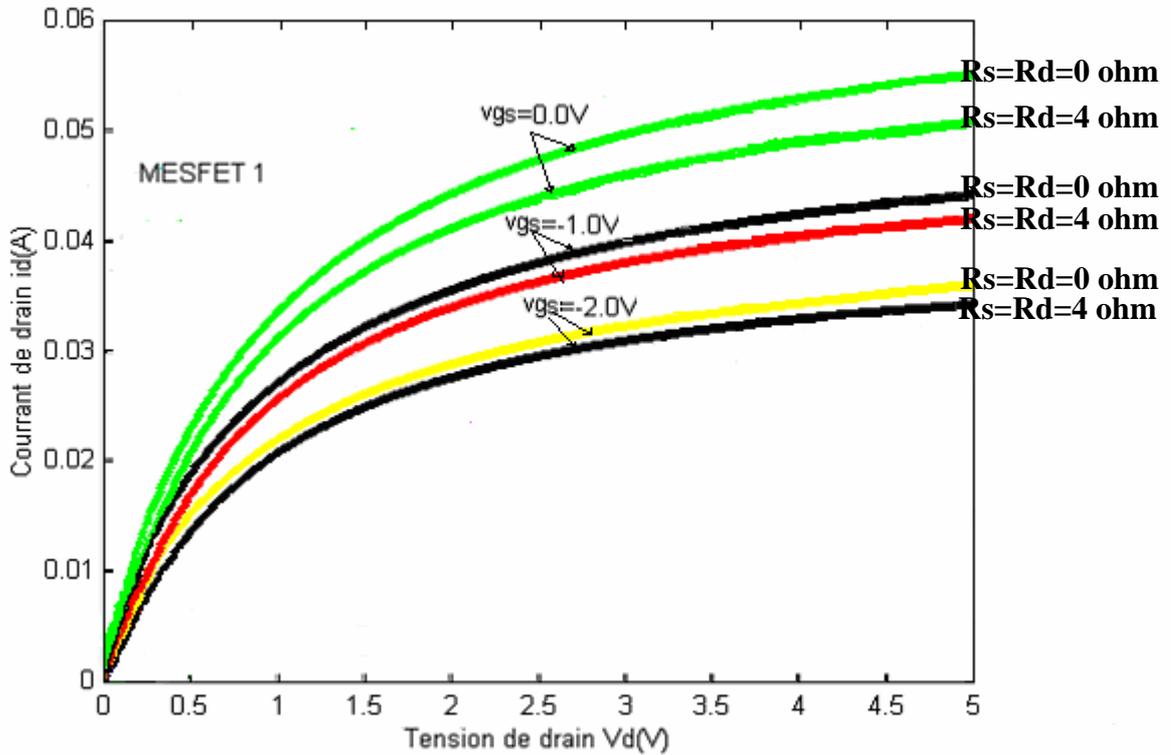


Fig III.25 : Comparaison de la caractéristique ($I - V$) avec et sans l'effet des résistances parasites.

Nous remarquons que l'écart (avec et sans l'effet des résistances parasites) diminue quand la tension V_{gs} augmente en valeur absolue. Ceci est dû au fait que la résistance du canal augmente quand V_{gs} diminue. Les effets des résistances R_s et R_d sont importants lorsque la tension de grille V_{gs} augmente. L'augmentation de V_{gs} se traduit par la diminution de l'épaisseur de la zone de charge d'espace et la résistance du canal. Donc l'effet des résistances R_s et R_d est important devant la résistance du canal lorsque V_{gs} augmente.

III.4 Effet de la température

Du fait de sa structure le MESFET permet une amélioration très nette de ses performances quand on le fait fonctionner à basse température.

Pour montrer l'effet de la température sur les caractéristiques ($I - V$) nous effectuons la simulation numérique avec les lois de mobilité, de la vitesse de saturation et de la tension de seuil en fonction de la température :

$$\mu_n = \mu_n(300^\circ K) \left[\frac{300}{T_R} \right]^{0.6}$$

$$v_s = \frac{2.410^5}{1 + \exp(T / 600)}$$

$$V_{TH} = V_{TH}(300^\circ K) - \alpha_{VT} T$$

L'organigramme utilisé pour le calcul est montré sur la **Figure III.26**

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

MESFET	L(μm)	a (μm)	Z (μm)	N _D (cm ⁻¹)	μ _n (cm ² .s ⁻¹ .v ⁻¹)	V _{BI} (V)
	1	0.18	800	2.x10 ¹⁷	2060	0.8

Tableau 2

La **Fig III.27** montre la variation du courant de drain en fonction de la tension V_{DS} pour différentes valeurs de température. Le courant augmente lorsque la température T diminue, à mobilité constante et de la même manière lorsque la mobilité est variable (**Figures III.28 et III.29**).

Les **Figures (III.30), (III.31), (III.32), (III.33) et (III.34)** présentent la variation de la mobilité constante en fonction de T ainsi que les mobilités variables, la vitesse de saturation et la tension de seuil qui diminuent lorsque la température augmente [34]. La variation du champ électrique de saturation E_s en fonction de la température est présentée sur la **Fig (III.33)**. Ce champ augmente au fur et à mesure que la température augmente.

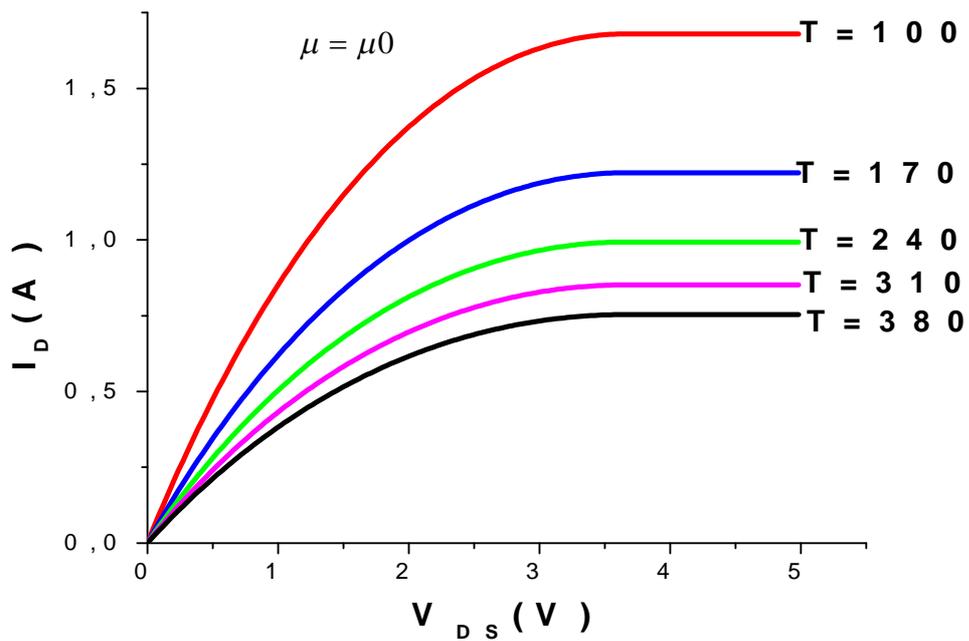


Fig III.27 Caractéristiques ($I - V$) pour différentes valeurs de T .

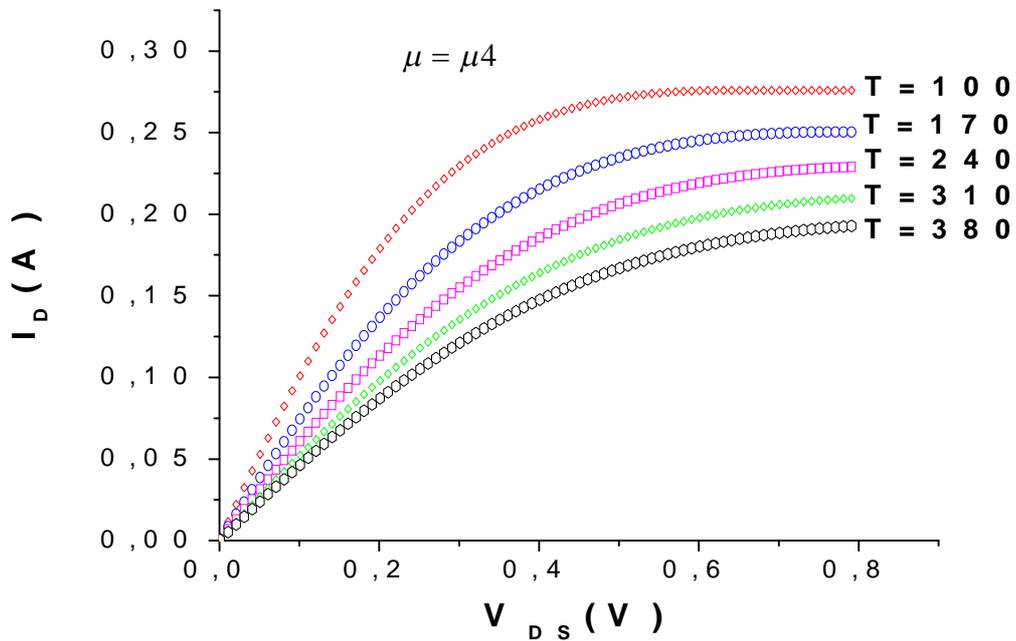


Fig III.28 Caractéristiques ($I - V$) pour différentes valeurs de température en utilisant l'expression de la mobilité μ_4 .

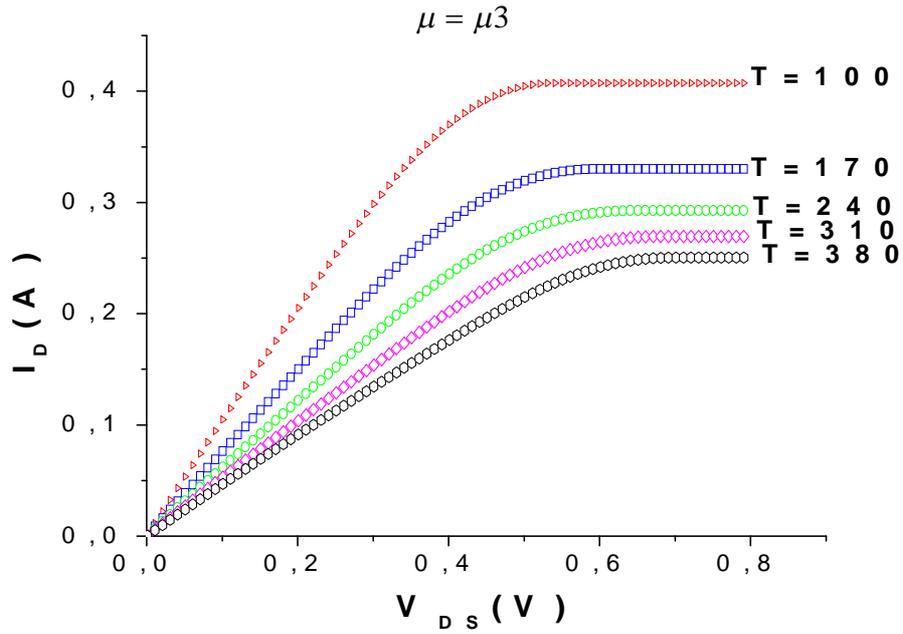


Fig III.29 Caractéristiques ($I - V$) pour différentes valeurs de température en utilisant l'expression de la mobilité μ_3 .

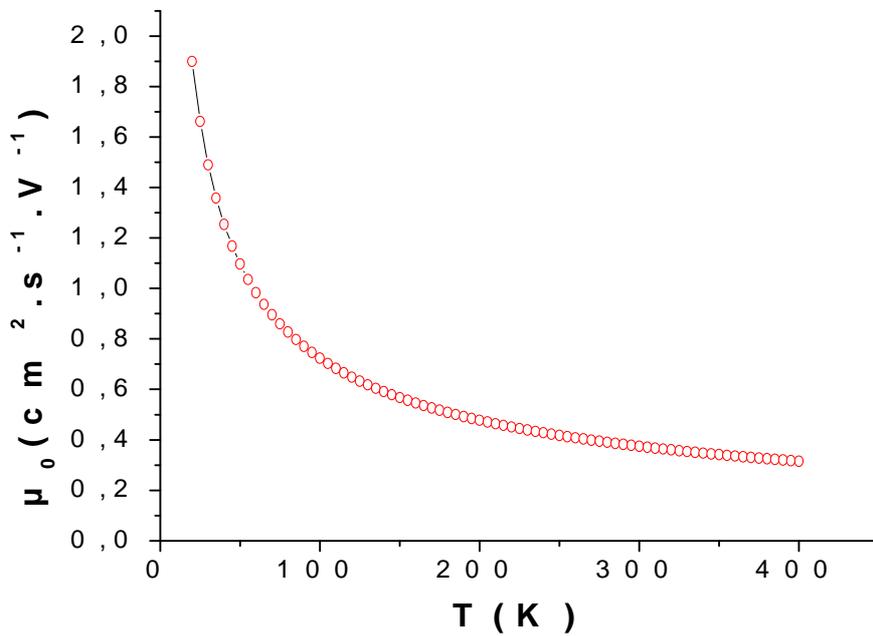


Fig III.30 : Variation de mobilité μ_0 en fonction de la température.

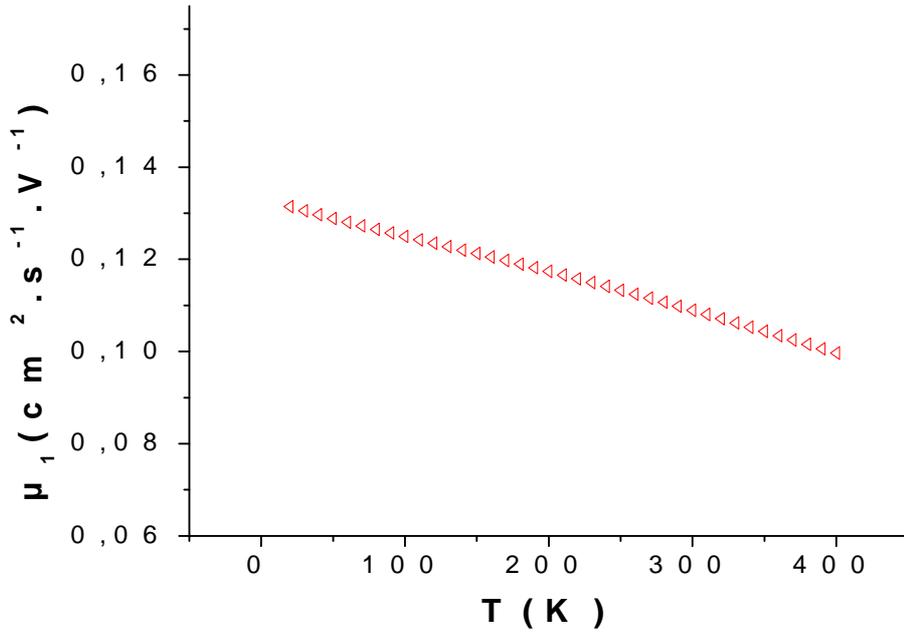


Fig III.31 Variation de la mobilité μ_4 en fonction de la Température.

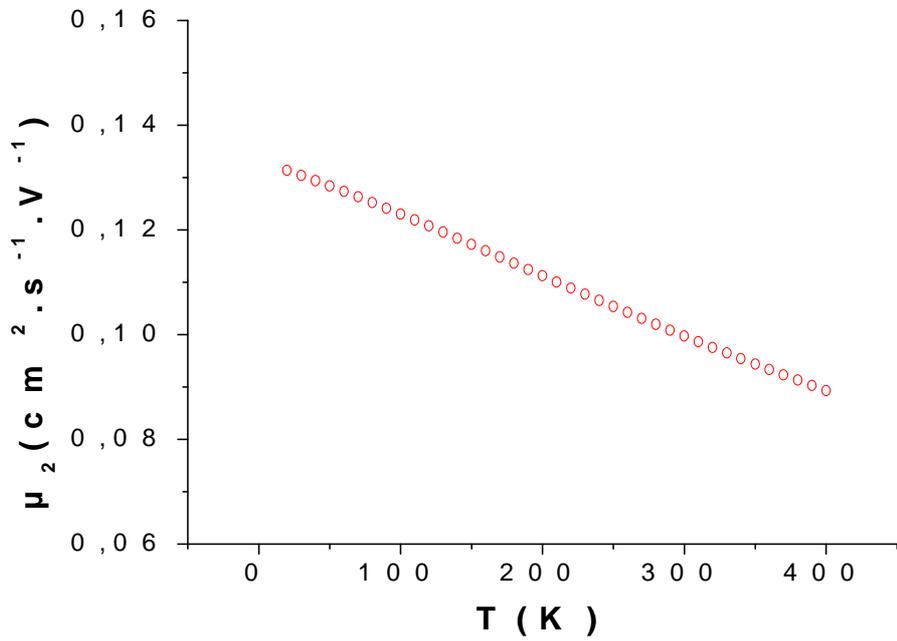


Fig III.32 Variation de la mobilité μ_3 en fonction de la Température.

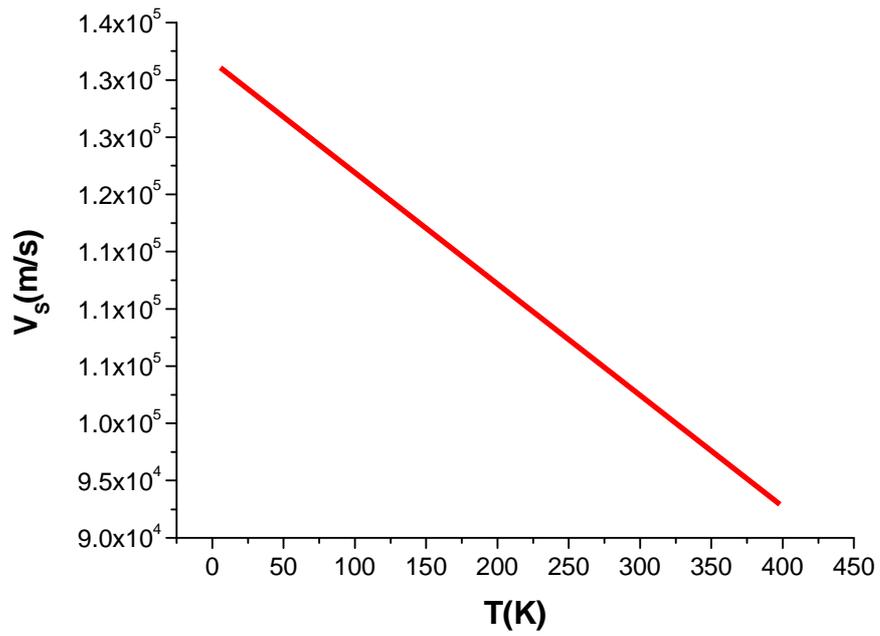


Fig III.33 Variation de la vitesse saturation en fonction de la température.

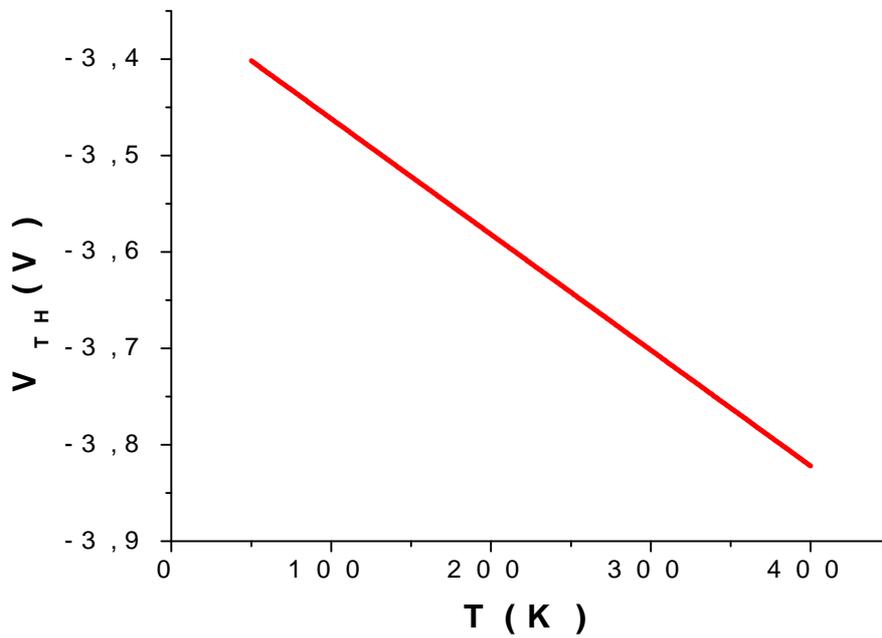


Fig III.34 Variation de la tension de seuil en fonction de la température

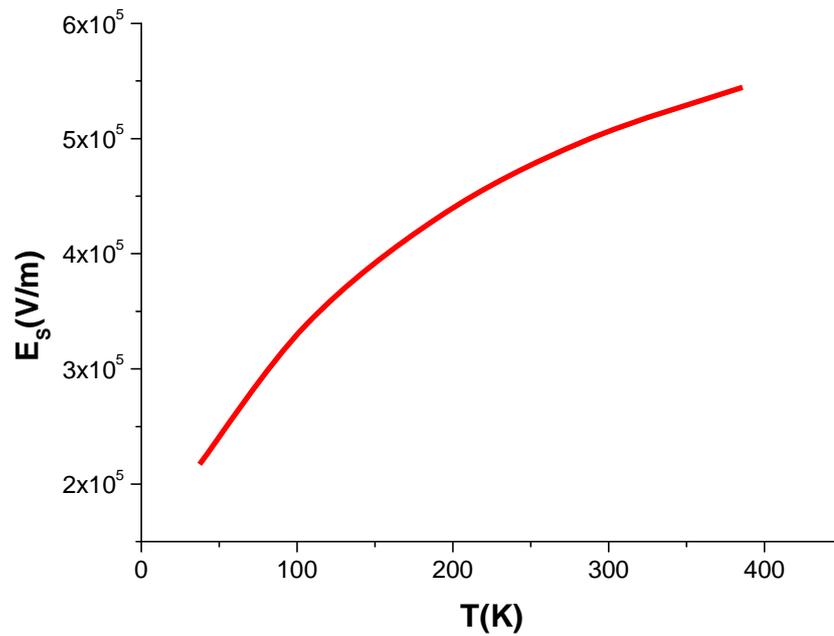


Fig III.35 Variation du champ électrique de saturation en fonction de la température.

Les **Figures (III.36)** et **(III.37)** présentent la variation des vitesses des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température, la vitesse est élevée lorsque la température augmente.

Les **Figures (III.38)** et **(III.39)** montrent la variation des mobilités des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température. Nous constatons que la mobilité est d'autant plus élevée que la température diminue.

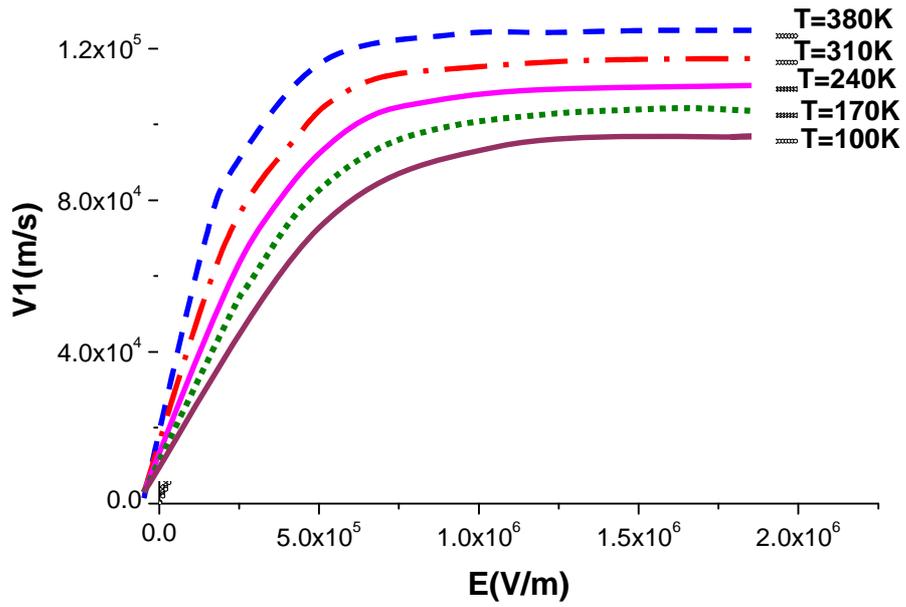


Fig III.36 Variation de la vitesse V_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température.

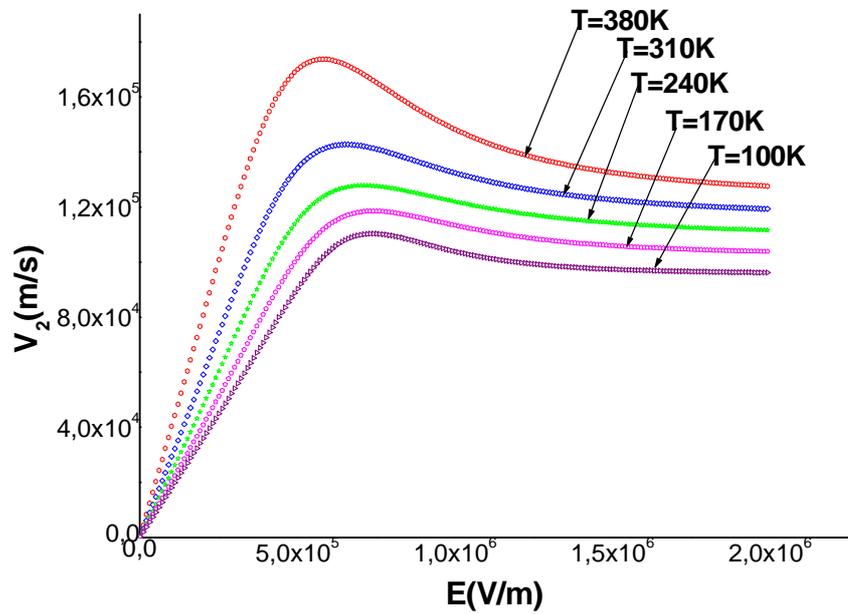


Fig III.37 Variation de la vitesse V_2 en fonction du champ électrique Pour différentes valeurs de température.

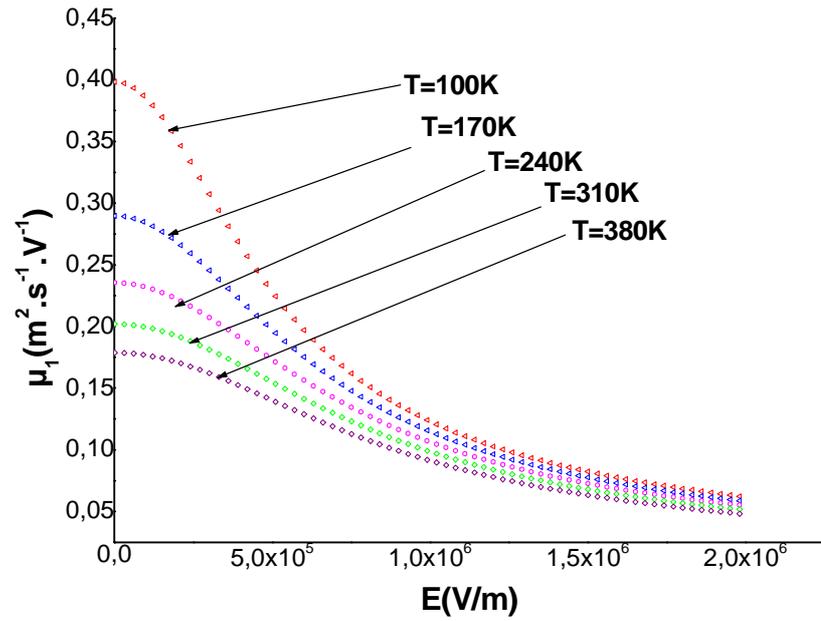


Fig III.38 Variation de la mobilité μ_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température.

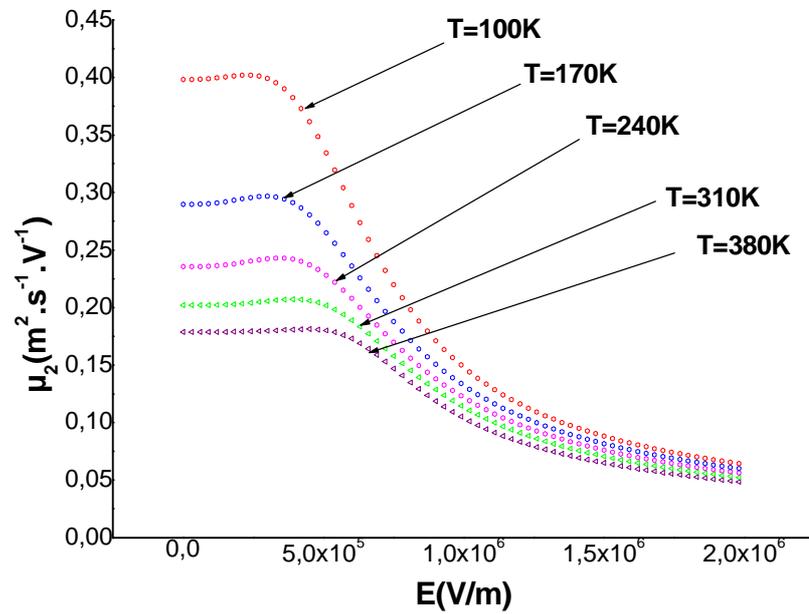


Fig III.39 Variation de la mobilité μ_3 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température.

Conclusion générale

CONCLUSION GENERALE :

Le travail présenté dans ce mémoire a consisté à étudier par simulation numérique les propriétés statiques du **MESFET GaAs**. Pour résumer le bilan de ce travail, nous citons les principales étapes de notre contribution.

Dans le premier chapitre nous avons présenté les caractéristiques générales sur le transistor à effet de champ **MESFET GaAs**, sa structure, son fonctionnement ainsi que les paramètres essentiels qui régissent son fonctionnement.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté un modèle analytique pour décrire les propriétés statiques du **MESFET GaAs**. Nous avons déterminé les expressions du courant de drain avec et sans l'effet des résistances parasites, la variation de la mobilité en fonction du champ électrique, l'effet des paramètres physiques et géométriques, et l'effet thermique. L'étude doit être suivie par un approfondissement du régime de saturation par la détermination de modèle simplifié du **MESFET GaAs** afin de l'appliquer à des circuits plus complexes.

Le troisième chapitre on a procédé à la vérification de la validité des différentes expressions obtenues au chapitre deux. 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 (Nd, 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

En conclusion le modèle analytique unidimensionnel que nous avons établi permet de déterminer l'influence des paramètres physiques et géométriques sur le fonctionnement du transistor MESFET GaAs. Des paramètres ont été obtenus afin d'optimiser les performances des composants. Une loi de mobilité a été choisie pour l'étude du MESFET GaAs qui permet d'obtenir des résultats corrects.

L'ensemble de ce travail apporte une contribution dans la mise en place de logiciel de simulation pour traiter l'influence de tous les paramètres physiques et géométriques des

composants. L'étude doit être poursuivie par un approfondissement du régime de saturation et par la détermination de modèle simplifié du **MESFET GaAs** afin de l'appliquer à des circuits logiques ou analogiques plus complexes.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

[1] W. SHOCKLEY

"A unipolar field effect transistor",
Proc. of the IRE, vol. 40, pp. 1365-1367, 1952.

[2] S.M. SZE

"Physics of Semiconductor Devices",
New York: John Wiley, 2nd Edition 1981.

[3] R. ANHOLT

"Electrical and Thermal Characterization of MESFETs, HEMTs, and HBTs",
Artech House, Boston, London 1994.

[4] D. SHULMAN, L. YOUNG

"A.C. Side gating in GaAs MESFETs",
Solid-State Electronics, vol. 34 n° 11, pp. 1281-1287, 1991.

[5] B. MALLET-GUY

"Modélisation non linéaire distribuée des transistors à effet de champ : Application à l'analyse de la stabilité des transistors des caractéristiques en bruit dans les circuits **MMIC millimétriques**",
Thèse de doctorat, Université de Limoges, Faculté des sciences, Spécialité :
"Télécommunications", Mars 2001.

[6] P. GEORGE, K. HUI, P.K. KO, C. HU

"The Reduction of Backgating in GaAs MESFET's by Impact Ionization",
IEEE Electron Device Letters, vol. 11, n°10, pp. 434-462, Octobre 1990.

[7] P. F. COMBES, J. GRAFFEUIL, J. P. SAUTEREAU

"Composants, dispositifs et circuits actifs en micro-ondes",
Dunod université 1985.

[8] M.LAU

"Small signal enquit circuit extration from a gallium arsenide MESFET device",
Thèse de doctorat, Université de Virginia, 23 Juin 1997.

[9] H.L. KWORK

"Modelling of the Side gating and the Backgating effects in GaAs MESFETs",
IEE Proceedings, vol. 137, n° 6, pp. 459-462, December 1990.

[10] R.H. WALLIS, A. FAUCHER, D. PONS, P.R. JAY

"Surface and bulk traps in GaAs MESFETs",
Inst. Phys. Conf. Ser., n° 74, pp. 287-292, 1985.

[11] T.N. THEIS, P.M. MOONEY

"The DX center: Evidence for Charge Capture via an Excited Intermediate State",
Mat. Res. Soc. Symposium, 163, p. 729, 1990.

[12] P.H. LADBROOKE, S. R. BLIGHT

"Low-Field Low-Frequency Dispersion of Transconductance in GaAs MESFET's with Implication for Other Rate-Dependent Anomalies",
IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 35, n°3, pp. 257-267, March 1988.

[13] **J.M. GOLIO, M.G. MILLER, G.N. MARACAS, D.A. JOHNSON**
"Frequency-Dependant Electrical Characteristics of GaAs MESFET's",
IEEE Trans. On Electron Devices, vol. 37, n° 5, pp. 1217-1227, May 1990.

[14] **C. SOMMET**
"Modélisation des transistors à effet de champ microondes : identification des caractéristiques basses fréquences et de leur dispersion",
Rapport de D.E.A, Université de Limoges, Septembre 1992.

[15] **K. FRICKE, H. HARTNAGEL, R. SCHUTZ, GSCHWEEGER, P. J. WURFL**
"A new GaAs technology for stable FETs at 300 °C",
IEEE Electron Device Lett. vol. 10, N°. 12, p. 577, 1989.

[16] **F. S. SHOUCAIR AND P. K. OJALA**
"High-temperature electrical characteristics of GaAs MESFET's (25-400) °C",
IEEE Trans. Electron Device, vol. 39, N° 7, p. 1551, 1992.

[17] **D. LOOK**
"Electrical characterization of GaAs Materials and Devices",
New York: Wiley, 1989.

[18] **K. HORIO, Y. FUSEYA**
"Two-dimensional simulation of drain- current transients in GaAs MESFET's with semiinsulating substrates compensated by deep levels",
IEEE Transactions on electron devices, vol. 41, n°8, Aout 1994, p 1346.

[19] **K. KUNIHIRO, Y. OHNO**
"A large-signal equivalent circuit model for substrate-induced Drain-Lag phenomena in HTET's",
IEEE Transactions on electron devices, vol. 43, n°9, Sept 1996, p 1346-1342.

[20] **K. HORIO, T. YAMADA**
"Two-dimensional Analysis of Surface-State Effects on Turn- On characteristics in GaAs MESFET's",
IEEE Transactions on électron Devices, vol. 46, n°4, Avril. 1996, p 648-655.*

[21] **A. VAN DER ZIEL**
"Noise in solid state devices and circuits",
Wiley-Interscience publication, ISBN 0-471-83234-0.

[22] **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, p 2176-2187.

[23] **K. KANDIAH**
"Radom Telegraph Signal Currents and Low Frequency Noise in junction Field Effect Transistors ",

IEEE Transactions on electron devices, vol. 41, n^o 11, Nov. 1994, p 2006-2015.

[24] S. KHEMISSI

" Modélisation et simulation des transistors MESFET GaAs. ",
Thèse de magister, Université. De Constantine, Mai 2003.

[25] W.R. FRENSLEY

"Power-Limiting Breakdown Effects in GaAs MESFET's",
IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 28, n^o 8, pp. 962-967, August 1991.

[26] M. FUKUTA, T. MIMURA, H. SUZUKI, AND K. SUYAMA

"4-GHz, 15-W power GaAs MESFET",
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-25, pp. 559-563, June 1978.

[27] C. TSIRONIS

"Per break down phenomena in GaAs epitaxial layers and FETs",
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-27, pp. 277-282, Jan. 1980.

[28] L. SELMI, B. RICCO

"Modelling Temperature Effects in the DC I-V Characteristics of GaAs MESFET's",
IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 40, n^o 2, pp. 273-277, February 1993.

[29] S. BOUZINA

"L'influence des paramètres physiques et géométriques sur les propriétés statiques du transistor MESFET GaAs",
Thèse de magister, Université De Constantine, 2003.

[30] A. J. CHAPMAN

"Heat Transfer (4th ed.)",
Macmillan, New York, p. 358, 1984.

[31] S.P. MURRAY, K.P. RONKER

"An analytical model for SIC MESFET's",
Fèv 2002.

[32] H. FUKUI

"Thermal Resistance of GaAs Field-Effect Transistors",
IEEE Trans. On Electron Devices, vol. 5, pp. 118-121, 1980.

[33] R. YAMAMOTO, A. HIGASHISAKA, AND F. HASEGAWA

"Light emission and burnout characteristics of GaAs power MESFETs",
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-25, pp. 567-573, June 1978.

[34] L. VARANI, L. RAGGIANI

"Microscopic theory of electronic noise in semiconductor unipolar structures",
La rivista Del Nuovo Cimento, vol. 17, serie3, n^o 7, (1994).

[35] L.J. SERVIN

"Transistor à effet de champ",
Edition Dunod, (1967).

[36] J. ENCINAS, "Diodes et transistors bipolaires discrets",

Technique de l'ingénieur, traité Electronique, E2465, (1993).

[37] SHAN PING CHIN, CHING YUAN WU

"A new I-V model for short gate length MESFET's",
IEEE Transaction on Electron Devices, vol 40, n^o 4, April 1993.

[38] MOHAMED TAHAR ABU ELMA'ATI

"A non linear model for microwave GaAs FET amplifiers",
INT. J. electronics, vol.57, n^o 2, 239-246,(1984).

[39] P .LETURCQ, G. REY

"Physique des composants actifs à semiconducteurs",
Dunod université, (1978).

[40] KHATIBZDEH M.A

"Large signal modelling of Gallium Arsenide Field Effect Transistor",
PHD thesis 1987, Morth Carolina state university Raleigh.

[41] KHATIBZDEH M. A, and Trew R J

"A large signal analytic model for the GaAs MESFET's ",
IEEE Trans Microwave, 1987.

[42] W.R.CURTICE

"A MESFET Model for use in the design of GaAs integrated circuits",
IEEE Trans on Microwave Theory and Techniques, vol. 28, n^o 3, pp.448-456, 1985.

[43] H.STATZ, P. NEWMAN, I.W.SMITH, R A.PUCEL, H.A.HAUS

"GaAs FET device and circuit simulation in SPICE ",
IEEE Transaction on electron Devices, vol. 34, n^o 2, 1987, pp.160-169.

[44] TM.BARTON, CM.SNOWDEN, "Two dimensional numerical simulation of GaAs MESFET's, «IEEE Transaction on electron Devices, vol ED37, n^o 6, pp.1409-1415, (1990).

[45] H.MATHIEU

"Physique des semi conducteurs et des composants électriques",
Quatrième Edition, Masson. Paris 1998.

[46] Z. OUARCH

"Caractérisation et modélisation des effets de pièges et thermiques des transistors à effet de champ sur AsGa : Application à la simulation de la dynamique lente des circuits non linéaire Micro-ondes",
Thèse de doctorat, Université de Limoges, mars 1995.

Abstract:

In the information sciences, the components with field effect play a paramount role. Therefore we were interested, within the framework of our study to gallium arsenide **Schottky** gate the field-effect transistor says **MESFET GaAs**.

This memory treats the simulation of the **MESFET GaAs**. An analytical study of the static characteristics of the component following the various modes of operation, as well as the phenomena which order the operation of the **MESFET** in the first part. The analytical study based on the gradual model with a homogeneously doped channel, by holding account the influence of geometrical dimensions, of the laws of mobility of the carriers according to the electric field, doping and the parasitic elements is developed. We have presented the behavior of the transistor under the effect of the temperature.

A mathematical simulation is carried out based on the expressions of the equations of current provided previously. The results obtained are presented and interpreted.

The results obtained make it possible to determine the geometrical and physical parameters optimal component for an application of gain power microwaves. A compromise is given between the various parameters as well as the choice of a law of mobility valid for gallium arsenide. These results allow the development of geometries of the component adapted of the specific uses.

key Words :

Transistor, **MESFET**, Gallium arsenide, Microwaves.

في علوم المعلومات, المركبات ذو التأثير الحقلّي تلعب دورا رئيسيا . هكذا نحن مهتمين في إطار
دراستنا إلى صمام العبور ذو الحقل و الحاجز شوتكي لزرنيخ الغاليوم MESFET GaAs.

هذه المذكرة تعالج الخواص السكونية للترانزستور MESFET GaAs . دراسة للخصائص
السكونية للمركب حسب الأنظمة المختلفة لتشغيل الترانزستور و الظواهر التي تتحكم في تشغيله قد أنجزت.
الدراسة التحليلية تعتمد على النموذج التدريجي ذو قناة مطعمة بتجانس و تأخذ بعين الاعتبار تأثير الأبعاد
الهندسية, قوانين الحركة للإلكترونات, التطعيم و المقاومات المشوشة قد قدمت. وبيننا كذلك دراسة للمركب
تحت تأثير الحرارة.

تم تحقيق برنامج رياضي مبني على أساس علاقات لمعادلات التيار وضعت سابقا. النتائج المتحصل
عليها قدمت و نوقشت.

النتائج المتحصل عليها تسمح بتحديد الوسائط الهندسية و الفيزيائية التي تعطي أحسن الخصائص
للمركب للتطبيق في مجال الميكرومجي لتضخيم الاستطاعة. تسوية حددت بين مختلف الوسائط مع اختيار
لقانون الحركة ملائم لزرنيخ الغاليوم.
هذه النتائج تسمح بوضع مناسب للمركب لاستعمالات متميزة.

كلمات مفتاح

الميكرومج

MESFET

Résumé :

Dans les sciences de l'information, les composants à effet de champ jouent un rôle primordial. Aussi nous nous sommes intéressés, dans le cadre de notre étude au transistor à effet de champ à grille **Schottky** à l'arséniure de gallium dit **MESFET GaAs**.

Ce mémoire traite les simulations du **MESFET GaAs**. Une étude analytique des caractéristiques statiques du composant suivant les différents régimes de fonctionnement, ainsi que les phénomènes qui commandent le fonctionnement du **MESFET** est effectuée dans la première partie. L'étude analytique est basée sur le modèle graduel avec un canal à dopage uniforme, en tenant compte de l'influence des dimensions géométriques, des lois de mobilités des porteurs en fonction du champ électrique, du dopage et des éléments parasites. le comportement du transistor sous l'effet de la température est étudié.

Une simulation mathématique est effectuée en se basant sur les expressions des équations de courant fournies précédemment. Les résultats obtenus sont présentés et interprétés.

Les résultats obtenus permettent de déterminer les paramètres géométriques et physiques optimaux du composant en vue d'une application d'amplification en puissance micro-ondes. Un compromis est déterminé entre les différents paramètres ainsi que le choix d'une loi de mobilité valable pour **l'arséniure de gallium**. Ces résultats permettent la mise au point de géométries du composant adaptées à des utilisations spécifiques.

Mots clés :

Transistor, **MESFET**, Arséniure de Gallium, Micro-ondes.