

RIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
E L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR

ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE LARABI BEN M'HIDI- OUM EL BOUAGHI.

FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET DES SCIENCES DE LA NATURE ET DE

LA VIE

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

MEMOIRE

PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE

MAGISTER EN PHYSIQUE

OPTION : PHYSIQUE DU SOLIDE

INTITULE :

*CARACTERISTIQUE BIDIMENTIONNELLES DU TRANSISTOR A EFFET DE
CHAMP MESFET GaAs*

Par

HAFNAOUI HAKIMA

Devant la commission d'examen :

<u>Président :</u>	C.AZIZI	Prof UNIV LARABI BEN M'HIDI- OUM EL BOUAGHI
<u>Rapporteur :</u>	Y. SAIDI	M.C Univ Mentouri de Constantine
<u>Examineurs:</u>	M. ZAABAT	Prof UNIV LARABI BEN M'HIDI- OUM EL BOUAGHI
	R. GHEMINI	M.C UNIV LARABI BEN M'HIDI -OUM EL BOUAGHI
	A.BOUDINE	M.C UNIV LARABI BENMHIDI OUM EL BOUAGHI

Remerciements

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

Ce travail a été proposé et dirigé par Mme Y.SAIDI, Maitre de conférences au département de physique, université des frères 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.

Je remercie vivement aussi, Mr C.AZIZI, Professeur au département de physique université Larabi Ben M'Hidi Oum ElBouaghi , d'avoir accepter de présider le jury d'examen. Je suis également reconnaissant à Mr M. ZAABAT, Professeur au département de physique université Larabi Ben M'Hidi Oum ElBouaghi ,Mr R.GHEMINI, , Maitre de conference au département de physique université Larabi Ben M'Hidi Oum ElBouaghi ,A.BOUDINE M.C, au département de physique université Larabi Ben M'Hidi Oum ElBouaghi , qui me font l'honneur d'accepter de juger ce travail et d'en être les rapporteurs. Je leur exprime toute ma reconnaissance.

Enfin, je tiens à remercier tous ceux qui ont contribué de près et de loin à la réalisation de ce travail

FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET SCIENCES DE LA
NATURE ET LA VIE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

SOUTENANCE DE MEMOIRE

pour obtenir le diplôme de doctorat de science en Physique

Spécialité : Sciences des Matériaux
Option : Physique de la matière condensée

THEME

*Élaboration par pulvérisation pyrolytique et
caractérisation de couches minces semi-conductrices et
transparentes d'Oxyde de Zinc :
Perfectionnement du système de dépôt*

Par :

HERISSI Labidi

**Le: 22/01/2008 à 10 h a salle de conférence
(salle 9)**

Devant le jury :

<i>Président :</i>	<i>M.S. Aida</i>	<i>Prof. Université Mentouri-Constantine</i>
<i>Rapporteur :</i>	<i>L. Hadjeris</i>	<i>M.C. Université O.E.B</i>
<i>Examineurs :</i>	<i>A.H. Mahdjob</i>	<i>Prof. Université O.E.B</i>
	<i>N. Attaf</i>	<i>M.C. Université Mentouri-Constantine</i>

Toute personne intéressée est cordialement invitée

Sommaire

Introduction générale	01
Chapitre I	
Notions Générales	
I.1 Introduction	03
I.2 Semi-conducteurs III-V	03
I.2.a Structure cristalline	04
I.2.b Structure des bandes d'énergie	05
I.2.c Propriétés physique et électrique	06
I.2.d Propriété de surface	07
I.3 Notion sur les transistors FET	07
I.3.a Symbole des FETs	09
I.4 Le transistor à effet de champ à barrière Schottky MESFET	09
I.4.a La structure métal semi-conducteur	09
I.4.a.1 Contact Ohmique	10
I.4.a.2 Contact redresseur	10
I.4.b Structure du MESFET GaAs	12
I.4.c Polarisation du MESFET GaAs	13
I.4.d Principe de fonctionnement	14
I.5 Zone de charge d'espace	17
I.6 Transport dans les semi-conducteurs	20
I.6.a Conduction	20
I.6.b Diffusion	20
I.7 Effets parasites non linéaires dans les MESFET	21
I.7.1 Les effets à dynamiques lentes	21
I.6.1.a Le phénomène de « Self-backgating »	21
I.6.1.b Le phénomène de « gate-lag »	21
I.6.1.c Les effets de « Sidegating »	22
I.6.2 Les effets thermiques	22
I.6.3 Les effets d'avalanche	23
I.6.3.a Avalanche standard	23

Le développement des Systèmes de télécommunication et l'encombrement des bandes de fréquences aujourd'hui utilisés pour la transmission d'informations nécessite la mise en place de systèmes fonctionnant à des fréquences de plus en plus élevées ce qui implique la réalisation de circuits et de composants utilisables à des fréquences centimétriques et millimétriques. La tendance actuelle consiste à concevoir des systèmes pas trop onéreux, suffisamment fiables et facilement intégrables, afin d'en généraliser l'utilisation.

Depuis quelques années, le transistor à effet de champ (MESFET) sur Arséniure de Gallium (GaAs) se présente comme le composant le plus adapté à ce besoin. Son utilisation dans la plupart des applications hyperfréquences et de commutation est justifiée par de remarquables performances telles que [1] : un gain en puissance élevé associé à des fréquences de transition élevées et une bonne isolation entrée-sortie. Ses possibilités pour l'amplification de puissance rendent possible le remplacement des transistors au silicium de faible puissance (inférieure à quelques watts) dans les satellites où la notion de poids est très critique. Soulignons enfin, que la rapidité de ce composant et de ses dérivés (temps de commutation inférieur à 30 ps) en font un candidat de choix pour une prochaine génération de "superordinateurs" [2].

Un nombre considérable de travaux a donc été consacré ces dernières années à la technologie et aux propriétés électriques des MESFET GaAs. Les premiers ont eu pour objectif l'amélioration du matériau de base, l'arséniure de gallium, dont les avantages par rapport au silicium résident en particulier dans la possibilité d'obtenir un matériau semi isolant et aussi dans une mobilité électronique plus élevée (de trois à six fois) et donc une vitesse transitoire plus importante. Ces deux dernières propriétés étant favorables à un fonctionnement à fréquence élevée.

Les travaux sur ce matériau ont eu pour résultats essentiels l'amélioration de la qualité cristallographique du semi-isolant et des qualités électriques du substrat. D'autres travaux ont été consacrés aux techniques lithographiques. Ainsi grâce à l'utilisation de masqueurs électroniques (ou à rayons X), ils ont permis, par la réduction des dimensions, d'améliorer sensiblement les performances dans le domaine des micro-ondes. Les résultats sont néanmoins d'ores et déjà suffisamment satisfaisants pour qu'on puisse commencer à étudier des circuits dont la réduction des dimensions est très poussée. Il n'aurait pas été possible de parvenir à de telles réalisations si on n'avait su s'appuyer sur une modélisation des phénomènes physiques qui régissent le fonctionnement du composant. Ces modèles doivent aussi être susceptibles de suivre l'évolution technologique et de permettre d'apprécier d'éventuelles améliorations consécutives à l'utilisation de nouvelles techniques.

Le travail qui fait l'objet de notre thèse est de proposer un modèle analytique afin de simuler les propriétés des transistors à effet de champ à grille Schottky en hautes fréquences, il couvre les parties suivantes :

- Le **premier chapitre** est consacré au principe de fonctionnement du **MESFET**.
- le **deuxième chapitre** décrit les propriétés statiques du **MESFET** ; il est consacré à la caractérisation de tous les éléments constituant le circuit électrique et les paramètres physiques et géométriques, en proposant un modèle simplifié où on suppose que la zone de charge d'espace soit parfaitement dépeuplée, l'effet des paramètres physiques et géométriques sont mis en évidence.
- Le **troisième chapitre** est consacré à la résolution de l'équation de Poisson par la méthode de perturbation et la méthode des différences finies, pour obtenir les principaux paramètres d'entrée des transistors MESFET GaAs..
- **Dans le quatrième chapitre**, un logiciel de simulation a été élaboré à partir des équations et des formules analytiques établies dans l'étude statique ; les résultats obtenus sont présentés et discutés. et à l'aide d'un autre logiciel on a procédé à déterminer les caractéristiques bidimensionnelles.

Chapitre I

Notions générales

I.1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter des notions générales sur le transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium dit MESFET GaAs.

Tout d'abord, la performance des dispositifs électronique est reliée directement aux propriétés physiques de volume et de surface des matériaux de base [2]. Donc nous proposerons une description des semi-conducteurs III-V, suivie par des notions sur les transistors à effet de champ FET.

Notre travail est focalisé sur le transistor à effet de champ à barrière Schottky MESFET, alors un rappel sur les structures métal semi-conducteur est fait, suivi par une description géométrique et physique du transistor MESFET GaAs. Enfin les différents effets parasites non linéaires dans le MESFET GaAs sont présentés.

I.2. Semi-Conducteurs III-V

Les matériaux semi-conducteurs III-V sont des corps composés formés à partir d'un élément de la 3^e colonne et d'un élément de la 5^e colonne de la classification périodique. Parmi tous les composés binaires possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel. L'étude de leurs propriétés, et en particulier de la structure de bandes, montre que les éléments les plus légers donnent des composés à large bande interdite, dont les propriétés se rapprochent de celles des isolants, et à structure de bande indirecte. Les composés incluant du bore, de l'aluminium ou de l'azote, et le phosphore de gallium GaP entrent dans cette catégorie ; ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide, qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité où une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions soit efficaces [4].

Les éléments lourds comme le thallium ou le bismuth donnent des composés à caractère métallique. On considérera donc essentiellement les composés à base de gallium (GaAs, GaSb) ou d'indium (InP, InAs, InSb) dont les propriétés sont les plus intéressantes. Le tableau I-1 résume quelques paramètres pour différents matériaux de la famille III-V. Il existe une contrainte importante pour la fabrication de ces matériaux, qui sont réalisés en couches minces par croissance épitaxiale sur un substrat binaire : le paramètre cristallin doit être très proche de celui du substrat.

III-V	E_g (eV)	λ_g (nm)	m^*	a_0 (Å)	Structure de la bande interdite
AlP	2,45	0,51		5,463	Indirecte
AlAs	2,16	0,57		5,661	
AlSb	1,58	0,75	0,12	6,132	
GaP	2,26	0,55	0,82	5,449	
GaAs	1,42	0,87	0,063	5,653	
GaSb	0,72	1,85		6,095	Directe
InP	1,35	0,92	0,08	5,868	
InAs	0,36	3,44	0,023	6,058	
InSb	0,17	7,30	0,014	6,479	

Tableau I-1 : Paramètres caractéristiques pour les principaux composés III-V

E_g énergie de la bande interdite.

λ_g longueur d'onde du seuil d'absorption.

m^* masse effective des électrons.

a_0 paramètre de maille du cristal.

I.2.a. Structure Cristalline

Les semi-conducteurs III-V formés à partir de Al, Ga, ou In d'une part, P, As, ou Sb d'autre part ont une structure de type Zinc blende. Leur réseau cristallin peut se décomposer en deux sous réseaux cubiques à faces centrées (CFC) interpénétrés, l'un étant constitué des atomes de l'élément III, l'autre des atomes de l'élément V figure (I-1). Ces deux sous réseaux sont décalés l'un par rapport à l'autre le long de la diagonale du cube, d'une quantité ($a_0/4, a_0/4, a_0/4$), a_0 étant le paramètre cristallin, c'est-à-dire la longueur de l'arête du cube élémentaire.

Chaque atome alors se trouve au centre d'un tétraèdre régulier dont les sommets sont occupés par un atome de l'autre espèce. La maille élémentaire, à partir de laquelle on peut reconstituer le cristal entier par un ensemble de translations, est formée par un atome de chaque type.

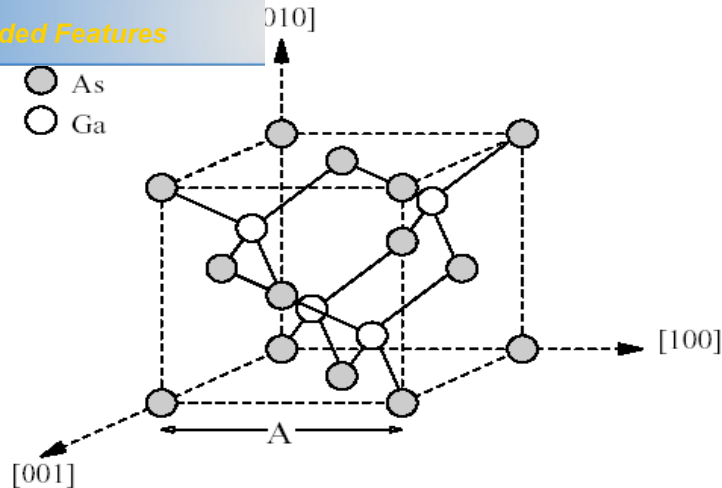


Figure (I-1) : Structure cristalline du GaAs

I.2.b. Structure des bandes d'énergies

Les bandes d'énergies donnent les états d'énergies possibles pour les électrons en fonction de leur vecteur d'onde. On les représente donc dans l'espace réciproque, et pour simplifier, dans les directions de plus hautes symétries de la première zone de Brillouin. Elles se décomposent en bandes de valence et bande de conduction figure (I-2), ce qui sépare la bande de conduction de la bande de valence c'est la bande interdite, elle détermine principalement les propriétés de transport du semi-conducteur.

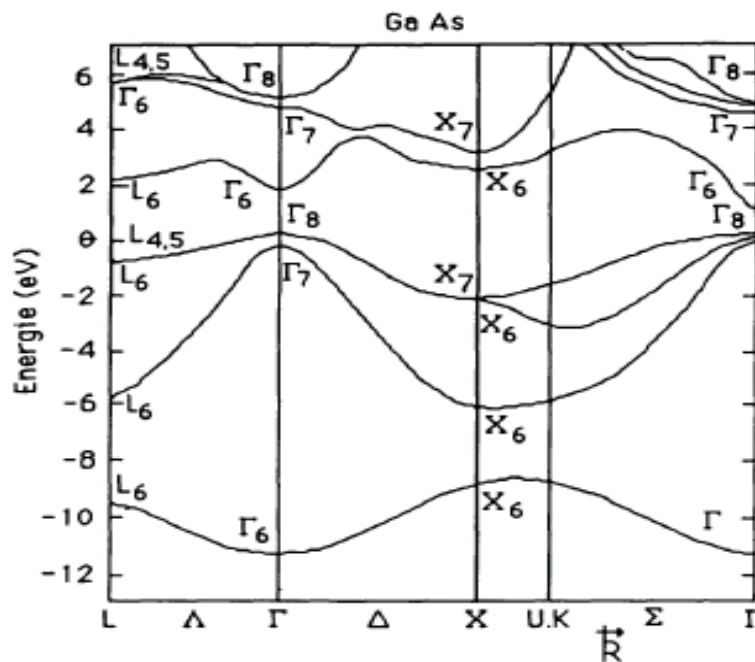


Figure (I-2) : Structure de bande du GaAs

est la même pour tous les composés III-V considérés, dont la bande de valence est -dire pour lesquels le maximum de la bande de valence et le

minimum de la bande de conduction sont situés au centre de la zone de Brillouin, en $k = 0$.

Le minimum central de la bande de conduction correspond à des électrons de faible masse effective, donc très mobiles. Il existe par ailleurs des minima secondaires en bordure de la zone de Brillouin : quatre vallées L équivalentes, et trois vallées de type X. Ces minima sont beaucoup plus plats, les électrons y ont une masse effective beaucoup plus grande, et donc une faible mobilité.

I.2.c. Propriétés physiques et électriques

A l'équilibre thermodynamique, à la température du zéro absolu, et pour un matériau pur (intrinsèque), la bande de valence est remplie d'électrons, et la bande de conduction est vide. Lorsque la température s'élève, les électrons acquièrent de l'énergie thermique et un certain nombre d'entre eux passe dans la bande de conduction, laissant un trou dans la bande de valence, le matériau devient conducteur. Le nombre de places pour les électrons dans les bandes est limité entre l'énergie E et $E+dE$, le nombre d'états dans un volume unité est :

$$N(E)dE = \frac{1}{2\pi^2 h^3} (2m^*)^{3/2} E^{1/2} dE \quad (I.1)$$

Et la densité totale d'états dans la bande de conduction est donnés par :

$$N = \frac{1}{2\pi^2 h^3} (2m^*)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (I.2)$$

E_c est l'énergie correspond au bas de la bande de conduction.

La répartition des électrons entre la bande de valence et la bande de conduction dépend de la température (statistique de Fermi Dirac), mais aussi de la pureté du matériau, l'introduction d'impuretés bien choisies permet de doper le matériau en augmentant soit le nombre d'électrons dans la bande de conduction (dopage N), soit le nombre de trous dans la bande de valence (dopage P). Mais il existe aussi, inévitablement, des impuretés résiduelles qui introduisent des niveaux profonds dans la bande interdite, niveaux qui peuvent avoir des répercussions importantes sur le fonctionnement des dispositifs, Dans le tableau (I-2) on donne les paramètres physiques de l'arséniure de Gallium [8].

Propriétés physiques	GaAs
Structure cristalline	Zinc blende
La densité (g/cm ³)	5,32
Largeur de la bande interdite E _g (ev)	1,43
Mobilité d'électrons (cm ² /v.s)	8600
Mobilité des trous (cm ² /v.s)	250
Paramètre cristallin (Å°)	5,654
La constante diélectrique	12,5
L'affinité électronique (v)	4,07
Conductivité thermique (w/cm.°c)	0,6
Concentration intrinsèque n _i (cm ⁻³)	10 ⁷

Tableau I-2 : Paramètres du GaAs

I.2.d. Propriétés de surface

Les matériaux III-V sont fragiles, en particulier thermiquement dans la mesure où l'arsenic et le phosphore (GaAs, InP) sont des éléments volatils qui ont tendance à quitter la surface dès que l'on dépasse des températures de l'ordre de 500 °C. Il a donc fallu mettre au point des technologies dites froides, et des procédés d'encapsulation, pour limiter les dégradations du matériau en surface lors de la réalisation des dispositifs.

Par ailleurs, la surface du GaAs est bien connue pour présenter des états de surface tels que le niveau de Fermi en surface est fixé au voisinage du milieu de la bande interdite, ce qui permet de réaliser de bon contacts Schottky par dépôt d'un métal. En conséquence, il existe sous la surface, dans un matériau de type N, une zone de charge d'espace (ZCE) vide d'électrons.

I.3. Notion sur les transistors FET

Le transistor à effet de champ FET (Field Effect Transistor) est un type de transistors qui fonctionne en modulant un champ électrique à l'intérieur d'un semi-conducteur, il permet de commander un grand courant drain source I_{ds} à l'aide d'une tension de commande grille source

fet de champ est immense. Nous les rencontrons utilisés en F), en amplification de puissance (HF, BF), en commutation et en technique intégrée [5].

Les transistors à effet de champ sont des composants unipolaires, ne mettant en jeu qu'un seul type de porteurs, et dans lesquels le courant circulant entre les électrodes de source et de drain est contrôlé par la variation de la conductivité d'un canal conducteur, soit par modification de sa section (MESFET, JFET), soit par accumulation plus ou moins importante de porteurs le long d'une interface (MISFET, TEGFET), cette variation étant commandée par une troisième électrode, la grille.

Le comportement des composants électroniques à semi-conducteurs est largement conditionné par la nature des interfaces ou jonctions qui en séparent les différentes parties constitutives (métallique, diélectrique ou semi-conductrices) et par la façon dont les porteurs électrons, ou trous longent ou traversent les interfaces [2]. 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 [11]. Sur ce principe, différentes structures de transistors à effet de champ correspondant à différents contacts de grille ont été élaborées :

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

Le transistor à jonction est un composant actif commandé par un courant, cette caractéristique permet à ce type de composants d'amplifier des signaux alternatifs [2], la plaquette de semi-conducteur de type N recouverte partiellement d'une couche de même semi-conducteur de type P de manière à former une jonction PN latérale par rapport au canal. Le MOSFET est semblable au JFET ; Il contient aussi un canal connecté sur chaque électrode de drain et la source, mais la troisième électrode forme une capacité MOS constitue la grille du transistor (électrode de commande).

Tous ces transistors ont un drain, une source, une grille et un canal plus ou moins conducteur composé d'un seul type de porteurs de charges mobiles. Ce sont des transistors unipolaires, une tension d'entrée commande un courant de sortie c'est à dire un courant important est commandé par une tension grâce aux effets des champs électriques existants à

variation de la conductibilité du canal est obtenue par l'action de la polarisation de la grille V_{gs} , ainsi nous avons focalisé notre travail sur l'étude de transistor à effet de champ MESFET.

I.3.a. Symboles des FETs

Le FET est représenté par les symboles suivants :

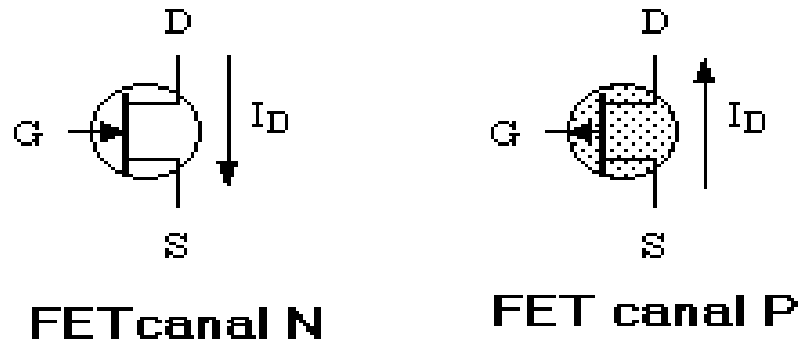


Figure (I-3) : Symboles électriques des FETs

I.4. Le Transistor à effet de champ à barrière Schottky MESFET

I.4.a. La structure Métal Semi-conducteur

La structure métal semi-conducteur (M-SC) est le dispositif unipolaire le plus simple à la base d'un grand nombre de structures plus complexes. Souvent l'application d'une tension sur une structure M-SC produit une caractéristique $I(V)$ non symétrique, la structure se comporte comme un redresseur : c'est une diode SCHOTTKY. Certaines structures M-SC peuvent présenter des caractéristiques $I(V)$ très symétriques, se sont alors des contacts ohmiques, la maîtrise des contacts ohmiques est capitale pour pouvoir réaliser les connexions entre les différentes structures d'un circuit intégré. Il y a des progrès considérables pour comprendre les mécanismes de formation de la barrière Schottky, et de nouvelles techniques sont proposées pour contrôler la hauteur de la barrière Schottky à l'échelle atomique [6].

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

$$\begin{aligned} \text{eur:} & \quad q_b = q_m - q_s & (I.3) \\ \text{étal:} & \quad qV_b = q_m - q_s \end{aligned}$$

Où q_m et q_s représentent les travaux de sortie du métal et du semi-conducteur respectivement, q_s l'affinité électronique du semi-conducteur. A l'équilibre thermodynamique, la distribution statique des électrons pour un semi-conducteur de type N est représentée par un niveau de fermi unique, les niveaux E_{Fn} et E_{Fm} s'alignent, Selon le travail de sortie on distingue les deux types de contacts.

I.4.a.1. Contact ohmique

Pour $\phi_m < \phi_s$ correspond à un contact ohmique, il apparaît une zone d'accumulation dans le semi-conducteur. Ces contacts sont dits ohmiques puisqu'ils ne rajoutent aucune impédance parasite série avec la jonction proprement dite ; la différence de potentiel supportée par la charge d'espace ne varie presque pas lorsqu'il y a passage d'un courant à travers la structure. Le diagramme énergétique correspondant est représenté sur la figure suivante :

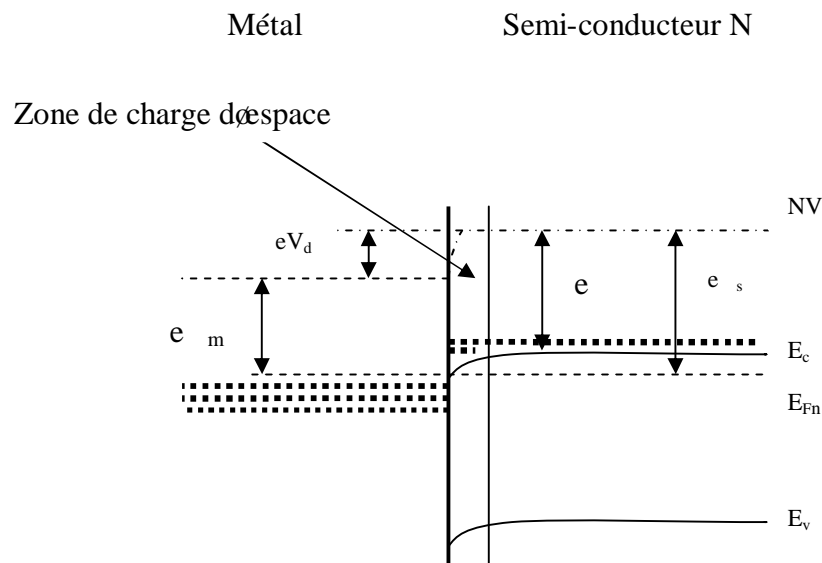


Figure (I-4) : Diagramme énergétique d'un contact ohmique

I.4.a.2. Contact Redresseur

Pour $\phi_m > \phi_s$ La diode Schottky exploite l'effet redresseur que peut présenter une structure M-SC, après le contact une zone de déplétion se crée, les donneurs ionisés N_d^+ ne sont plus

raît une zone de charge d'espace positive, et dans le métal
ions à l'interface (dépeuplement dans le semi-conducteur)
figure (I-5). Pour calculer l'épaisseur de la zone de charge d'espace W qui est totalement
dépourvue de porteurs majoritaires, on utilise l'équation de Poisson :

$$\frac{dE}{dx} = e \frac{N_d}{\epsilon} \quad (I.4)$$

Avec $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_{GaAs}$

- La densité de charge dans le semi-conducteur figure (I-5) s'écrit :

$$\begin{aligned} 0 < x < W & \quad \rho(x) = eN_d \\ x > W & \quad \rho(x) = 0 \end{aligned}$$

- Le dopage N_d du semi-conducteur est constant
- La densité d'états de surface est négligeable.

On intègre en tenant compte que le champ électrique est nul hors de la zone de charge
d'espace figure (I-2) : $E(w)=0$.

$$E(x) = -\frac{qN_d W}{\epsilon} \left[1 - \frac{x}{W} \right] \quad (I.5)$$

En intégrant le champ électrique sur toute la largeur W de la zone de charge d'espace on trouve :

$$\int_0^W E(x) dx = -\frac{qN_d W}{\epsilon} \int_0^W \left(1 - \frac{x}{W} \right) dx \quad (I.6)$$

$$-V_b = -\frac{qN_d W}{\epsilon} \left[x - \frac{1}{2W} x^2 \right]_0^W \quad (I.7)$$

A partir de cette expression on détermine l'expression de la largeur W

$$W = \left(\frac{2\epsilon}{qN_d} V_b \right)^{1/2} \quad (I.8)$$

La présence de la zone de charge d'espace génère une capacité statique :

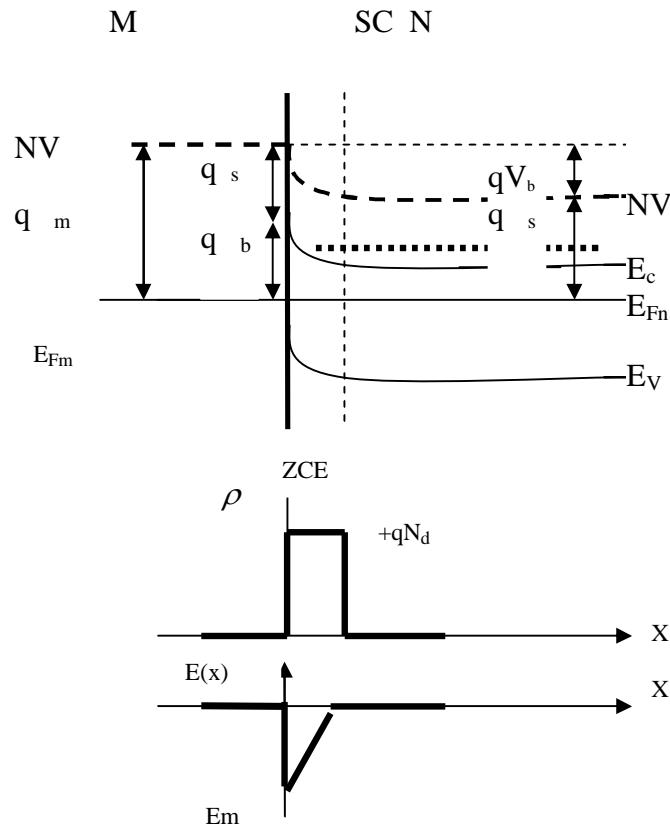


Figure (I-5) : La barrière métal semi-conducteur N pour $m > s$

A l'équilibre thermodynamique il existe un courant dû à l'émission d'électrons du métal vers le SC exactement compensé par un courant dû à la diffusion d'électrons du SC vers le métal [14].

I.4.b. Structure du MESFET GaAs

A l'image de ce qui s'est produit avec le silicium dans les années 50, avant l'avènement des circuits intégrés, le choix du composant actif n'a jamais vraiment existé lors de la réalisation des premiers circuits intégrés en GaAs. La haute mobilité des électrons par rapport aux trous ($6500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ contre $400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour un dopage de $10^{16} \text{ atomes} \cdot \text{cm}^{-3}$) et l'impossibilité

GaAs ont imposé le choix d'un transistor à effet de champ à barrière Schottky (MESFET) [5].

Le FET à barrière Schottky canal N est constitué d'une mince plaquette de GaAs N qui va former le canal conducteur principal. Cette plaquette est recouverte partiellement d'une couche de métal de manière à former une jonction métal semi-conducteur latérale par rapport au canal figure (I-6).

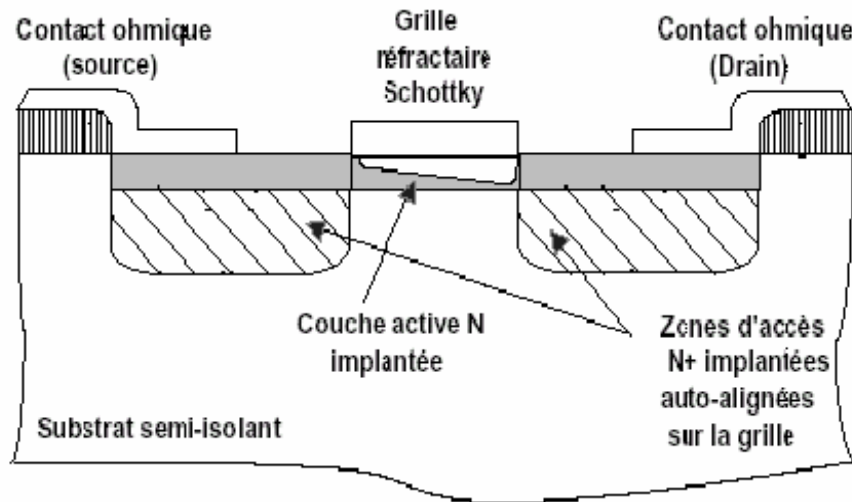


Figure (I-6) Vue en coupe du MESFET GaAs implanté auto-aligné

I.4.c. Polarisation du MESFET GaAs

La figure (I-7) 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 également. 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 $(a-W)$. Si on diminue V_{gs} , l'épaisseur W augmente. Par conséquent le courant I_{DS} diminue.

Lorsque W 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.

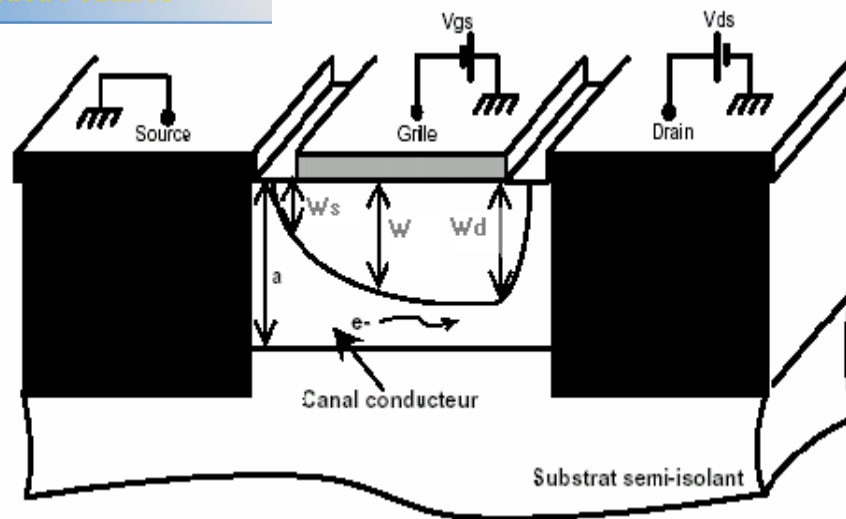


Figure (I-7) : Vue en coupe de la structure du MESFET GaAs et emplacement des sources de polarisation

A fin de comprendre l'évolution de la profondeur de la zone désertée qui est plus importante du côté drain que du côté source, on exprime les épaisseurs W_s et W_d comme ceci :

$$W_d = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_b - V_{gs}) \right]^{1/2} \quad (\text{I.10})$$

$$W_s = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_b + V_{ds} - V_{gs}) \right]^{1/2} \quad (\text{I.11})$$

C'est pour une jonction abrupte, or $V_{gd} = V_{gs} - V_{ds}$

Sachant que $V_{DS} > 0$, alors $V_{gd} < V_{gs}$, ce qui implique $W_d > W_s$. Ce fait explique que la zone désertée est plus importante du coté drain que du coté source.

ient

est rappelé sur la figure (I-8).

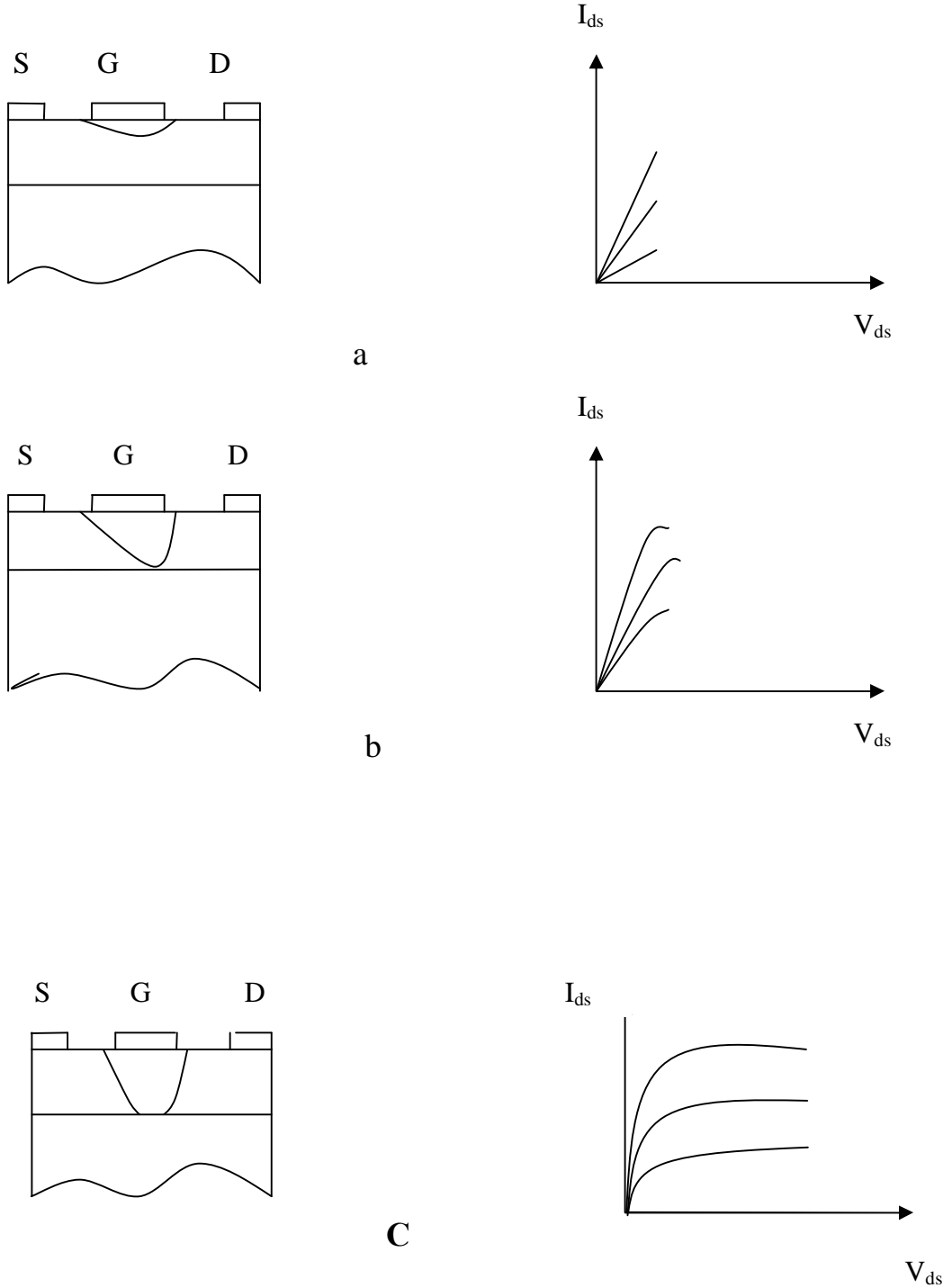


Figure (I-8) Principe de fonctionnement du MESFET

résistance linéaire ($V_{ds} \ll V_{dsat}$)

($V_{ds} \gg V_{dsat}$)

c- le pincement du canal, régime de saturation ($V_{ds} > V_{dsat}$)

- **Zone de fonctionnement linéaire**

Cette zone, appelé également zone Ohmique correspond à une évolution quasi linéaire du courant de sortie I_{DS} pour de faibles valeurs de V_{ds} .

A faible tension entre le drain et la source V_{ds} pour une tension grille V_{gs} donnée, le courant I_{DS} est proportionnel à V_{ds} . En effet, la section du canal conducteur est presque uniforme puisqu'elle dépend principalement de la commande V_{gs} qui repousse les électrons, le courant I_{ds} est d'autant plus faible que celle-ci est négative, 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 ($V_{ds0}=0$) [9].

- **Zone de fonctionnement saturé**

Lorsque la tension drain source est augmentée, la zone de charge d'espace créée par la grille se déforme vers le drain, la différence de potentiel y étant plus importante. A partir d'une certaine valeur de V_{ds} la zone de charge d'espace s'étend jusqu'au fond de la couche active, et le canal est pincé.

Les électrons qui sont accélérés par la tension appliquée au drain traversent cette zone sous l'effet du champ électrique longitudinal qui y règne. Une augmentation de V_{ds} au-delà de la tension de pincement fait légèrement reculer le point de pincement dans le canal, mais en modifie peu la résistance globale ; on observe une saturation du courant de drain.

Ce principe de fonctionnement est vérifié si la longueur de la grille du transistor est supérieure au micron. Pour des grilles submicroniques, les phénomènes de transport que nous avons décrits interviennent. Le canal sous la grille étant très court, et le champ électrique élevé, les électrons y sont en régime de sur vitesse jusqu'à ce que leur énergie atteigne l'énergie de transfert vers les vallées latérales de la bande de conduction ; la vitesse se sature alors brusquement, et c'est ce phénomène qui produit la saturation du courant drain, sans que le canal soit pincé comme le montrent les simulation particulières Monte-Carlo [4].

Notons que pour les MESFET à canal court le champ électrique longitudinal a une valeur très importante, ce qui conduit à une dépendance entre celui-ci et la mobilité des porteurs lorsque

une valeur critique $E_c=5.10^4 \text{ v.cm}^{-1}$, la vitesse des porteurs est de l'ordre de 2.10^7 cm.s^{-1} .

On conclut que la saturation du courant de drain est modulée par deux facteurs suivant la longueur du canal : la saturation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique pour les MESFET à canal court, et le pincement du canal pour les MESFET à canal long.

En effet, si la longueur du canal est courte, la valeur du champ électrique longitudinal peut atteindre sa valeur critique E_c et amorce la saturation du MESFET. Ainsi, lorsque le canal est suffisamment long, le champ électrique longitudinal ne peut plus atteindre sa valeur critique E_c avant le pincement du canal, et on dit que c'est le pincement qui assure la saturation.

La réalisation de la grille par contact Schottky, crée comme nous l'avons vu une zone de charge d'espace sous la surface du semi-conducteur. Ceci réduit la section de la couche active dans la zone d'accès entre la source et la grille et entre la grille et le drain, et empêche tout commande par une polarisation négative de la grille, le courant étant limité par ces zones d'accès quelle que soit la tension grille. Une façon de pallier cet inconvénient est de creuser la couche active sous la grille avant de déposer celle-ci figure (I-9). De nouvelles technologies se développent également utilisant des métaux réfractaires pour la grille afin de pouvoir aligner les contacts de source et de drain de part et d'autre de celle-ci.

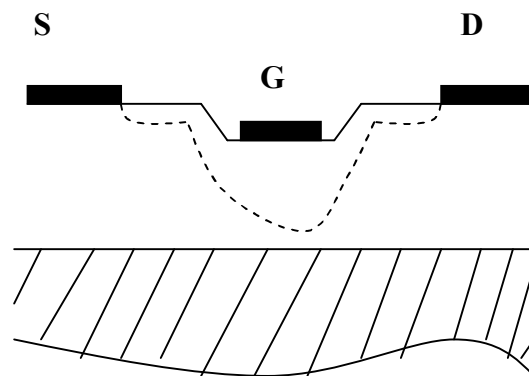


Figure (I-9): Structure d'un MESFET à grille creusé

I.5. Zone de charge d'espace

Le principe de base du MESFET repose sur les caractéristiques d'une jonction Schottky. Lorsqu'un métal (grille) est mis en contact avec un semi-conducteur (SC) de type N, les électrons du SC au voisinage du métal diffusent dans ce dernier laissant ainsi une zone dépeuplée

pendant des électrons, le SC devient de plus en plus en plus donne naissance à un champ électrique E_i comme l'indique la

figure (I-10).

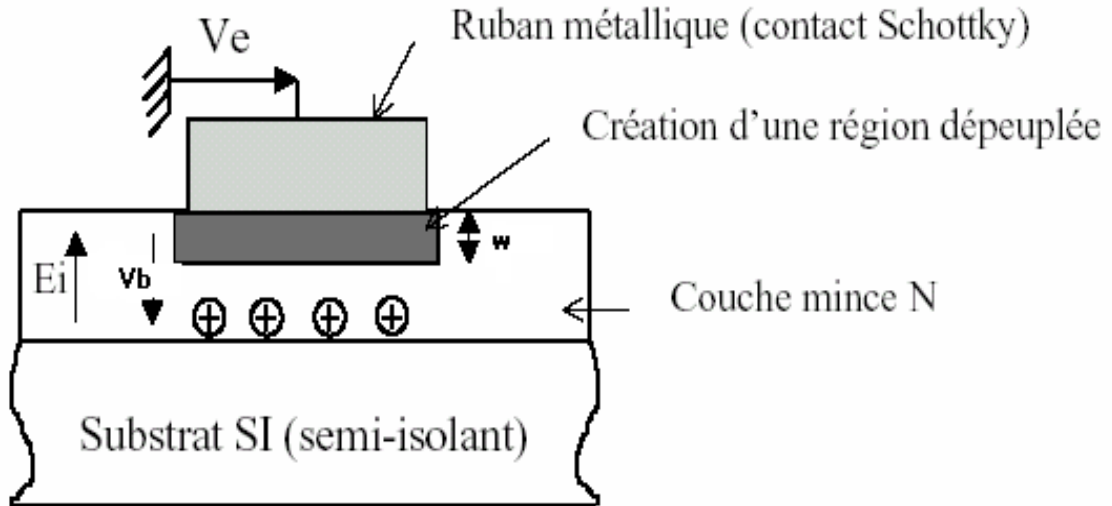


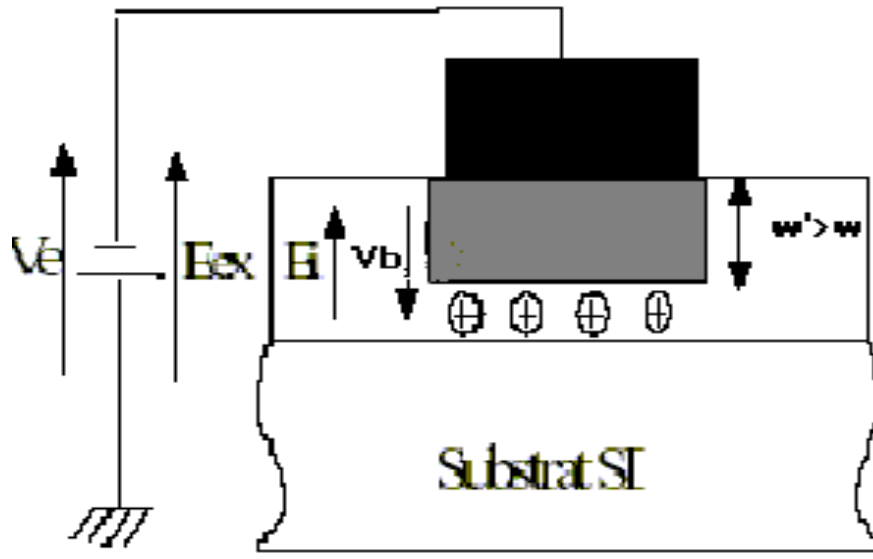
Figure (I-10) : Jonction Schottky, $V_e=0$

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 $w > w_0$ (figure I-11a). Un nouvel équilibre s'établit lorsque l'intégrale du champ atteint la valeur $(-V_e + V_b)$ et par conséquent aucun courant ne circule dans le circuit extérieur sauf un courant inverse de saturation de valeur négligeable.

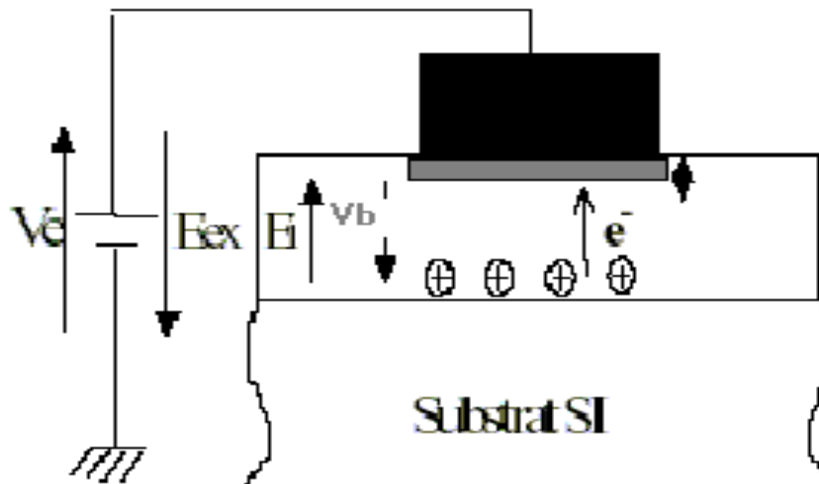
Si la tension V_e est positive, le champ électrique total (E_{ext} ó E_{in}) diminue et tend vers une valeur nulle lorsque V_e atteint V_b (figure I-11b). L'épaisseur w diminue et les électrons diffusent du SC vers le métal donnant naissance à un courant I_e qui s'exprime comme ceci :

$$I_e = I_s \left(\exp\left(\frac{V_j}{N.U_T}\right) - 1 \right) \quad (I.12)$$

- 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_j est la tension intrinsèque appliquée à la jonction.



a



b

Figure (I. 11) : Modulation du courant du MESFET

- a) $V_e < 0$, équilibre à $(\delta V_e + V_b)$
- b) $V_e > 0$, diffusion des électrons

Le Transport dans les semi-conducteurs

Les dispositifs semi-conducteurs sont basés sur le contrôle du transport d'électrons et de trous. 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.

- **Transport de conduction :**

L'électron est considéré comme une particule semi classique (elle aura par exemple une masse effective m^*) soumise à un champ électrique de valeur E . sous l'action de la force électrostatique $F = -q.E$. La vitesse des électrons va être limitée par les interactions avec le réseau cristallin. 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 :

$$J_n = q \mu_n n E \quad (I.13)$$

$$J_p = q \mu_p p E \quad (I.14)$$

- 1- Pour les électrons, la force et la vitesse sont opposées au sens du champ électrique.
- 2- Au contraire, pour les trous, la force et la vitesse sont dans le sens du champ.
- 3- Pour les électrons et les trous, le courant est toujours dans le sens du champ électrique.

- **Transport de diffusion :**

Si l'on considère les électrons comme un gaz parfait de particules non interagissant, et lorsque non uniformément distribuées dans le cristal, il est clair qu'un transport de porteurs s'établit, c'est le processus de diffusion caractérisé par un gradient de concentration des porteurs.

Les densités de courant des électrons et trous sont données, en général par:

$$J_n = q D_n \nabla n \quad (I.15)$$

$$J_p = -q D_p \nabla p \quad (I.16)$$

où D_n et D_p sont les coefficients de diffusion des électrons et des trous respectivement.

La densité totale, due au champ électrique et au gradient de concentration, est donnée par la somme des deux types de contributions (transport de conduction et le diffusion) :

$$J_n = q n \mu_n E + q D_n \nabla n \quad (I.17)$$

$$D_n = \frac{KT\mu_n}{q}$$

$$D_p = \frac{KT\mu_p}{q}$$

I.7 Effets parasites non linéaires dans les MESFET

Des effets parasites indésirables viennent perturber le fonctionnement statique et hyperfréquence 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 V_{gs} . Cependant des effets dispersifs limitent le fonctionnement des transistors. Certaines limitations sont intrinsèquement liées aux propriétés des matériaux, les principaux effets limitatifs sont les effets d'avalanches, thermiques, les effets à dynamique lente, et des limitations liées à la technologie.

I.7.1 Les effets de dynamiques lentes:

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 [9]. 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 inférieures à 100KHz. Ces effets de piège peuvent être regroupés en trois catégories.

I.7.1.a Le phénomène de « Self-backgating »

Le self-backgating 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 [9].

I.7.1.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 figure(I-12).

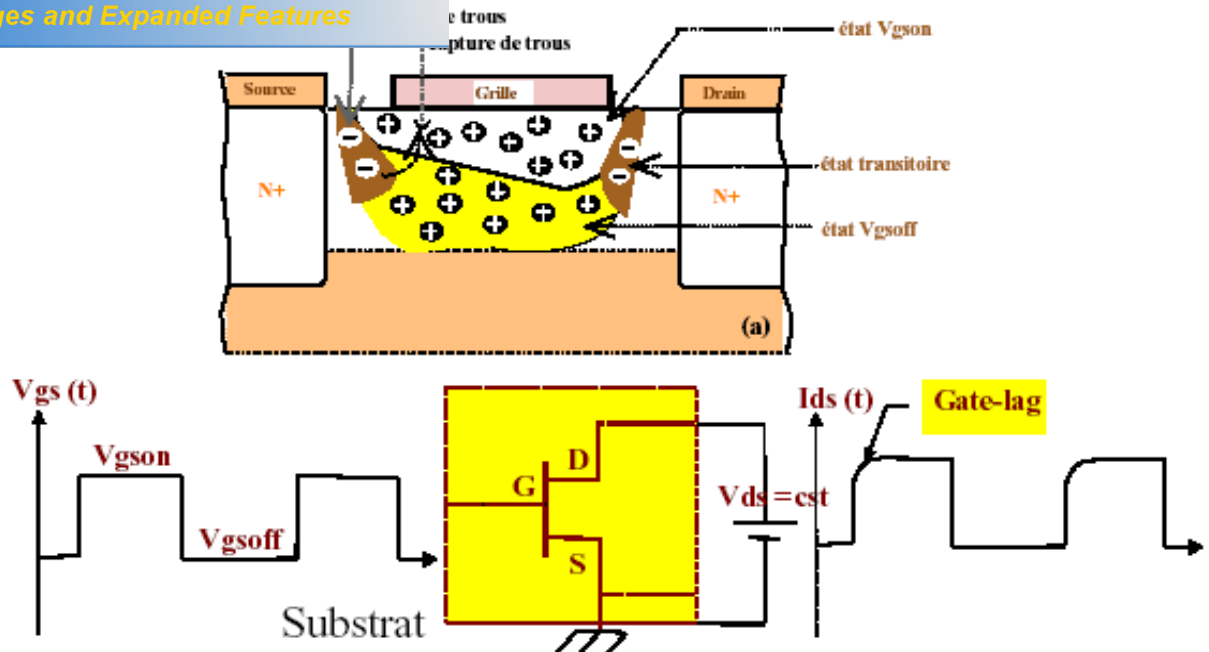


Figure (I-12) : Le phénomène de « Gate-Lag », les pièges de surface

I.7.1.c Les effets de « Sidegating »

Dans un environnement circuit intégré monolithique, les phénomènes de capture et d'émission d'électrons dus à la proximité des transistors à effet de champ peuvent 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.

I.7.2 Les effets thermiques

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. Plusieurs auteurs se sont intéressés au fonctionnement des transistors MESFETs entre 300 et 400 °C [15], [16]. 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 [7], tandis que les fuites de substrat proviennent de l'augmentation de la conductivité du substrat GaAs SI avec la

I.7.3 Les effets d'avalanche

Le fonctionnement en puissance du MESFET GaAs est essentiellement limité d'une part en courant par la conduction de la diode de grille et d'autre part en tension par les phénomènes d'avalanches [12]. 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.7.3.a Avalanche standard

Dans les conditions de fonctionnement normal, l'avalanche se produit au niveau des bords de l'électrode de grille du côté drain. A cet endroit, le champ électrique est à deux dimensions avec une grande composante horizontale. Pour de fortes tensions de drain et de faibles tensions de grille ($I_{ds} = I_{dssat}$), 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.

I.7.3.b 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 une polarisation de drain élevé. 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- source (effet Kink) tandis que les trous s'échappent à travers la grille entraînant ainsi apparition d'un courant négatif de grille.

Chapitre II

Caractéristiques statiques

L'objectif de ce chapitre est de déterminer les caractéristiques statiques du MESFET GaAs, nécessaires pour comprendre son comportement physique. La variation du courant de drain en fonction de la tension drain source pour diverses valeurs de la tension grille source, est représentée par la loi $I_D=f(V_G, V_D)$.

Ce type de transistor est basé sur le contrôle du courant circulant par la modulation de la profondeur de la zone de déplétion formée par le contact Schottky (largeur du canal).

Dans ce chapitre, nous réviserons la structure représentée sur la figure (II-1) et nous proposerons un modèle analytique simple qui nous permettra de caractériser le MESFET.

II.1 Transport Electronique en Régime Stationnaire

Considérons un matériau semi-conducteur de type N, ayant donc un certain nombre d'électrons dans la bande de conduction. A l'équilibre à la température T, ces électrons sont animés d'un mouvement brownien ; la vitesse moyenne qui en résulte est nulle. Lorsqu'on applique un champ électrique, ils sont accélérés et voit donc leur énergie augmenter, c'est-à-dire qu'ils montent dans la bande de conduction. Cependant les collisions qu'ils subissent peuvent à la fois leur faire perdre de l'énergie (collisions inélastiques), et modifier la direction de leur vitesse, ce qui globalement ralentit leur mouvement parallèlement au champ électrique.

Le régime de transport stationnaire est atteint quand il y a équilibre entre l'accélération communiquée par le champ électrique et le freinage sous l'effet des collisions. La vitesse moyenne a alors une composante non nulle dans la direction du champ électrique : c'est la vitesse de dérive. L'énergie cinétique globale des porteurs dans un champ électrique provient donc de la superposition d'une composante ordonnée du mouvement, liée au champ, et d'une composante désordonnée correspondant à l'énergie thermique. Les valeurs relatives de ces composantes dépendent de la nature des collisions et du champ électrique présent, ces deux facteurs n'étant pas indépendants puisque, comme nous allons le voir, les caractéristiques des collisions dépendent de l'énergie des électrons.

à des interactions que subissent les électrons soit avec les cristallin (dopage), soit avec les différents types de phonons,

optiques ou acoustiques.

Les interactions avec les impuretés sont élastiques, et ont pour seule conséquence de dévier la trajectoire de l'électron, ceci d'autant moins que son énergie est élevée. Elle aura généralement peu d'influence sur le transport, sauf pour des matériaux très dopés.

Les interactions prépondérantes pour les électrons dans la vallée centrale sont celles avec les phonons optiques polaires, de faible vecteur d'onde \vec{K} . L'énergie de l'électron varie d'une quantité égale à l'énergie du phonon, et les variations les plus faibles du vecteur d'onde de l'électron sont privilégiées, et celui-ci sera peu dévié. Les interactions avec les phonons optiques polaires sont donc inélastiques et anisotropes.

Dès que les électrons ont atteint une énergie suffisante pour pouvoir être transférés vers les vallées latérales de la bande de conduction, ce sont les interactions avec les phonons de grand vecteur d'onde, donc du bord de la zone de Brillouin, qui deviennent prépondérantes. Elles correspondent à un couplage par potentiel de déformation sont inélastiques, et isotropes. Elles ont donc des conséquences importantes sur le transport puisqu'elles redistribuent les vitesses électroniques dans toutes les directions.

Les interactions avec les phonons acoustiques du centre de la zone de Brillouin, qui ont une très faible énergie, sont pratiquement élastiques et sont isotropes.

Les propriétés que nous venons de décrire, jointes à l'augmentation importante de la masse effective des électrons lorsqu'ils passent dans les vallées latérales, font que la courbe représentant les variations de la vitesse électronique appliquée figure (II-1) présente une partie de résistance différentielle négative, conduisant à des applications spécifiques (effet Gunn). Le champ correspondant au maximum de vitesse est appelé champ critique. Il est plus grand dans InP que dans GaAs dans la mesure où l'écart en énergie E_L est plus important et les probabilités d'interaction avec les phonons optiques polaires plus élevées. Ces courbes montrent que si l'on conserve la définition habituelle de la mobilité comme étant le rapport entre la vitesse électronique et le champ électrique appliqué ^[4] :

$$\vec{v} = \mu \cdot \vec{E} \tag{II.1}$$

la mobilité n'est pas constante et varie fortement avec l'énergie des électrons, la présence de vallées latérales (autres minima locaux de la bande) va aussi perturber le transport. En effet, si un électron à une énergie suffisante, il va pouvoir diffuser dans cette vallée latérale. Pour prendre un exemple pratique, des électrons dans le GaAs peuvent diffuser de la région entourant le point

nergie supérieure à $\epsilon = 0,3\text{eV}$. Or les électrons ont une masse effective $m^* = 0,067 m_0$ et leur mobilité va donc être fortement réduite. Pour cette raison, dans le GaAs, la vitesse effectivement diminue lorsque le champ est augmenté au dessus d'une valeur critique $E_c \approx 3.10^3 \text{ v/cm}$

Il faut remarquer qu'à 300K, la distribution de l'énergie thermique des électrons est telle que de nombreux électrons ont déjà une énergie supérieure à l'énergie des phonons optiques polaires, il n'en est pas de même à 77 K, et l'apparition de la possibilité d'émission de phonons optiques polaires quand les électrons ont atteint l'énergie nécessaire dans le champ électrique appliqué se traduit sur la courbe vitesse-champ électrique par une rupture de pente, pour les matériaux peu dopés figure (II-2). L'augmentation du dopage produit une diminution de la mobilité par interactions avec les impuretés.

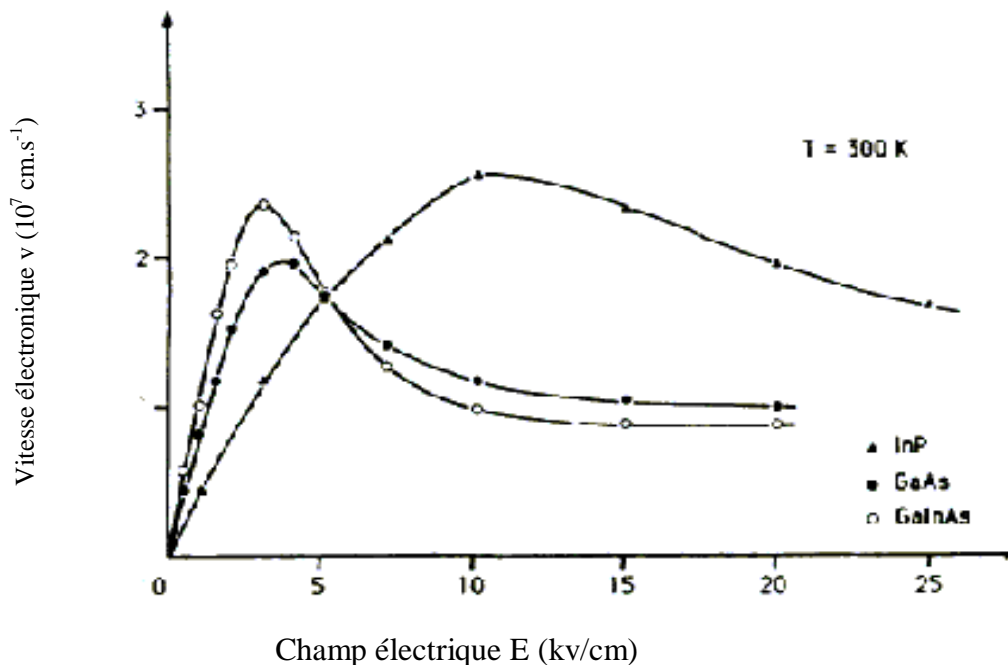


Figure (II-1) : Caractéristiques vitesse-champ électrique en régime de transport stationnaire à 300 K calculée par la méthode de Monte Carlo

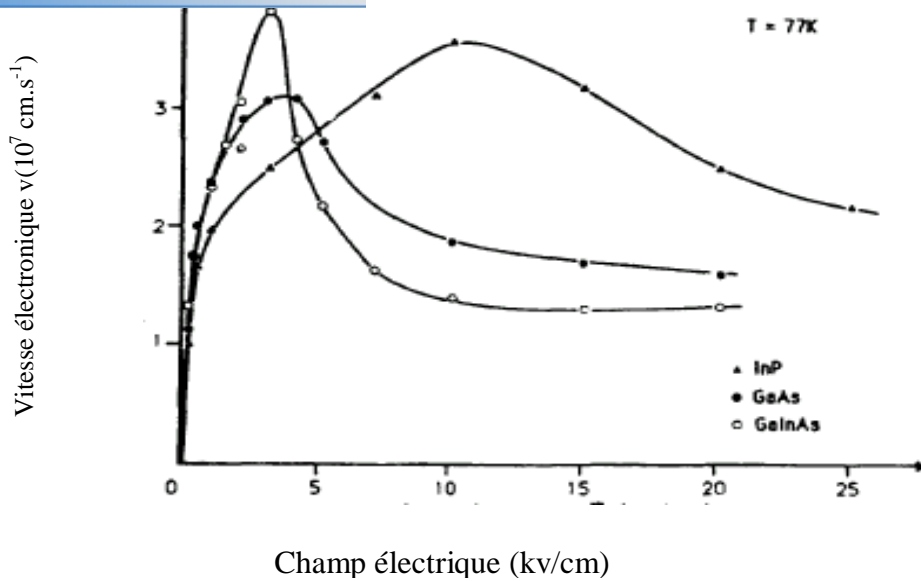


Figure (II-2): Caractéristiques vitesse-champ électrique à 77 K en régime de transport stationnaire (simulation Monte Carlo)

II.2 Transport électronique non stationnaire

Le régime de transport stationnaire n'est atteint que lorsque les électrons ont subi un nombre suffisant d'interactions, c'est-à-dire lorsque la distance parcourue est grande devant le libre parcours moyen. Dans des structures submicroniques, il devient indispensable de prendre en compte les effets transitoires qui existent lorsque les électrons sont brusquement soumis à un échelon de champ électrique, qu'il soit temporel ou spatial. En effet, aux tous premiers instants, peu d'interactions ont encore eu lieu alors que l'accélération dans le champ est effective. Il en résulte que les vitesses électroniques peuvent transitoirement être plus importantes que les vitesses en transport stationnaire : il s'agit du phénomène de survitesse. La courte période avant toute collision correspond au régime de transport balistique.

Ces phénomènes sont régis par deux temps caractéristiques : le temps de relaxation du moment τ_m qui caractérise la rapidité avec laquelle l'orientation du vecteur vitesse relaxe, et le temps de relaxation de l'énergie des électrons τ_E . Ces temps de relaxation dépendent de l'énergie des porteurs. La plupart des interactions sont isotropes et ont donc une action beaucoup plus importante sur l'orientation de la vitesse que sur l'énergie, l'énergie des phonons étant

de la vitesse des électrons. Il en résulte généralement, le temps de relaxation plus faible que celui de l'énergie.

On peut donner un modèle simplifié du phénomène de sur vitesse, en décrivant les équations de relaxation du moment et de l'énergie :

$$\frac{d(m^* v)}{dt} = e \vec{E} - \frac{m \vec{v}}{\tau_m} \tag{II.2}$$

$$\frac{dE}{dt} = e \cdot \vec{v} \cdot \vec{E} - \frac{E - E_{th}}{\tau_E} \tag{II.3}$$

Supposons qu'au temps t=0 on applique un échelon de champ électrique d'amplitude supérieure au champ critique. Si t < τ_m, on est dans le cas du régime balistique qui ne peut être décrit par les équations ci-dessus. Supposons donc que t >> τ_m, et que la vitesse est par conséquent en équilibre avec le champ appliqué. La première équation peut être considérée comme stationnaire (d/dt = 0) et donne

$$\vec{v} = (e \tau_m(E) / m^*(E)) \vec{E} = \mu(E) \vec{E} \tag{II.4}$$

Pour des temps suffisamment courts pour que l'énergie des porteurs ait peu augmenté (t << τ_E), l'énergie des porteurs est voisine de l'énergie thermique E_{th}, la mobilité est donc celle des porteurs dans le bas de la vallée de la bande de conduction, μ(E) = μ(E_{th}), soit une mobilité élevée. Par ailleurs, le champ E étant intense, la vitesse v = μ(E_{th}) E est donc importante. Pour des temps plus longs, l'énergie des porteurs augmente, et lorsqu'ils ont atteint l'énergie de transfert vers les vallées latérales, la mobilité décroît : on tend vers le régime de transport stationnaire avec v = μ(E) E figure (II-3)

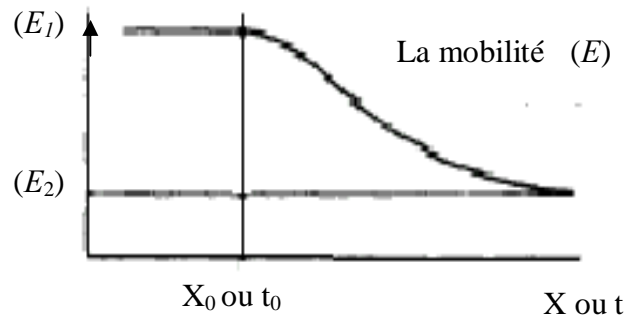
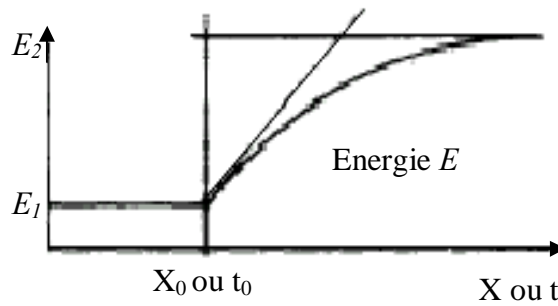
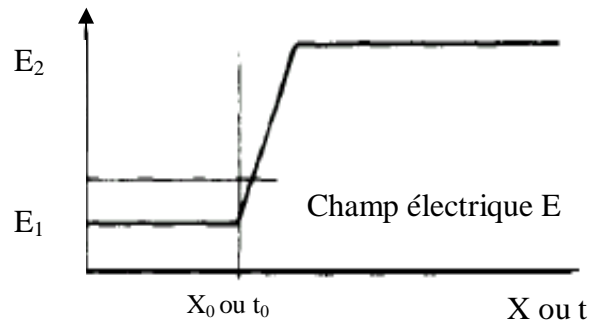
II.2.a Régime de Sur vitesse

L'explication du phénomène de sur vitesse dans le GaAs c'est que les électrons pénètrent un échelon de champ électrique en x₀ (t = t₀). Leur énergie E ne croit pas instantanément et leur mobilité, fonction de l'énergie E conserve des valeurs élevées pendant le régime non stationnaire. Leur vitesse de entraînement v = μ E présente des valeurs en excès, par rapport à l'état stationnaire.

On voit donc que, dans la mesure où la mobilité initiale en champ faible est plus élevée que la mobilité en champ fort (μ(E_{th}) > μ(E)), un phénomène de sur vitesse peut être observé. Ceci

conducteurs III-V que dans le silicium [2] [4], du fait de la diminution importante de la mobilité lorsque le champ électrique croît.

électrique croît.



$$V = \mu(E) \cdot E$$

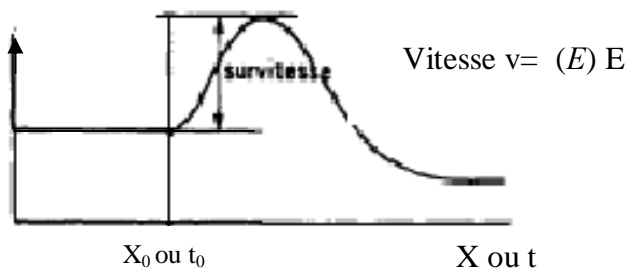


Figure (II- 3): Explication du phénomène de survitesse

été très étudié par des simulations numériques particulières. Le mouvement des particules est calculé en fonction du champ appliqué [2]. Dans les composés III-V, l'échelle de temps sur laquelle se produit est la picoseconde figure (II-4). Si on applique un créneau de champ électrique spatialement, ce phénomène se produit sur des distances qui sont de l'ordre de quelques dixièmes de microns. Les vitesses maximales obtenues peuvent atteindre 6 à 8 fois la valeur de la vitesse stationnaire. Ceci est cependant modulé par le fait que dans un dispositif réel, c'est le temps de transit des porteurs qui est le paramètre important, et que la phase d'accélération conduit à une réduction de la vitesse moyenne sur la traversée du dispositif et peut être très pénalisante pour des composants de longueur inférieure à 0.2 μm .

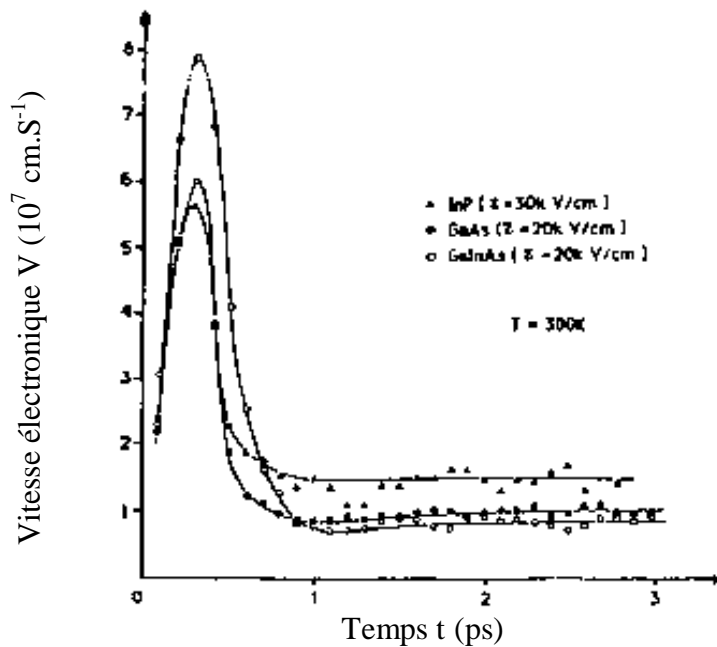


Figure (II-4): Evolution temporelle de la vitesse moyenne des électrons à 300 K

II.3 Calcul du potentiel et du champ électrique

Considérons la structure métal semi-conducteur de type N, pour obtenir la distribution du potentiel dans la zone de charge d'espace nous intégrons l'équation de Poisson, et pour calculer le champ électrique on utilise la relation $\vec{E} = -gradV$. On résonne sur la structure schématisée sur la figure (II-5), l'axe x représente la direction longitudinale suivant le canal. L'axe y représente la direction transversale de la surface.

Les simplifications sont introduites à cause des difficultés du MESFET. En effet, on ne tient pas compte des effets du bord c'est à dire qu'on s'intéresse à la région active du canal.

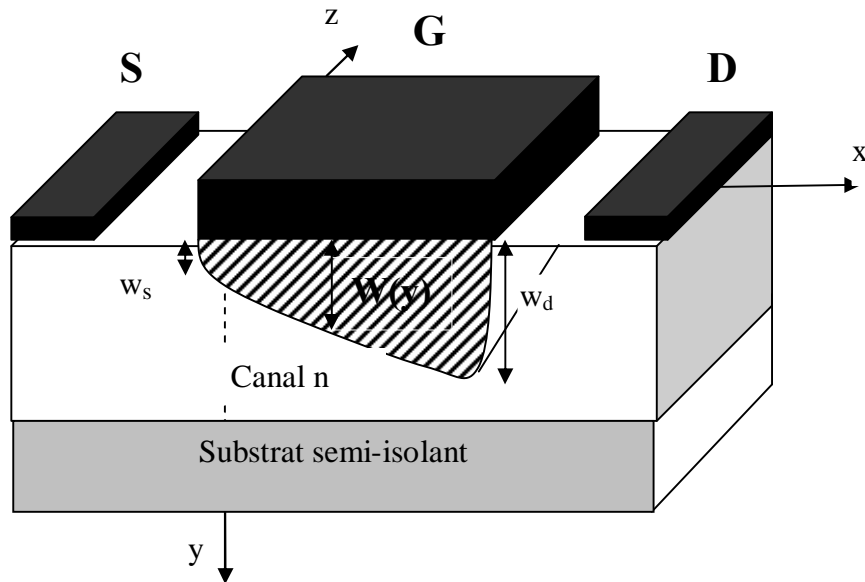


Figure (II- 5): Structure du MESFET

(x, y, z) représente le potentiel sous la grille, s'obtient en intégrant l'équation de Poisson:

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (II.5)$$

Pour simplifier l'étude nous supposons que le semi-conducteur est homogène, avec une densité des donneurs N_D ionisés à la température ambiante et que la densité d'états d'interface est négligeable. Pour des raisons liées aux techniques de fabrication ceci est impossible de sorte qu'on a $N_D = N_D(y)$, nous ferons l'hypothèse de la zone de charge d'espace vide de porteurs libres et nous appellerons w la largeur de cette zone. Ainsi la densité de charge dans le semi-conducteur sous la grille s'écrit:

$$\begin{aligned}
 y < w(x) & \quad \rho(x, y) = qN_D(x, y) \\
 y > w(x) & \quad \rho(x, y) = 0
 \end{aligned}$$

On suppose que la longueur du canal est beaucoup plus importante que l'épaisseur de la zone de charge d'espace, la variation de champ électrique suivant la direction perpendiculaire à la structure est beaucoup plus importante que dans la direction longitudinale. Pour des raisons de symétrie le potentiel suivant la direction z est constant:

Donc l'équation de poisson s'écrit:

$$\frac{\partial^2 \psi(x, y)}{\partial y^2} = -\frac{q}{\epsilon} N_D(x, y) \quad (\text{II.6})$$

On intègre l'équation (II.6) entre $w(x)$ et y avec la condition $\frac{d\psi(x, y)}{dy} = 0$ au point $y=w(x)$

(condition limite) on trouve:

$$\begin{aligned} \frac{d\psi(x, y)}{dy} &= \frac{1}{\epsilon} \left(\int_0^{w(x)} qN_D(x, y)dy - \int_0^y qN_D(x, y)dy \right) \\ &= \frac{1}{\epsilon} [Q(w(x)) - Q(y)] \end{aligned} \quad (\text{II.7})$$

Pour trouver le potentiel on intègre l'équation (II.7) de $w(x)$ à y , le premier membre s'écrit:

$$\begin{aligned} \int_{w(x)}^y \frac{d\psi(x, y)}{dy} dy &= \int_{w(x)}^y d\psi(x, y) \\ &= \psi(x, y) - \psi(x, w(x)) \end{aligned} \quad (\text{II.8})$$

Le deuxième membre:

$$\begin{aligned} \int_{w(x)}^y \frac{1}{\epsilon} [Q(w(x)) - Q(y)] dy &= \\ &= \frac{1}{\epsilon} \int_0^y [Q(w(x)) - Q(y)] dy - \frac{1}{\epsilon} \int_0^{w(x)} [Q(w(x)) - Q(y)] dy \\ &= \frac{1}{\epsilon} \left[\int_0^y qN_D(x, y)w dy - \int_0^y qN_D(x, y)y dy - \int_0^w qN_D(x, y)w dy + \int_0^w qN_D(x, y)y dy \right] \\ &= \frac{1}{\epsilon} \left[\int_0^y qN_D(x, y)w dy - \int_{w(x)}^y qN_D(x, y)y dy - \int_0^w qN_D(x, y)w dy \right] \end{aligned} \quad (\text{II.9})$$

Le dernier terme $\frac{1}{\epsilon} \int_0^w qN_D(x, y)w dy = \psi(x, w) - \psi(x, 0)$ avec la condition $(x, 0) = V_G - V_{bi}$

donc l'équation devient:

$$= \frac{1}{\epsilon} \left[\int_0^y qN_D(x, y)w dy + \int_y^{w(x)} qN_D(x, y)y dy \right] - \psi(x, w) + \psi(x, 0) \quad (\text{II.10})$$

tions (II.4) et (II.10) on obtient:

$$\psi(x, y) = -\frac{1}{\epsilon} \int_0^{w(x)} qN_D(x, y)w dy + \frac{1}{\epsilon} \int_y^{w(x)} qN_D(x, y)y dy + V_G - V_{bi} \quad (\text{II.11})$$

Pour trouver le potentiel dans le canal conducteur en porte $y=w(x)$ dans l'équation (II.11)

Soit

$$\psi_C(x, y) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^{w(x)} qN_D(x, y)y dy + V_G - V_{bi} \quad (\text{II.12})$$

On considère un dopage uniforme, avec une zone de charge d'espace vide de porteurs libres, alors on peut écrire: $N_D(x, y)=N_D$, et l'équation (II.10) devient:

$$\psi(x, y) = -\frac{qN_D y^2}{2\epsilon} + \frac{qN_D y}{\epsilon} w(x) + V_G - V_{bi} \quad (\text{II.13})$$

Et par conséquent

$$\psi_C(x, y) = \frac{qN_D w^2(x)}{2\epsilon} + V_G - V_{bi} \quad (\text{II.14})$$

On utilise la relation $\vec{E} = -\text{grad}\psi(x, y)$ pour trouver le champ électrique dans la zone de déplétion:

Le champ électrique dans le canal conducteur (longitudinal):

$$\vec{E}(x, y) = -\frac{qN_D y}{\epsilon} \frac{dw(x)}{dx} \vec{i} - \frac{qN_D}{\epsilon} (w(x) - y) \vec{j}$$

$$E = E(x) = \frac{qN_D w(x)}{\epsilon} \frac{dw(x)}{dx} \quad (\text{II.15})$$

$w(x)$ est la largeur de la zone de déplétion, on suppose que le canal est graduel, ce qui nous permettra de donner une expression simple de $w(x)$,

w_s, w_d la largeur des deux extrémités de la zone de charge d'espace côté source et drain respectivement. Alors on peut écrire $w(x)$ sous la forme:

$$w(x) = \frac{w_d - w_s}{L} x + w_s \quad (\text{II.16})$$

II.4 calcul de la tension de bord

La figure (II-6) représente la région non contrôlée par la tension de la grille en dehors de la grille, le traitement bidimensionnelle des équations différentielles à l'aide de la technique de Green donne une distribution bidimensionnelle de la tension $V_1(x, y)$.

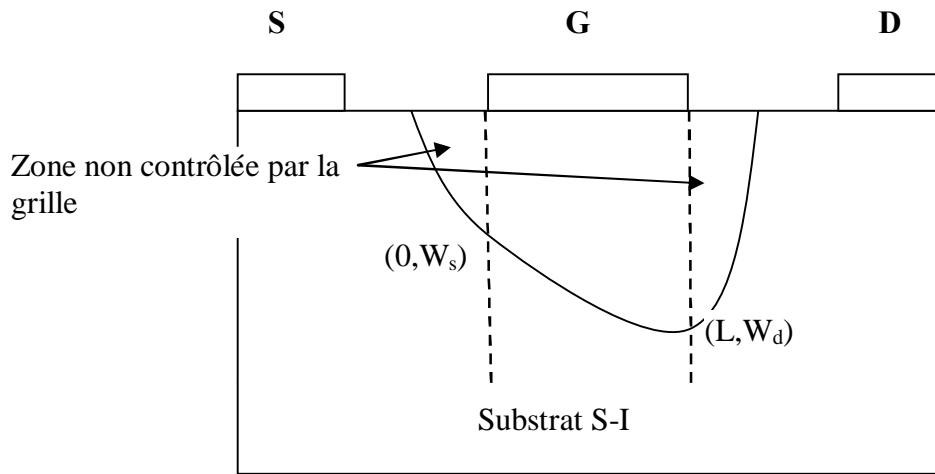


Figure (II-6): Région de déplétion en dehors de la grille

La tension $V_1(x,y)$ s'écrit sous la forme suivante[28]:

$$V_1(x,y) = \sum \left[A_m^s \frac{\sin(Lg-x)}{\sin(K_m Lg)} + A_m^d \frac{\sin(K_m x)}{\sin(K_m Lg)} \right] \sin(K_m y) dy \quad (\text{II.17})$$

Où: $K_m = \left(m - \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{a}$

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

$$A_m^s = \frac{2}{a} \int_0^a [V_c(0,y) - V_q(0,y)] \sin(K_m y) dy \quad (\text{II.18})$$

$$A_m^d = \frac{2}{a} \int_0^a [V_c(Lg,y) - V_q(Lg,y)] \sin(K_m y) dy \quad (\text{II.19})$$

Cette composante du potentiel est très importante pour améliorer la modélisation du MESFET surtout dans la région de pincement et la région de saturation, on prend en considération que le premier terme de la série de Fourier pour calculer la tension $V_1(x,y)$ parce que les autres décroissent rapidement.

$$V_1(x,y) = \left[A_1^s \frac{\sinh(K_1(L-x))}{\sinh(K_1 L)} + A_1^d \frac{\sinh(K_1 x)}{\sinh(K_1 L)} \right] \sin(K_1 y) \quad (\text{II.20})$$

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

- 1) une jonction abrupte à barrière Schottky.
- 2) le courant se limite dans la couche dite active du canal.
- 3) un canal de dopage uniforme $N_D(x, y) = N_D = \text{constant}$.
- 4) on néglige les effets de bords, le débordement de la zone dépeuplé sur les côtés de la grille.
- 5) $L \gg a$ connu sous le nom "d'approximation du canal graduel" qui permet la séparation des variables dans l'équation de Poisson. A l'intérieur de la région de déplétion $E_y \gg E_x$ et à l'extérieur (dans le canal) $E_x \gg E_y$, la direction du courant de drain I_D est suivant la direction ox , c'est-à-dire que la densité du courant totale J est essentiellement constituée par sa composante J_{nx} (a l'épaisseur de la zone active et L la longueur du canal).

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

$$J_{nx} = \sigma(x, y, z) \cdot E_x \quad (\text{II.21})$$

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

$$J_{nx} = q N_D \mu_n \cdot E_x = -q \mu_n N_D \frac{dV}{dx} \quad (\text{II.22})$$

$\mu_n (E_x)$ est la mobilité des électrons qui dépend du champ électrique.

Le courant de drain I_{ds} compté positivement dans le sens drain source, est obtenu en intégrant δJ_{nx} sur toute la section conductrice du canal:

$$I_{ds} = - \int_0^Z \int_w^a J_{nx} dy dz = -Z \int_w^a J_{nx} dy$$

$$I_{ds} = q Z \mu_n N_D (a - w) \frac{dV}{dx} \quad (\text{II.23})$$

$$I_{ds} = q z N_D v_x (E_x) [a - w] \quad (\text{II.24})$$

Avec
$$v_x (E_x) = -\mu_n \cdot E_x (x) \quad (\text{II.25})$$

La continuité et l'intégration du courant de drain I_{ds} sur la longueur du canal L exigent que I_{ds} soit constant [18].

$$I_n N_D a \left(1 - \frac{w(V)}{a} \right) dV \quad (\text{II.26})$$

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

$$w(V) = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_{bi} + V - V_G) \right]^{1/2} \quad (\text{II.27})$$

V est le potentiel au point considéré, on définit la tension de pincement $V_P = V_G$ lorsque la valeur maximale de $w(x)$ est l'épaisseur de la zone active a ($w(x)=a$).

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

$$V_P = -\frac{qN_D a^2}{2\varepsilon} + V_{bi} \quad (\text{II.29})$$

De l'équation (II.27) et (II.28) on trouve:

$$\frac{w(V)}{a} = \left[\frac{V_{bi} + V - V_G}{V_{bi} - V_P} \right] \quad (\text{II.30})$$

On substitue la valeur de $\frac{w(x)}{a}$ donnée par (II.30) dans l'expression (II.26):

$$I_{ds} L = qZ\mu_n N_D a \int_0^{V_P} \left(1 - \left[\frac{V_{bi} + V - V_G}{V_{bi} - V_P} \right]^{1/2} \right) dV \quad (\text{II.31})$$

Intégrant l'équation (II.31), le courant de drain s'écrit alors:

$$I_{ds} = \frac{qZ\mu_n N_D a}{L} \left\{ V_{ds} - \frac{2}{3} (V_{bi} - V_P) \left[\left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_P} \right)^{3/2} - \left(\frac{V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_P} \right)^{3/2} \right] \right\} \quad (\text{II.32})$$

Pour $V_{ds} < V_{dsat}$ et $V_P < V_G$

Posons $G_0 = \frac{qZ\mu_n N_D a}{L}$ qui représente la conductance du canal sans la région de déplétion.

aturation

rait contrôlée par le pincement du canal, le courant de drain devient saturé pour une certaine tension où le pincement du canal est assuré, $V_{dsat} = V_G - V_P$ correspond à une valeur I_{dsat} du courant. On peut le calculer à partir de l'équation (II.28) :

$$I_{dsat} = \frac{qZ\mu_n N_D a}{L} \left\{ V_G - V_P - \frac{2}{3}(V_{bi} - V_P) \left[1 - \left(\frac{V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_P} \right)^{3/2} \right] \right\} \quad (\text{II.33})$$

L'expression (II.32) et (II.33) expriment la dépendance du courant de drain avec la mobilité qui dépend du champ électrique.

Cependant, pour une tension drain-source faible et dans le cas de faible champ électrique la conductance du canal reste sensiblement constante. Le courant de drain varie proportionnellement à la tension drain-source.

Quand la tension V_{ds} se rapproche de la tension de saturation V_{dsat} la conductance diminue et le courant présente une variation sous-linéaire avec la tension V_{ds} . Lorsqu'on dépasse la tension de saturation V_{dsat} l'excédent de tension se retrouve aux bornes de la zone de charge d'espace, dont la résistivité est beaucoup plus importante que celle du canal et la tension aux bornes du canal conducteur reste constante. Dans la mesure où la variation relative de la longueur du canal est faible, la conductance reste constante et par suite le courant de drain reste constant et égal au courant de saturation I_{dsat} .

II.5.2 La transconductance g_m

La transconductance d'un transistor est définie par l'équation (II.34)

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{ds}=\text{constante}} \quad (\text{II.34})$$

Fonction de la conductance sous la grille, la transconductance est l'expression du mécanisme de commande d'un transistor: c'est la variation du courant de drain en fonction de la polarisation de grille à tension drain source constante. Elle n'est pas constante avec V_{gs} .

Dans la région linéaire, g_m est obtenue à partir de l'équation (2.34):

$$g_m = \frac{2q\mu_n ZN_D a}{3L} \left[\left(\frac{V_D + V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} + \left(\frac{V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II.35})$$

variation de l'équation (II.33) donne:

$$g_m = \frac{q\mu_n N_D Z a}{L} \left[1 + \frac{Z}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_P} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II.36})$$

II.5.3 La conductance g_D

La conductance traduit la variation du courant de drain en fonction de la tension V_{DS} à polarisation de grille constante.

$$g_D = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}} \right|_{V_{GS}=\text{constante}} \quad (\text{II.37})$$

De l'équation (II.34) on trouve l'expression de la conductance dans la région linéaire:

$$g_D = \frac{q\mu_n N_D Z a}{L} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{V_D + V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_P} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II.38})$$

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

II.5.4 La capacité

La charge de la zone dépeuplée sous la grille, et représenté comme une capacité. La capacité de cette région est importante pour modeler le dispositif MESFET GaAs, la capacité sous la grille est principalement associée aux contacts grille source. En dérivant une expression pour ceci, la charge de l'espace par unité de superficie est considérée:

$$Q = qN_D w = \sqrt{2q\epsilon N_D (V_{bi} + |V_G| + V_{ds})} \quad (\text{II.39})$$

et par définition de la capacité :

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| = \sqrt{\frac{q\epsilon N_D}{2(V_{bi} + |V_G| + V_{ds})}} \quad (\text{II.40})$$

III. 1-Introduction :

L'équation de Poisson est une équation aux dérivées partielles du second ordre à deux variables indépendantes régissant le fonctionnement du transistor MESFET, la solution de cette équation consiste à calculer les valeurs de la fonction $V(x,y)$ en chaque point du canal. Les méthodes de résolution utilisées et qui sont basées sur les approximations numériques des fonctions inconnues par :

- 1- la méthode des perturbations qui nous donne une approximation non linéaire.
- 2- la méthode des différences finies : elle s'adapte très bien aux structures simples telles que celle de notre transistor MESFET.

III.2 Calcul du potentiel et du champ électrique par la méthode des perturbations [19] :

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

$$\nabla^2 \psi = \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{d^2 \psi}{dy^2} + \frac{d^2 \psi}{dz^2} = - \frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (\text{III.1})$$

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

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

$$\rho(x, y) = q \cdot (N_d(y) - n(x, y)) \quad (\text{III.2})$$

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

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

- La frontière séparant le canal de la zone de charge d'espace située sous la grille est abrupte
- Pour des raisons de symétrie le potentiel est constant suivant la direction Z , de sorte que .

$$\frac{d^2 \psi}{dz^2} = 0 \quad (\text{III.3})$$

poisson à deux dimensions :

$$\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon}$$

Le potentiel s'écrit comme une superposition de deux fonctions $U(x, y)$ et $\Psi(x, y)$:

$$\phi(x, y) = U(x, y) + \Psi(x, y) \quad (\text{III.4})$$

Où les fonctions $U(x, y)$ et $\Psi(x, y)$ satisfont les équations :

$$\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{III.5})$$

$$\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon} \quad (\text{III.6})$$

Pour résoudre l'équation (III.5) on utilise **la méthode de perturbation**

- la région rectangulaire illimitée par C_0 prend comme solution l'équation de Laplace
- dans la région non rectangulaire illimitée par C le potentiel ordinaire représente par les termes utilisant le paramètre de perturbation donc on obtient :

$$\Psi = \Psi_0 + \lambda \Psi_1 + \lambda^2 \Psi_2 + \lambda^3 \Psi_3 + \dots \quad (\text{III.7})$$

Soit en remplaçant (III.7) dans (III.5)

$$0 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\Psi_0 + \lambda \Psi_1 + \lambda^2 \Psi_2 + \lambda^3 \Psi_3 + \dots) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\Psi_0 + \lambda \Psi_1 + \lambda^2 \Psi_2 + \lambda^3 \Psi_3 + \dots) \quad (\text{III.8})$$

On regroupe les termes dans des équations

$$0 = \left\{ \frac{\partial^2 \Psi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_0}{\partial y^2} \right\} + \lambda \left\{ \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial y^2} \right\} + \lambda^2 \left\{ \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial y^2} \right\} \quad (\text{III.9})$$

$$+ \lambda^3 \left\{ \frac{\partial^2 \Psi_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_3}{\partial y^2} \right\} + \lambda^4 \left\{ \frac{\partial^2 \Psi_4}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_4}{\partial y^2} \right\} + \dots$$

Tant que les équations nous donnent des équations de Laplace

$$\frac{\partial^2 \Psi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_0}{\partial y^2} = 0 \quad \text{for } \lambda^0 \quad (\text{III.10})$$

(III.11)

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = 0 \quad \text{for } \lambda^1$$

$$0 = \frac{\partial \Psi}{\partial y} \Big|_{C_0} + \lambda h(x) \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \Big|_{C_0} + \frac{\lambda^2 h^2(x)}{2!} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial y^3} \Big|_{C_0} + \frac{\lambda^3 h^3(x)}{3!} \frac{\partial^4 \Psi}{\partial y^4} \Big|_{C_0} + \dots \quad (\text{III.12})$$

En remplaçant dans cette dernière équation (III.7) , pour obtenir :

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{\partial}{\partial y} (\Psi_0 + \lambda \Psi_1 + \lambda^2 \Psi_2 + \dots) \Big|_{C_0} \\ & + \lambda h(x) \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\Psi_0 + \lambda \Psi_1 + \lambda^2 \Psi_2 + \dots) \Big|_{C_0} \\ & + \frac{\lambda^2 h^2(x)}{2!} \frac{\partial^3}{\partial y^3} (\Psi_0 + \lambda \Psi_1 + \lambda^2 \Psi_2 + \dots) \Big|_{C_0} \\ & + \frac{\lambda^3 h^3(x)}{3!} \frac{\partial^4}{\partial y^4} (\Psi_0 + \lambda \Psi_1 + \lambda^2 \Psi_2 + \dots) \Big|_{C_0} + \dots \end{aligned} \quad (\text{III.13})$$

Avec la condition des bandes d'énergies :

$$\frac{\partial \Psi_0}{\partial y} \Big|_{C_0} = 0 \quad \text{for } \lambda^0 \quad (\text{III.14})$$

$$\frac{\partial \Psi_1}{\partial y} \Big|_{C_0} + h(x) \frac{\partial^2 \Psi_0}{\partial y^2} \Big|_{C_0} = 0 \quad \text{for } \lambda^1 \quad (\text{III.15})$$

L'équation de Laplace avec l'association des conditions des bandes pour le potentiel fondamental et le premier potentiel harmonique qui la suit :

L'équation de Laplace :

$$\frac{\partial^2 \Psi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_0}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{III.16})$$

Les conditions des bandes :

$$\Psi_0(x, 0) = 0 \quad (\text{III.17})$$

$$\frac{\partial \Psi_0(x, h_s)}{\partial y} = 0 \quad (\text{III.18})$$

$$\Psi_0(0, y) = - \left[V_{bi} + V_\varepsilon + \frac{qN_D y}{2\varepsilon} (h_s - y) \right] \quad (\text{III.19})$$

$$\left. \begin{matrix} \dot{y} \\ -y \end{matrix} \right] \dot{y} \dot{y} . \quad (III.20)$$

L'équation de Laplace :

$$\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial y^2} = 0 \quad (III.21)$$

Les conditions des bandes :

$$\Psi_1(x, 0) = 0 \quad (III.22)$$

$$\frac{\partial \Psi_1(x, h_s)}{\partial y} = -h(x) \frac{\partial \Psi_0^2(x, h_s)}{\partial y^2} \quad (III.23)$$

$$\Psi_1(0, y) = 0 \quad (III.24)$$

$$\Psi_1(L_g, y) = 0 \quad (III.25)$$

La solution qui correspond aux conditions des bandes est résolue avec l'utilisation des séries de Fourier et sont obtenues par :

$$\Psi_0 = \sum_{n=0}^{\infty} \left[A_n \sinh \frac{(2n+1)\pi x}{2h_s} + B_n \sinh \frac{(2n+1)\pi(L_g - x)}{2h_s} \right] \sin \frac{\pi(2n+1)y}{2h_s} \quad (III.26)$$

$$\Psi_1 = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \sin \frac{\pi(2n+1)x}{L_g} \sinh \frac{\pi(2n+1)y}{L_g} \quad (III.27)$$

La combinaison de (III.26) et (III.27) nous donne l'expression complète de :

$$\phi = V_{bi} + V_g + qN_D y \frac{(2h(x) - y)}{2\varepsilon} \quad (III.28)$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \left[A_n \sinh \frac{(2n+1)\pi x}{2h_s} + B_n \sinh \frac{(2n+1)\pi(L_g - x)}{2h_s} \right] \cdot \sin \frac{\pi(2n+1)y}{2h_s} + \lambda \sum_{n=0}^{\infty} \left[C_n \sin \frac{\pi(2n+1)x}{L_g} \sinh \frac{(2n+1)\pi y}{L_g} \right]$$

Ou :

$$A_n = \frac{qN_D h_s h_d}{\epsilon \pi^2 (2n+1)^2} \left[-V_{bi} - V_G \right] \frac{\sinh \frac{(2n+1)\pi L_g}{2h_s}}{\pi(2n+1) \sinh \frac{(2n+1)\pi L_g}{2h_s}} \quad (III.29)$$

$$B_n = \frac{-4}{\pi(2n+1) \sinh \frac{(2n+1)\pi L_g}{2h_s}} \left[\frac{4qN_D h_s^2}{\epsilon \pi^2 (2n+1)^2} + V_{bi} + V_G \right] \quad (III.30)$$

Et encore

$$C_n = \frac{2(A_n + B_n)m_0}{L_g \cosh \frac{(2n+1)\pi h_s}{L_g} \left\{ 1 + \frac{4h_s^2}{L_g^2} \right\}} \sinh \frac{(2n+1)\pi L_g}{2h_s} \quad (III.31)$$

$$- \frac{8(A_n - B_n)m_1 h_s}{L_g \cosh \frac{(2n+1)\pi h_s}{L_g} \left\{ 1 + \frac{4h_s^2}{L_g^2} \right\}} \cosh \frac{(2n+1)\pi L_g}{2h_s}$$

$$+ \frac{2A_n m_1}{\cosh \frac{(2n+1)\pi h_s}{L_g} \left\{ 1 + \frac{4h_s^2}{L_g^2} \right\}} \sinh \frac{(2n+1)\pi L_g}{2h_s}$$

sur la figure (III.2) ; La densité de courant en un point

du canal conducteur s'écrit :

$$J = qN_D\mu_n E \quad (\text{III.32})$$

Et le courant de drain s'obtient en intégrant sur la section conductrice du canal.

$$I_D = \iint J dS \quad (\text{III.33})$$

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

$$E = \left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_{C_0} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)\pi}{2h_s} \left[A_n \cosh \frac{(2n+1)\pi x}{2h_s} - B_n \cosh \frac{(2n+1)\pi(L_g - x)}{2h_s} \right] \quad (\text{III.34})$$

$$+ \lambda \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{(2n+1)\pi C_n}{2h_s} \sinh \frac{(2n+1)\pi h_s}{L_g} \cos \frac{\pi(2n+1)x}{L_g} \right]$$

Ce qui permet d'écire I_D sous la forme

$$I_D = \{qN_D\mu_n\} \left\{ \lambda \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)\pi}{2h_s} \int_{a-h_s}^{a-h_d} \int_0^W \left[C_n \sinh \frac{(2n+1)\pi h_s}{L_g} \cos \frac{\pi(2n+1)x}{L_g} \right] dz dh(x) \right. \quad (\text{III.35})$$

$$\left. + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)\pi}{2h_s} \int_{a-h_s}^{a-h_d} \int_0^W \left[A_n \cosh \frac{(2n+1)\pi x}{2h_s} - B_n \cosh \frac{(2n+1)\pi(L_g - x)}{2h_s} \right] dz dh(x) \right\}$$

Dans l'approximation linéaire $h=x$ et les quantités h_s et h_d sont données par les expressions :

$$h(x) = \frac{h_d - h_s}{L_g} X - h_s \quad (\text{III.36})$$

$$h_d = a \sqrt{\frac{V_D + V_{bi} + V_g}{V_p}} \quad (\text{III.37})$$

Et le courant de pincement par :

$$I_p = \frac{(qN_d)^2 Z \mu_n a^3}{2 \varepsilon L} \quad (\text{III.38})$$

Et la tension de pincement V_p par :

$$V_p = \frac{qN_d}{2 \varepsilon} a^2 \quad (\text{III.39})$$

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

$$I_D = \frac{qN_D \mu_n W_a}{L_g} \left[\sqrt{\frac{V_D + V_{bi} + V_g}{V_p}} - \sqrt{\frac{V_{bi} + V_g}{V_p}} \right] \quad (\text{III.40})$$

$$\cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{4V_p}{(2n+1)\pi} \left[\frac{V_D}{V_p} - \frac{2}{\pi^2(2n+1)^2} \sqrt{\frac{V_{bi} + V_g}{V_p}} \left\{ \sqrt{\frac{V_D + V_{bi} + V_g}{V_p}} - \sqrt{\frac{V_{bi} + V_g}{V_p}} \right\} \right]$$

Cependant, cette équation qui détermine la variation du courant de drain en fonction des deux tensions de polarisation se réécrit différemment, selon le régime de fonctionnement du transistor et qui dépend essentiellement de la valeur de la tension de drain V_d . Ces régimes sont :

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

la capacité totale ne peut être interprétée comme suit :

1-région avant de pincement $V_g > -V_{po}$ V_{po} est la tension de pincement. Lorsque le canal de conduction n'est pas pincé sous la couche de déplétion, la capacité de tension de polarisation dépend des trois sections ci-dessus de capacité.

$$C_g = C_{S1} + C_{S2} + C_{S3} \quad (III.41)$$

2-région après pincement $V_g < -V_{po}$. Lorsque le canal de conduction est pincé complètement, la partie de la C1 en vertu de la Porte peut être ignoré directement en raison de la progression rapide de la zone de déplétion dans le substrat. C_g est considéré en deux parties comme suit:

$$C_g = C_{S1} + C_{S2} \quad (III.42)$$

3- région de transition. Si la capacité est donnée par [1], C_g calculé à partir des deux équations ne seront pas d'accord avec les résultats des expériences en raison d'une hypothèse d'appauvrissement brutal. Par conséquent, la dose C_g pas changé brutalement, mais progressivement. Pratiquement, C_g varie presque linéairement dans la région de transition

comme le montre la figure 2. puis C_g peuvent être dével

$$\text{Lorsque } V_{to} = V_{bi} - V_{po}. \quad (III.43)$$

$$C_g = \frac{(C_{g1} - C_{g2})}{2V_{to}} V_g + \frac{(C_{g1} - C_{g2})(V_{po} - V_{to})}{2V_{to}} + C_{g1} \left| \frac{V_g - V_{po}}{V_{to}} \right|$$

III.5 Principe de la méthode des différences finies[20].

Pour passer du problème continu au problème discret, on applique au domaine une grille de points dont la précision est fonction de la fonction désirée. Ainsi on superpose des lignes droites parallèles aux X et Y formant ainsi un réseau comprenant un nombre fini de points appelés Nòuds.

Les nòuds sont numérotés par i croissant puis par j croissant tel que :

$$K = (J - 1) \times n + i$$

n effectue une approximation par différences finies

si $f(x, y)$ représentant la fonction inconnu qui est la tension $V(x, y)$ dans notre cas d'étude celle-ci admet un nombre suffisant de dérivées s'écrit autour du point (x_i, y_j) selon la formule de Taylor comme suit :

$$f(x + h_1) = f(x) + h_1 \cdot f'(x) + \frac{h_1^2}{2} \cdot f''(x) + \frac{h_1^3}{3} \cdot f'''(x) + \dots + \frac{h_1^n}{n} \cdot f^{(n)}(x) \quad (\text{III.44})$$

$$f(x - h_2) = f(x) - h_2 \cdot f'(x) + \frac{h_2^2}{2} \cdot f''(x) - \frac{h_2^3}{3} \cdot f'''(x) - \dots + (-1)^n \frac{h_2^n}{n} \cdot f^{(n)}(x)$$

Posons :

$$f_{ij}(x_i, y_j)$$

En additionnant les développements en séries de Taylor des fonctions de $f(x + h_1)$ et $f(x - h_2)$ à l'ordre 2, on obtient les dérivées partielles secondes :

$$\left(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right)_{i,j} = \frac{1}{(\Delta x^2)} \cdot (f_{i+1,j} - 2 \cdot f_{i,j} + f_{i-1,j}) \quad (\text{III.45})$$

$$\left(\frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \right)_{i,j} = \frac{1}{(\Delta y^2)} \cdot (f_{i,j+1} - 2 \cdot f_{i,j} + f_{i,j-1}) \quad (\text{III.46})$$

L'équation de poisson n'a pas de racines réelles, est dite elliptique de la forme :

$$\left(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right) + \left(\frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \right) = g(x, y) \quad (\text{III.47})$$

Dans notre cas $g(x, y) = -\frac{\rho(x, y)}{\epsilon}$

$$\rho(x, y) = q \cdot N_d(x, y) \quad \text{et} \quad f(x, y) = V(x, y) \quad (\text{III.48})$$

$$\frac{1}{y^2} \cdot (f_{i,j+1} - 2 \cdot f_{i,j} + f_{i,j-1}) = -\frac{\rho_{ij}}{\epsilon} \quad (\text{III.49})$$

$$\rho_{ij} = \rho = q \cdot N_d$$

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

$$Nd_{ij} = Nd$$

Dans le cas de pas : $\Delta x = \Delta y$ l'équation III.(52) devient :

$$(f_{i+1,j} - 2 \cdot f_{i,j} + f_{i-1,j}) + (f_{i,j+1} - 2 \cdot f_{i,j} + f_{i,j-1}) = -\frac{\rho_{ij}}{\epsilon} (\Delta x)^2 \quad (\text{III.50})$$

Donc :

$$f_{i,j} = \frac{1}{4} (f_{i+1,j} + f_{i,j+1} + f_{i-1,j} + f_{i,j-1}) + \frac{q \cdot N_d}{4 \epsilon} (\Delta x)^2 \quad (\text{III.51})$$

L'équation différentielle devient sous la forme :

$$V_{i,j} = \frac{1}{4} (V_{i+1,j} + V_{i,j+1} + V_{i-1,j} + V_{i,j-1}) + \frac{q \cdot N_d}{4 \epsilon} (\Delta x)^2 \quad (\text{III.52})$$

$$\text{avec : } \frac{q \cdot Nd}{4 \epsilon} (\Delta x)^2 = cst$$

Équation elliptique :

Dans cette partie, on montre comment on discrétise une équation aux dérivées partielles elliptique avec des conditions aux limites, dans le but de la transformer en un système de n équation à n inconnues.

La mise en équation à l'aide des différences finies comporte les étapes suivantes :

On définit un maillage couvrant le domaine et sa frontière, en tout nœud intérieur au domaine, on exprime les dérivées partielles à l'aide des différences finies (ces termes contiennent des points situés sur la frontière).

On exprime les valeurs de la fonction en tout point sur la frontière en tenant compte des conditions aux limites.

Ainsi, on obtient un système de n équations à n inconnues.

Dans un premier temps, on définit le maillage qui coïncide avec la frontière du domaine :

$$\left(\Delta x = \frac{L}{n+1} \right) \quad \left(\Delta y = \frac{a}{m+1} \right)$$

sur y

épaisseur de la zone active.

$$0 \leq i \leq n + 1 \quad 0 \leq j \leq m + 1$$

dans le cas :

$$V(x, y) = \frac{qNdy^2}{2\epsilon} + V_g - V_{bi}$$

pour résoudre l'équation de poisson discrétisée dans le domaine $[0, L] \times [0, a]$

on applique le procédé d'intégrations de la méthode de différence finie.

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = - \frac{\rho(x, y)}{\epsilon} \quad \text{(III.53)}$$

avec V le potentiel dans le canal

En prend les conditions aux limites suivantes :

$$V(x = 0, a) = 0$$

$$V(L, a) = V_1$$

$$V(x, 0) = V_{gs} - V_{bi}$$

$$\frac{\partial V(x, a)}{\partial y} = 0$$

Résultats et Interprétations

A fin de valider l'étude statique I-V et l'étude bidimensionnelle du transistor MESFET GaAs établies dans les chapitres II et III, deux logiciels de simulation basé sur les diverses expressions analytiques est exposé. Dans cette partie nous vous décrivons ce logiciel de simulation, ainsi que les résultats obtenus.

IV.1 Logiciel de simulation

Le logiciel de simulation conçu et réalisé en Matlab [31] est une application directe des formules et expressions établies aux chapitres II et III, il est composé de deux parties. La première partie permet la résolution du système d'équations établi au deuxième chapitre, nous pouvons déterminer:

- ✓ Les caractéristiques courant-tension I-V dans le régime linéaire et le régime de saturation.
- ✓ La variation de la vitesse et de la mobilité en fonction du champ électrique.
- ✓ L'effet des résistances parasites et tension de bord sur la caractéristique I-V.
- ✓ Caractéristique (I-V) pour diverses valeurs des paramètres du transistor L , a , N_D et Z .

La deuxième partie est conçue à partir des formules et les expressions du troisième chapitre. On simule ainsi le champ ainsi que le potentiel définie par les deux méthodes.

Les résultats obtenus sont stockés dans des fichiers que nous utilisons par la suite les différentes séries de courbe.

IV.2 Caractéristique courant- tensions I-V

Le calcul numérique du courant de drain en fonction des tensions de polarisations fait appel aux expressions (I.10), (I.11), (II.19), (II.28), et (II.53) établies dans les chapitre I et II, l'étude a été effectuée sur deux transistors le GAT1 432A/LID et le MESFET N°1 dont les paramètres sont regroupés dans le tableau (IV-1).

				N_D (cm^{-3})	μ_0 ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$)	V_{bi} (V)	v_s ($\text{cm} \cdot \text{S}^{-1}$)	R_D (\AA)	R_S (\AA)
GAT1 432A/LID	4	0.3	360	6.7×10^{16}	3740	0.8	1.21×10^7	16	16
MESFET N°1	1	0.153	300	1.17×10^{17}	4000	0.85	3.6×10^7	2.4	2.4

Tableau (IV-1): Paramètres des transistors

On utilise tout d'abord l'expression de la vitesse suivante :

$$v(E) = \frac{\mu_n E}{1 + \frac{\mu_n E}{v_s}}$$

La figure (IV-2) représente la variation des différents termes constituant le courant de drain en fonction de V_d pour le transistor GAT1 ($R_S = R_d = 0 \Omega$ et $v_s = 0,96 \times 10^7 \text{ cm/s}$).

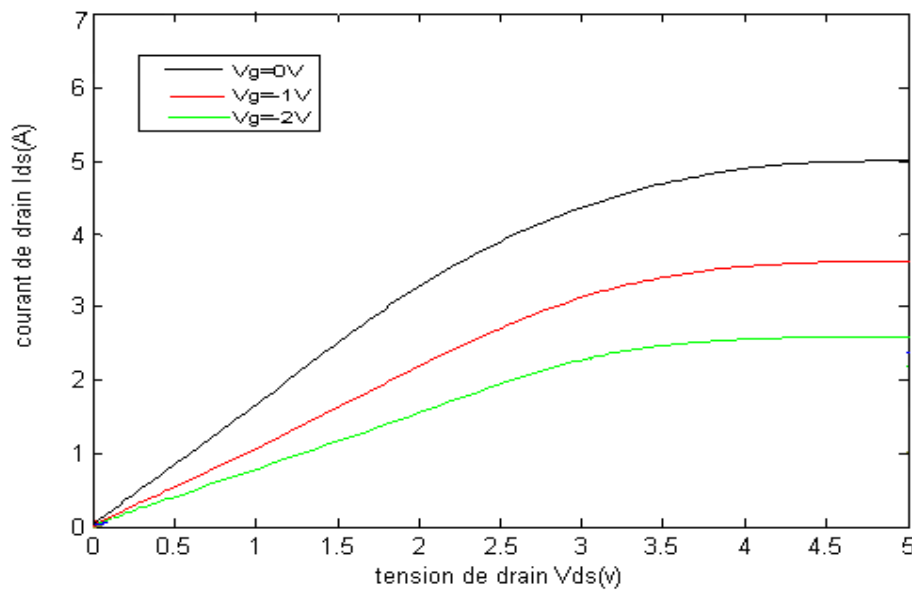


Figure IV-1 variation de la caractéristique I-V pour le GAT 1

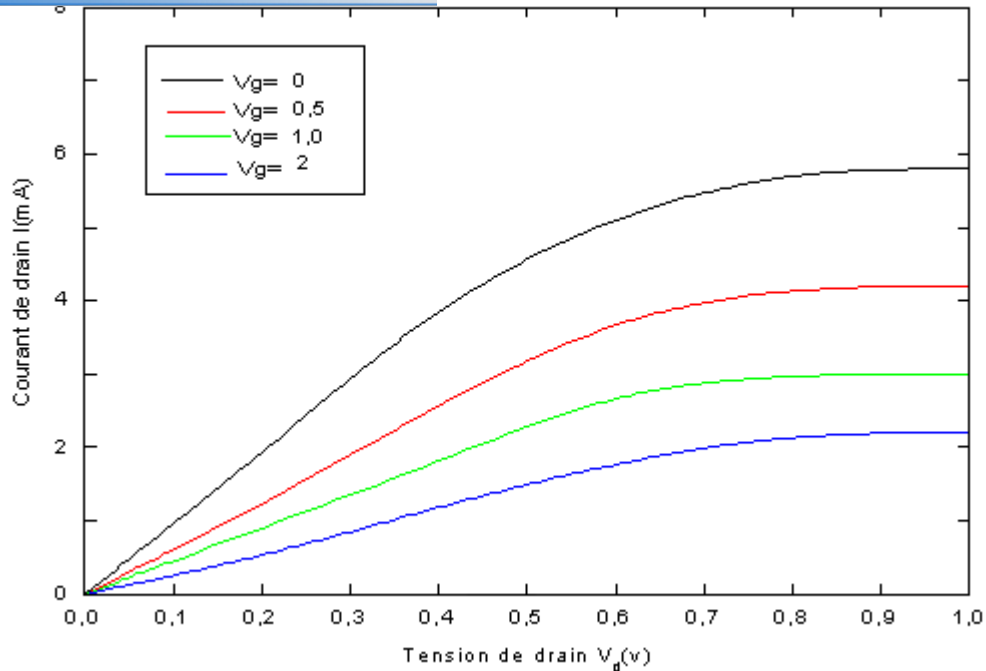


figure IV-2 variation de la caractéristique I-V pour le MESFET 1

On peut constater en particulier que le courant de drain se sature avant le pincement du canal; ceci est dû au fait que la longueur du canal est courte, ce qui permet au champ électrique d'atteindre des valeurs appréciables rapidement, et par conséquent la saturation rapide de la vitesse des porteurs dans le canal.

Dans le but de mettre en évidence les effets des résistances parasites (R_S et R_D) sur les caractéristiques $I-V$ du MESFET, l'expression des résistances utilisées est la suivante.

$$R_S = \frac{L_{gs}}{q N_D \mu_n Z a}, R_D = \frac{L_{gd}}{q N_D \mu_n Z a}$$

Les résultats obtenus avec et sans les résistances parasites sont comparés pour le transistor LE MESFET1, comme les montre la figure (IV-3). On voit clairement que les effets des résistances parasites ne peuvent pas être négligés. Cette figure montre également que les effets de R_S et R_D est d'autant plus remarquable que V_g est grande. Ceci est plausible, parce que la résistance du canal augmente quand V_g diminue, par conséquent, les effets de R_S et R_D sont d'autant plus négligeable devant la résistance du canal que V_g diminue.

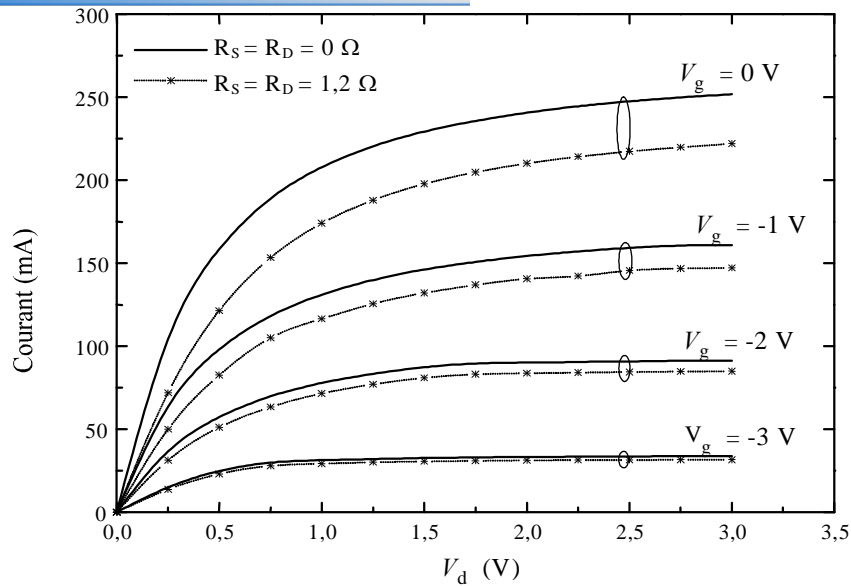


Figure IV-3: Comparaison de la variation de $I_D(V_d)$ dans les deux cas $R_S = R_D = 0 \Omega$ et $R_S = R_D = 1,2 \Omega$ pour le transistor MESFET1.

La figure (IV-4) illustre la variation de la transconductance $G_m(V_g)$ pour différentes valeurs de V_d . La variation de la capacité de grille $C_G(V_g)$ est représentée sur la figure (IV-5 et 6), pour le même transistor THC, et pour différentes valeurs de V_d . On constate aussi que $C_G(V_g)$ subit une variation brusque pour une certaine valeur de V_g ; ceci provient du passage du fonctionnement du composant du régime de pincement au régime de conduction sans pincement.

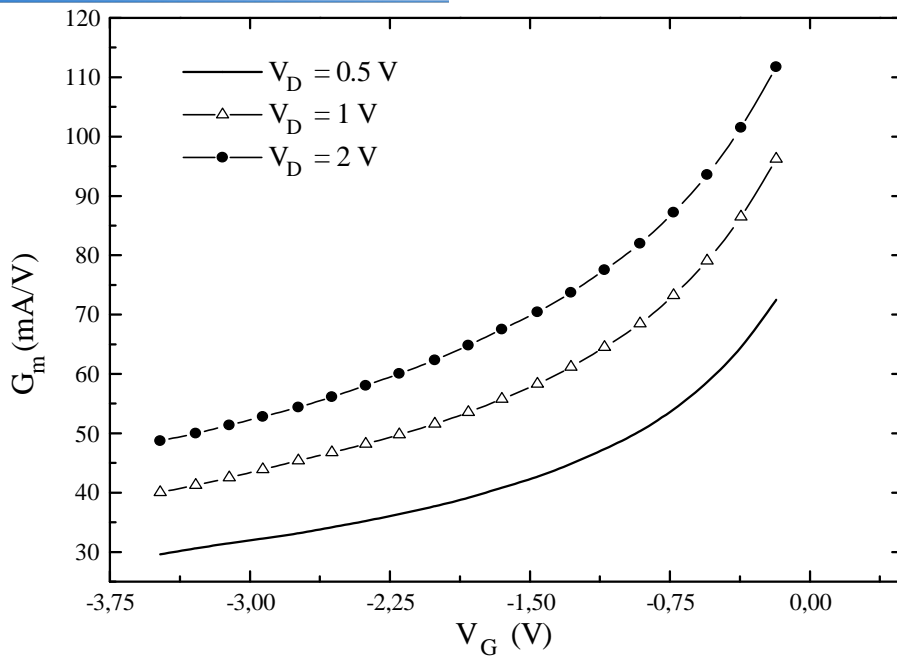


Figure IV-4 : Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le transistor MESFET1

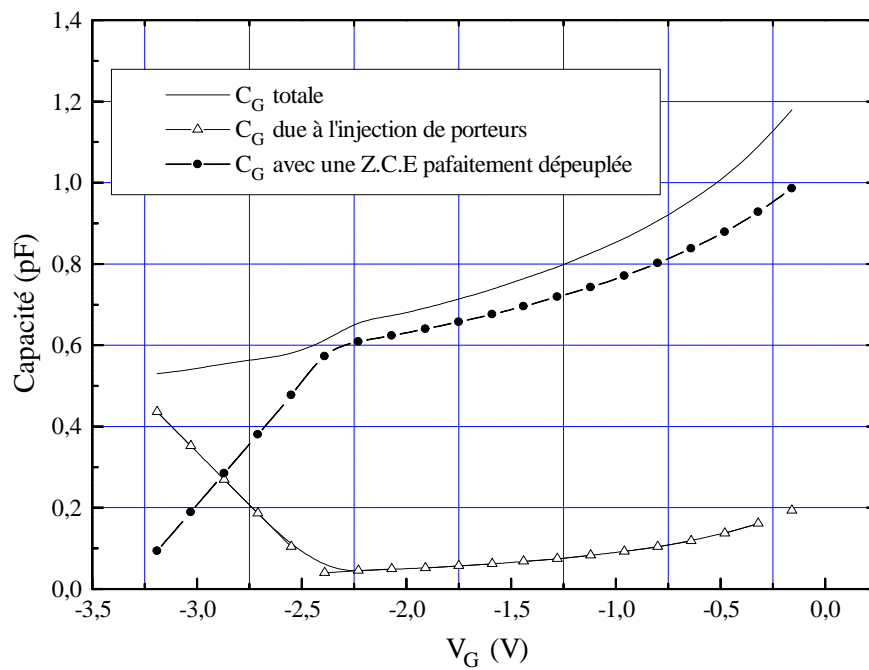


Figure IV-5 : Variation de différents termes constituant C_G en fonction de V_g pour le transistor MESFET1.

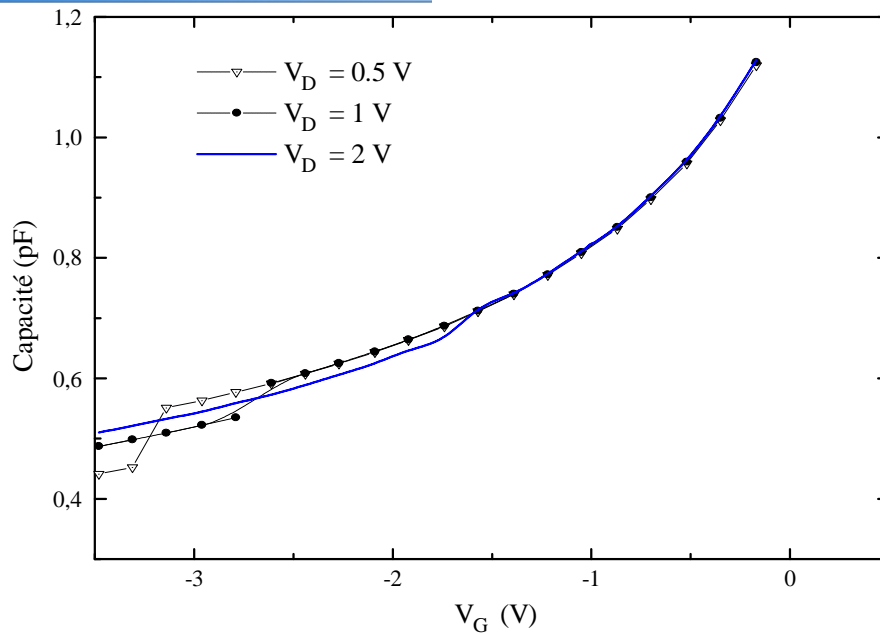


Figure IV-6 : Variation de C_G en fonction de V_g pour différentes valeurs de V_D pour le transistor MESFET1.

Dans cette partie, nous montrons l'influence des paramètres a , Z , L , N_d sur les caractéristiques I-V des composants. Les performances des structures sont liées étroitement au choix de ces paramètres.

Sur les figures (IV-7), (IV-8) (IV-9), (IV-10) nous présentons l'influence des paramètres a , Z sur le courant de drain. Nous constatons une augmentation du courant avec l'augmentation de ces paramètres, et à partir de l'expression (II.32) du courant en peut constater l'effet de ces paramètres.

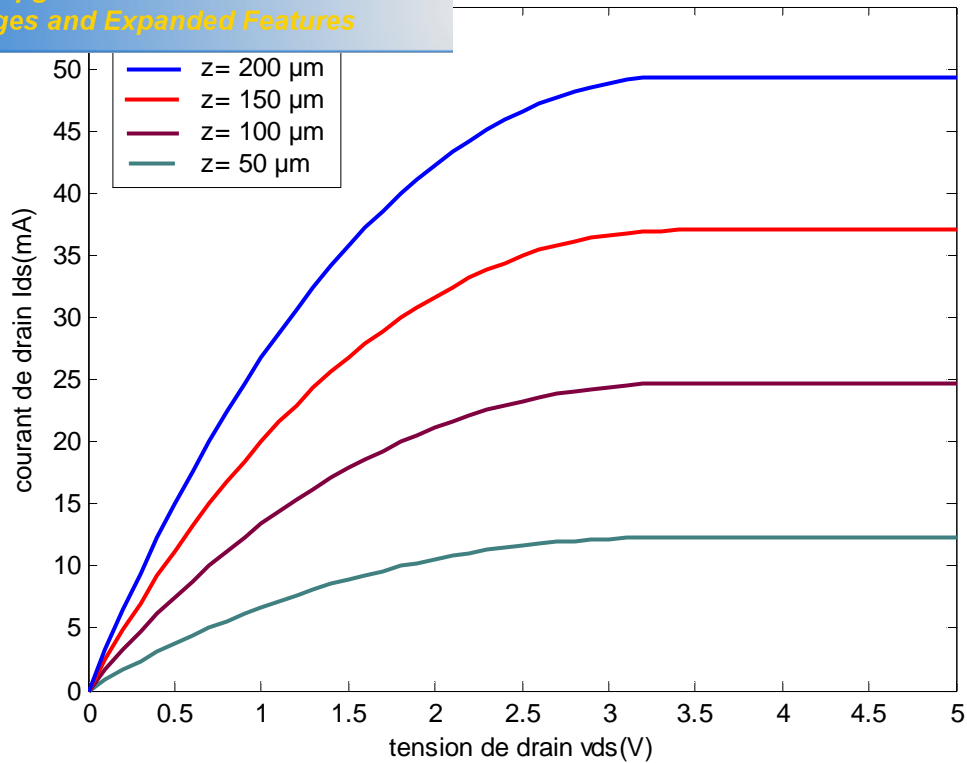


Figure IV-7 : Caractéristique (I-V) en fonction de V_g pour différentes valeurs de Z pour le transistor GAT1.

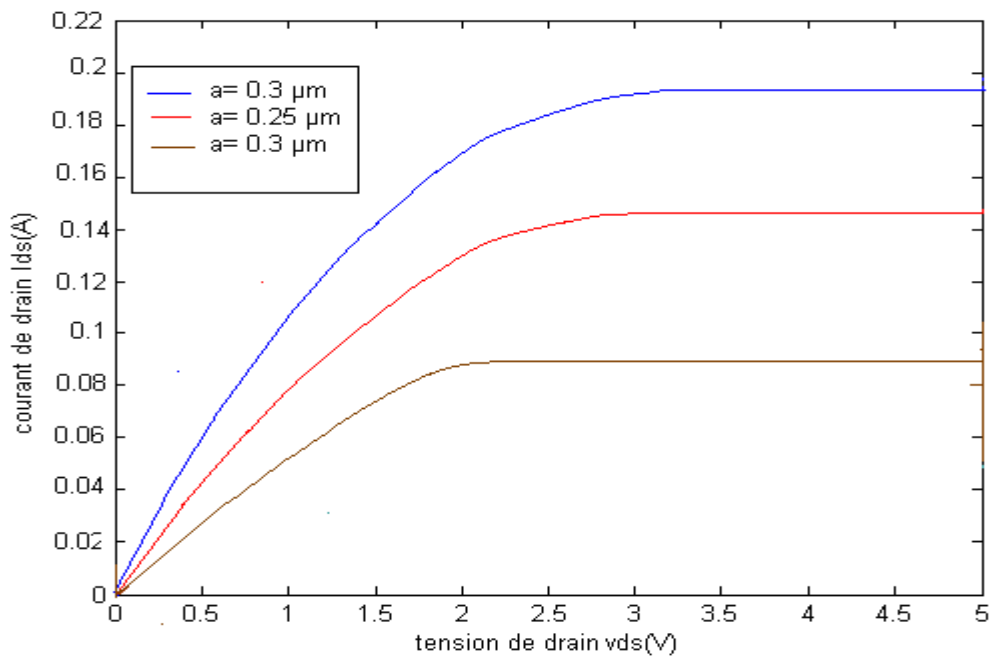


Figure IV-8 : Caractéristique (I-V) en fonction de V_g pour différentes valeurs de a pour le transistor le GAT1.

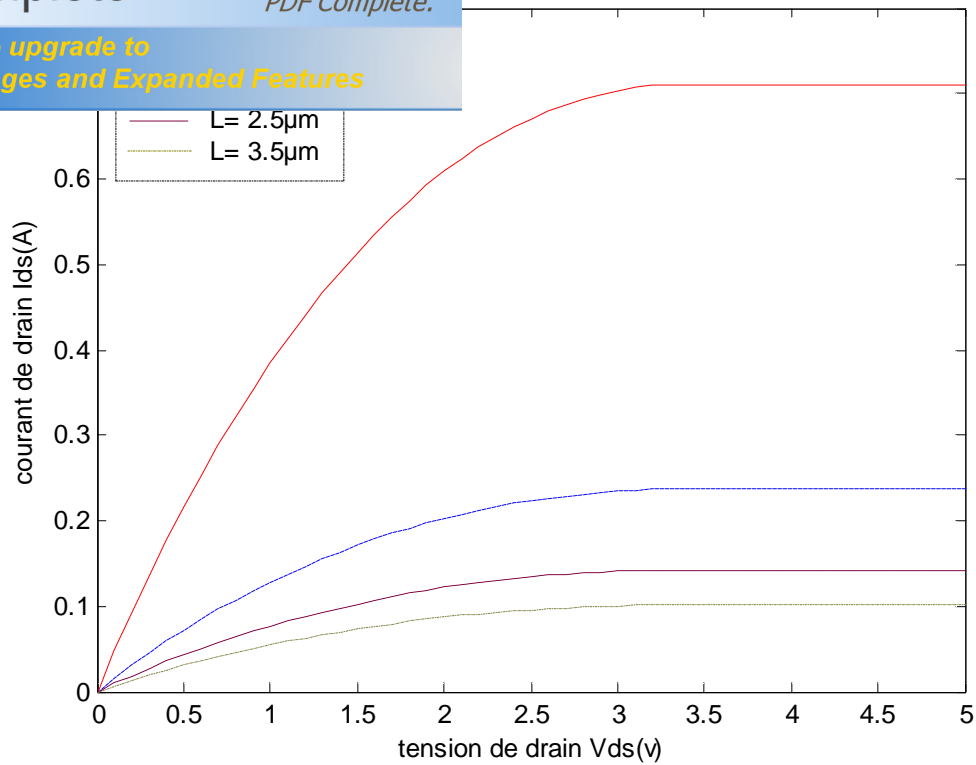


Figure IV-9 : Caractéristique (I-V) en fonction de V_g pour différentes valeurs de a pour le transistor le GAT1.

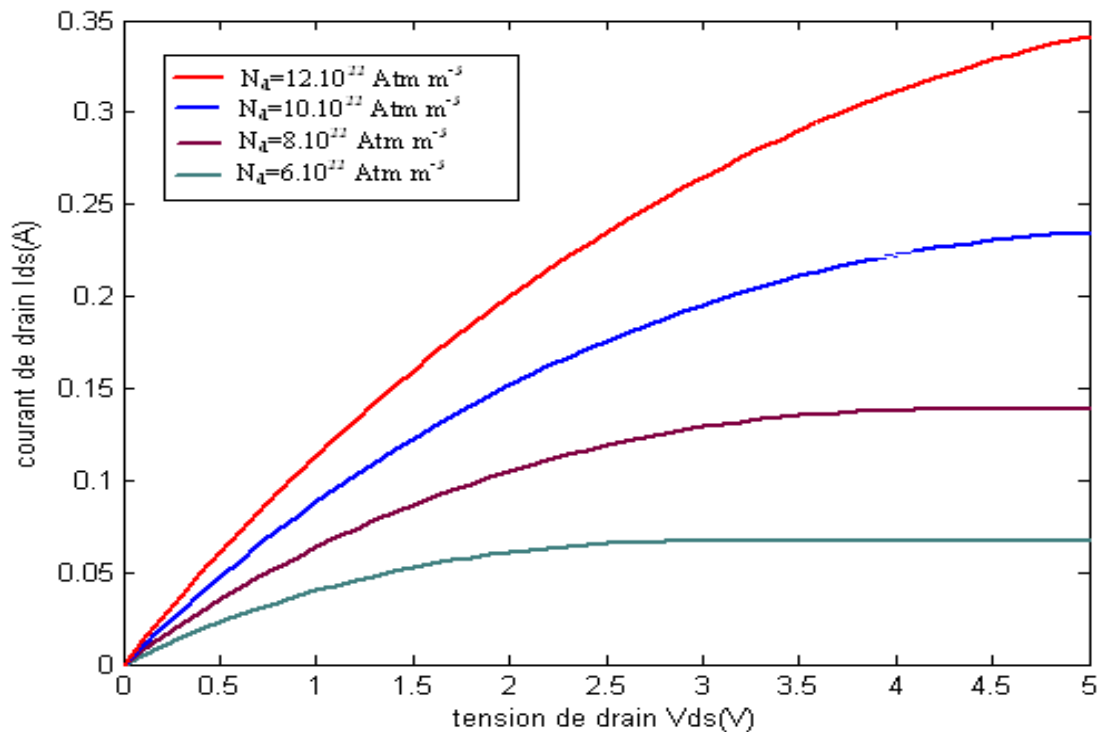


Figure IV-10 : Caractéristique (I-V) en fonction de V_g pour différentes valeurs de $N_d a$ pour le transistor le GAT1.

- Région de déplétion

Pour calculer la tension sous la grille, la zone de charge d'espace est divisée en deux régions principales

- La région (1) au-dessous de la grille directement, elle est dite région contrôlée par la grille.
- La région (2) en dehors de la première région dite région non contrôlée par la grille

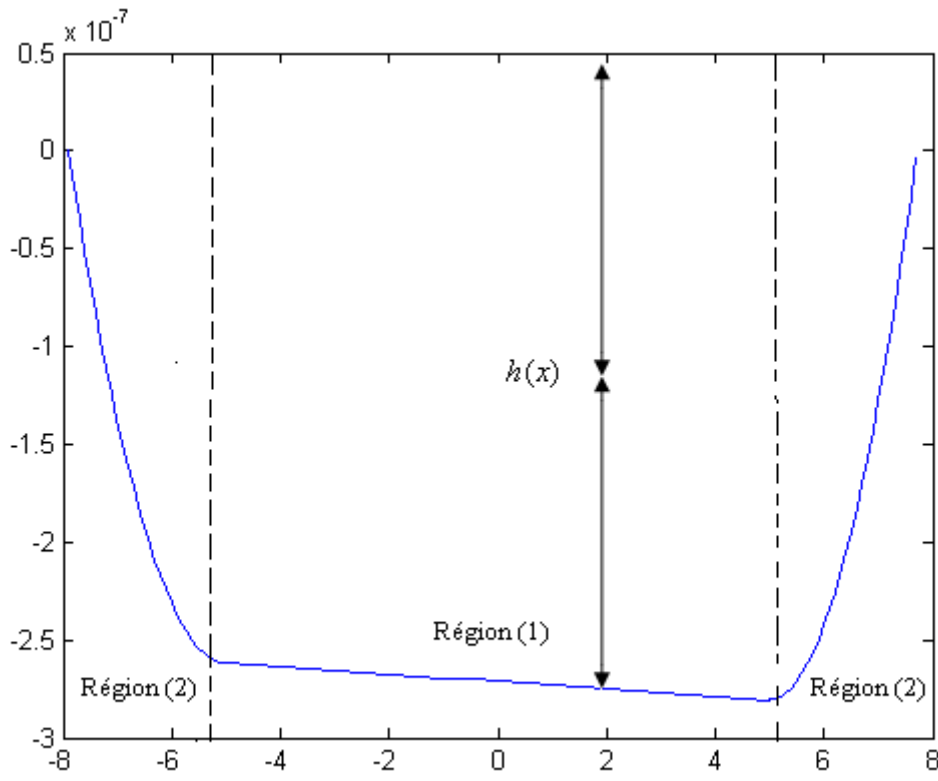


Figure IV-11 Région de déplétion (1) contrôlée par la grille $\times 10^{-7}$
 (2) non contrôlée par la grille

La figure représente la distribution du potentiel dans un maillage par la résolution de l'équation de poisson utilisant la méthode de perturbation

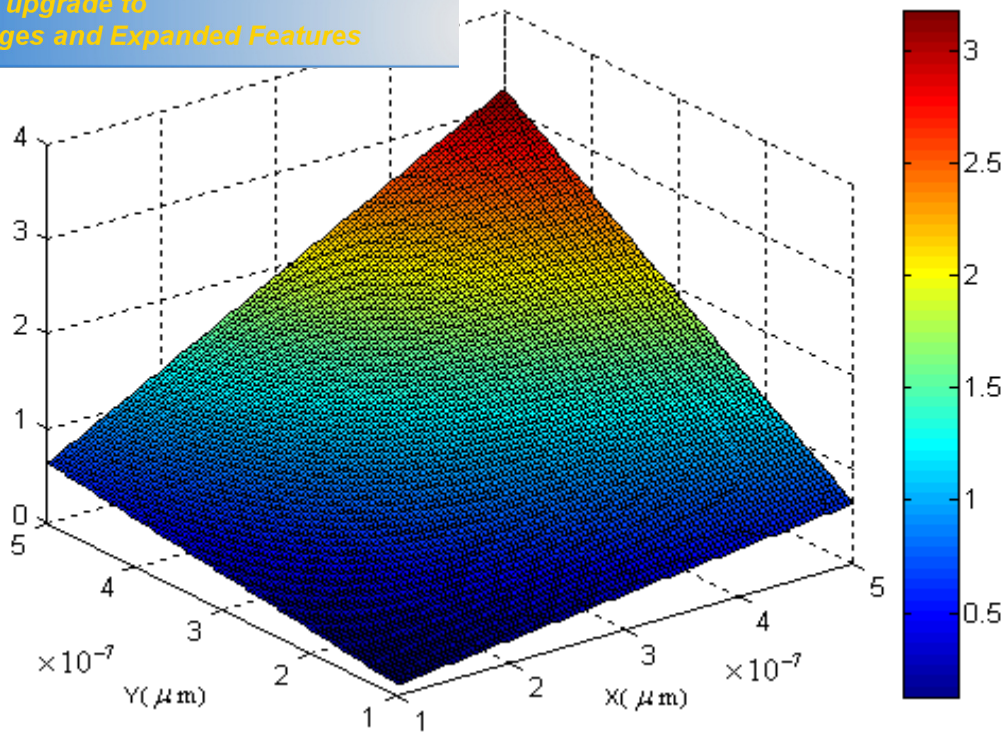
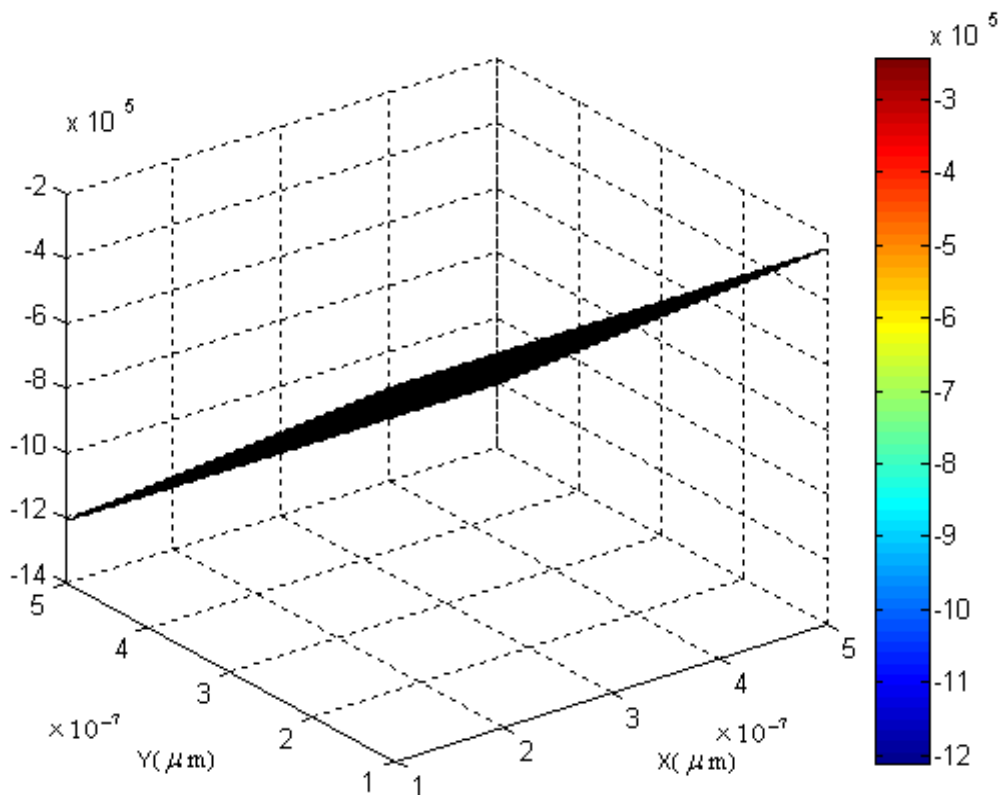


Figure (IV- 12) Distribution du potentiel par la méthode des perturbations



Figure(IV-13) : Le champ électrique $E(x,y)$ par la méthode des perturbations

lu champ électrique par la méthode des

différences finies :

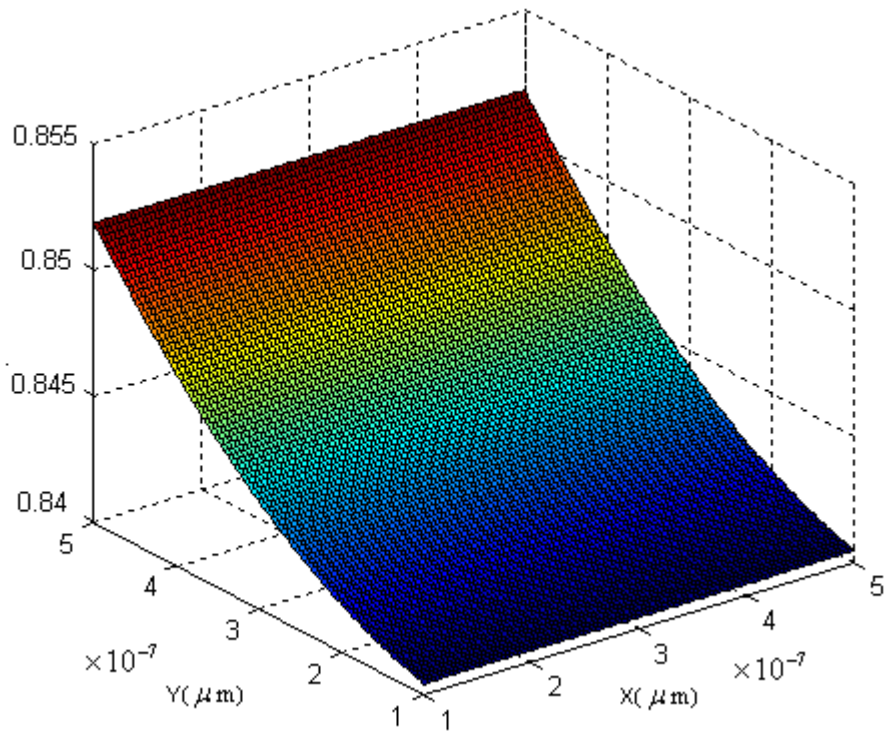


Figure IV- 14 Distribution du potentiel par la méthode des différences finies

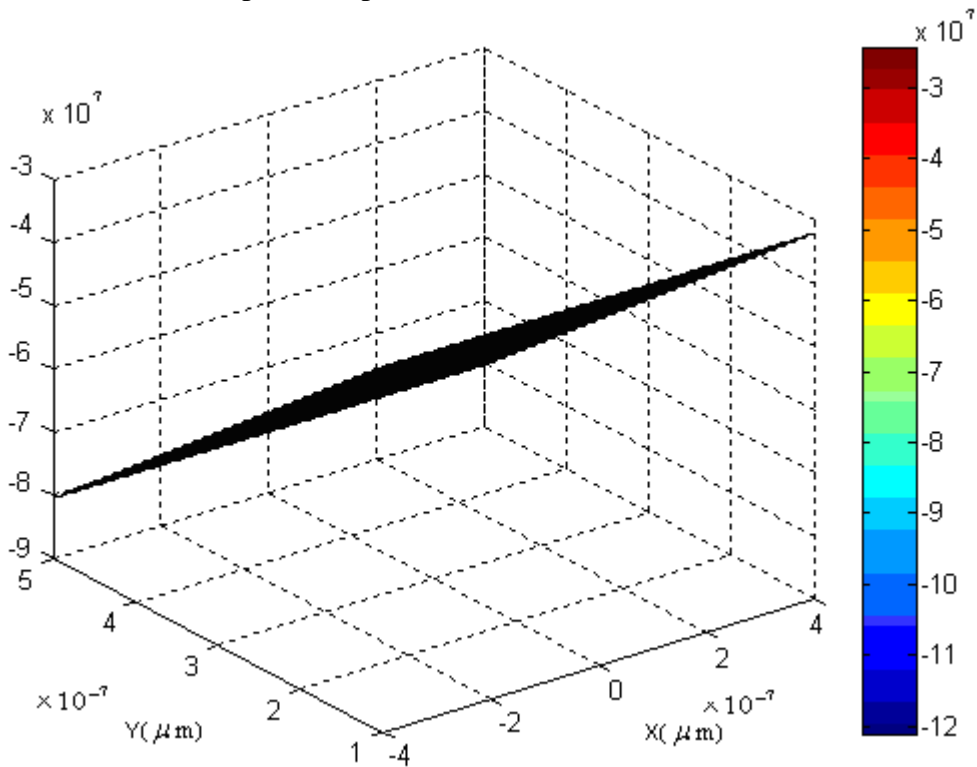


Figure IV- 15 Distribution du champ électrique $E(x,y)$ par la méthode différences finie

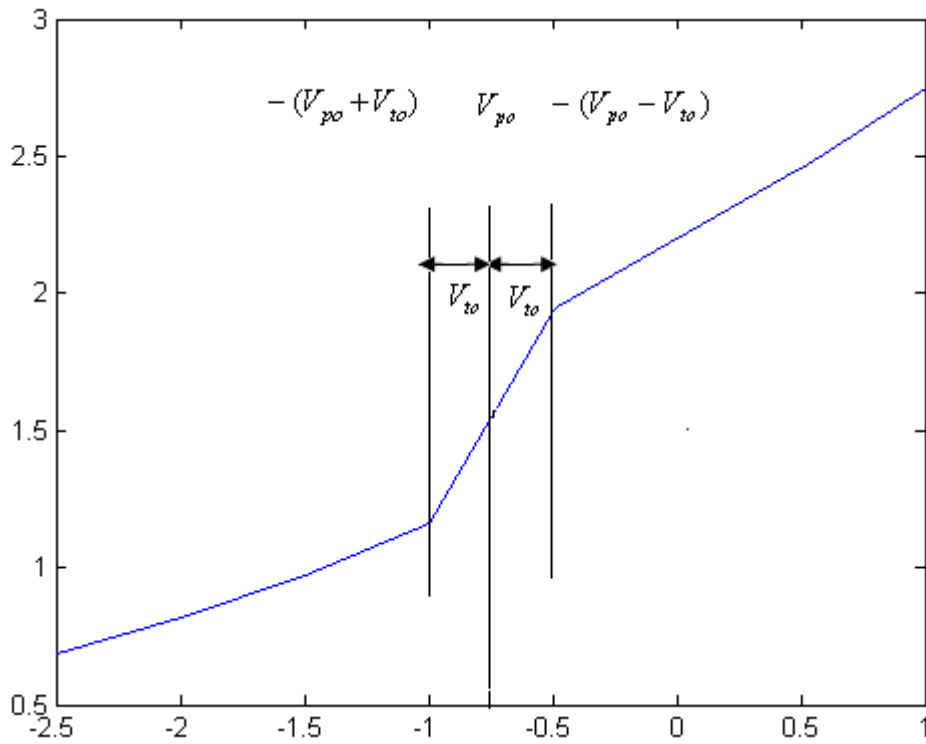


Figure IV-16 :Variation de La capacité totale par la méthode des perturbations.

Bibliographie

- [01] SZE S, "semiconductor devices physics and technology"
John Wiley et Sons, (1985)
- [02] M. Bon, A. Scavennec, "transistors et circuit intégrés à hétérostructures (III-V)"
Tech. Ing, avril (2002)
- [03] Schokly W ÷ A unipolair field effect transistor ÷
Proc. Of the IRE, Vol. 40, pp. 1365, 1952
- [04] K. Fobelets, G. Borghs, "influence of the undoped spacer layer thickness on the DC
characteristics of n-type GaAs/AlAs MESFETs"
Semicond. Sci. Technol N° 13, 318-321, (1998)
- [05] Christian ngo. ÷Introduction à la physique des semi-conducteurs÷
Edition Dunod (1998).
- [06] E. Delhaye, "circuits intégrés en arséniure de gallium"
Technique de l'ingénieur, avril (2002)
- [07] Minami-ohsawa, Hachiogi, "hydrogen related issues in GaAs Schottky contacts"
The International Conference on Compound Semiconductor Manufacturing Technology,
Japan 192-0397, (1999)
- [08] S. Khemissi, "modélisation et simulation des transistors MESFET GaAs »
Mémoire de magister de l'univ. Constantine, 2003
- [09] SZE. S, "semiconductor devices physics and technology"
John Wiley et Sons, Second Edition (1985)
- [10] S. Augaudy, "caractérisation et modélisation des transistors micro ondes, application à
l'étude de la linéarité des amplificateurs à fort rendement"
Thèse de doctorat de l'univ de LIMOGES France, mars (2002)
- [11] M. Anderson, "GaAs MESFET modeling for digital integrated circuit simulation"
Thèse Licentiate, Dep. of Electrical Engineering, janvier (1991)
- [12] F. Huin, "Etudes des formes d'ondes permettant une optimisation des performances des
amplificateurs de puissance. Application à la conception d'amplificateurs, à faible tension de
polarisation, pour les communications mobiles"
Thèse de doctorat de l'Univ. De LIMOGES France, janvier (2001)
- [13] B.Demidovitch, I.Marouf, "Eléments de calcul numérique".
Edition Mir Moscou (1975)
- [14] S. Amourache, "Modélisation et caractérisation non linéaire des transistors à effet de champ
à barrière Schottky à l'arséniure de gallium MESFET GaAs"
Thèse de Magister Univ de Constantine (1999)

- [16] H. Boudouh, "Etude des propriétés hyperfréquences du transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium"
Thèse de Magister Univ de Constantine (1999)
- [17] C.Gui-Oiang, Joseph W. Jerome, Chi-Wang. S, D. Wang, "Two carrier semiconductor device models with geometric structure and symmetry properties"
WWW.math.northwestern.edu/~jwj/proprints/OUP1/OUP1.pdf, 2003
- [18] Anthony E. Parker, "Gallium arsenide integrated circuits"
ANZAAS CONGRESS, section VLSI (1988)
- [19] E.DONKOR, F.C JAIN An Analytical two-Dimensional perturbation method to model submicron GaAs MESFETs IEEE Transaction on microwave theory and techniques, Vol N37.9, Sept 1989.
- [20] Contribution à l'étude des Propriétés du MESFET Statiques du MESFET GaAs. These de Magister 2008 .

MEMOIRE DE MAGISTER EN SCIENCE DES MATERIAUX

OPTION : SEMICONDUCTEUR

Par : Bouaouina Boudjema

THEME

DISPERSION FREQUENTIELLE DES PARAMETRES DANS LES COMPOSANTS MESFET GaAs

Président :

M.C : N.ATTAF

Rapporteur :

Prof : C.KENZAI.

Examineurs :

M.C : MERABTINE

M.C : A.CHAABI

Plan du travail

- **Introduction générale**

- **Notions générales**

- **Caractéristiques statiques**

- **Dispersion des paramètres**

- **Résultats et interprétations**

- **Conclusion**

Introduction générale

L'arséniure de gallium (GaAs)

- **Un composant actif exploitant au mieux les avantages intrinsèques du GaAs**
 - **Le transistor à effet de champ à grille Schottky MESFET GaAs**
 - **Ce dispositif présente les avantages d'être unipolaire et la rapidité de la réponse de la diode Schottky**

Pour mieux exploiter les qualités de ses transistors:

- ✓ **Fréquence de fonctionnement élevée**
- ✓ **Niveau de puissance de sortie important**
- ✓ **Circuit intégrés logiques rapides**

L'objectif de notre travail est de déterminer l'influence des éléments parasites sur les propriétés dynamiques et la dispersion des paramètres importants dans le MESFET GaAs à basse fréquence

Notions générales

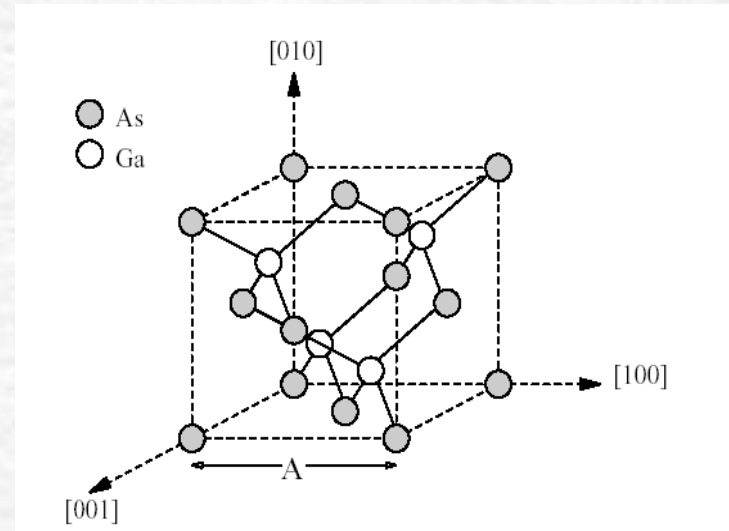
❖ Semiconducteurs III-V

Structure Cristalline

Zinc blende

Structure de bande d'énergie

Directe



❖ Le Transistor à effet de champ à barrière Schottky MESFET

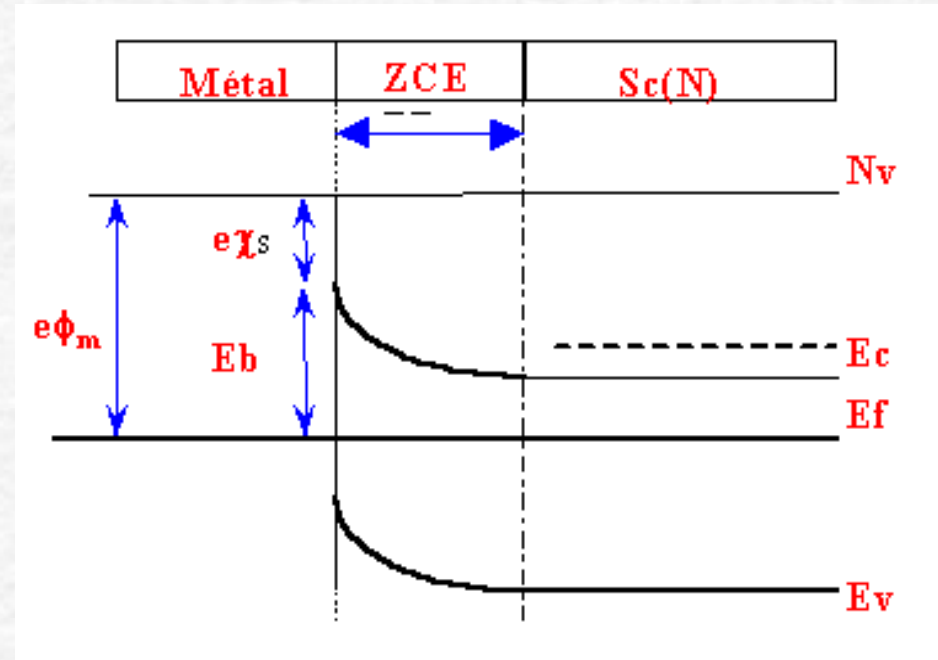
Est un dispositif qui est basé sur le contrôle du courant circulant dans le canal limité par la profondeur de la zone de déplétion du contact Schottky

Notions générales

Contact Schottky

❖ Le contact Schottky est réalisé Lorsque: $\phi_m > \phi_s$.

-L'absence de stockage des porteurs minoritaires



Contact ohmique

❖ $\phi_m < \phi_s$

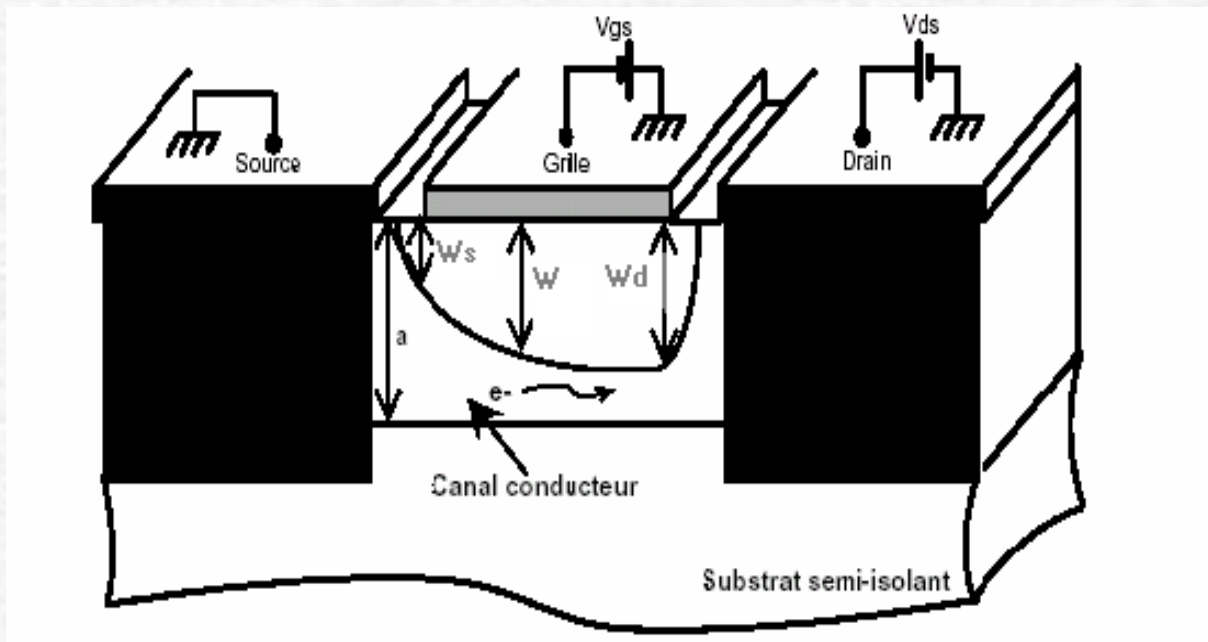
-Résistance relativement négligeable

Structure du composant

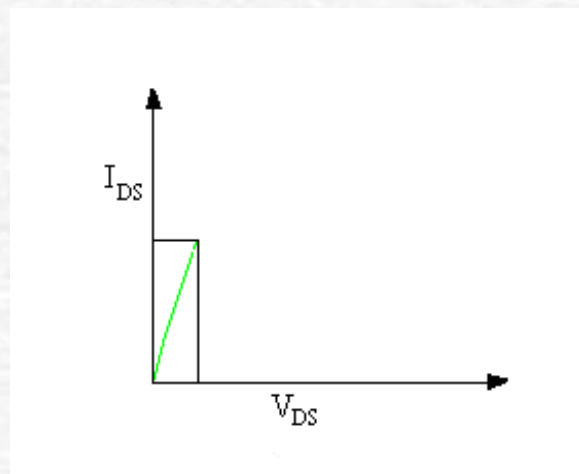
- Canal N
- Substrat semi-isolant
- Deux électrodes contacts ohmique et une jonction Métal-SC

$$V_{gs} < 0$$

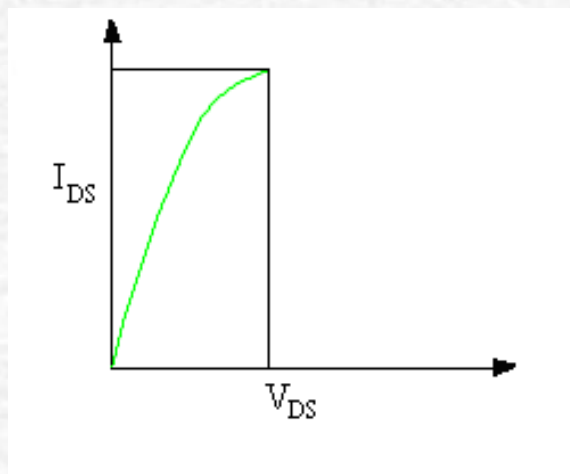
$$V_{ds} > 0$$



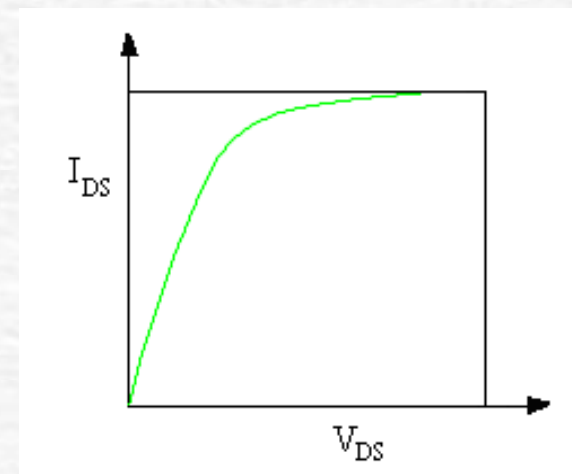
Principe de fonctionnement



- Régime linéaire
- Le canal se comporte comme une résistance linéaire



- Régime pincement
- Variation sous linéaire du courant



- Régime de saturation
- Pincement du canal

parasites non linéaires dans les MESFET

Les effets de dynamique lentes

Self-backating

Gate-lag

Sidegating

Les effets thermiques

Les effets d'avalanche

Avalanche standard

L'ionisation par impact

Caractéristiques statiques

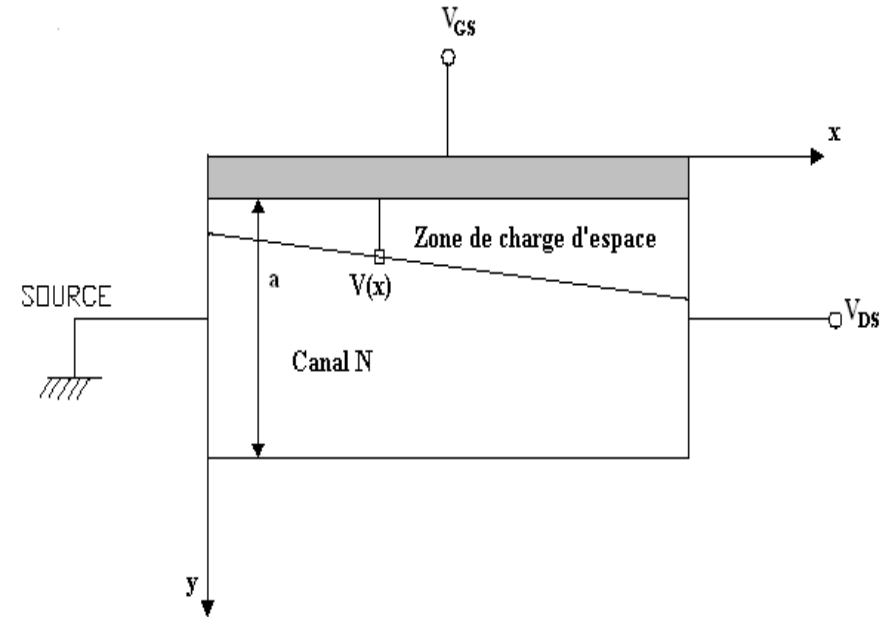
Pour comprendre son comportement physique il est nécessaire de déterminer les caractéristiques statiques

Les hypothèses de base

- Jonction abrupte à barrière

Schottky

- Dopage uniforme du canal $N_D(x,y)=N_D$
- Approximation du canal graduel $L \gg a$



Courant de drain

$$J_{nx} = qN_D\mu_n \cdot E_x = -q\mu_n N_D \frac{dV}{dx}$$

Nous obtenons

$$I_{ds} = \frac{qZ\mu_n N_D a}{L} \left\{ V_{ds} - \frac{2}{3}(V_{bi} - V_P) \left[\left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_P} \right)^{3/2} - \left(\frac{V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_P} \right)^{3/2} \right] \right\}$$

Dans le cas de saturation

$$I_{dsat} = \frac{qZ\mu_n N_D a}{L} \left\{ V_G - V_P - \frac{2}{3}(V_{bi} - V_P) \left[1 - \left(\frac{V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_P} \right)^{3/2} \right] \right\}$$

La transconductance g_m

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS} = \text{const}} \tan te$$

$$g_m = \frac{2q\mu_n Z N_D a}{3L} \left[\left(\frac{V_D + V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} + \left(\frac{V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right]$$

La conductance g_d

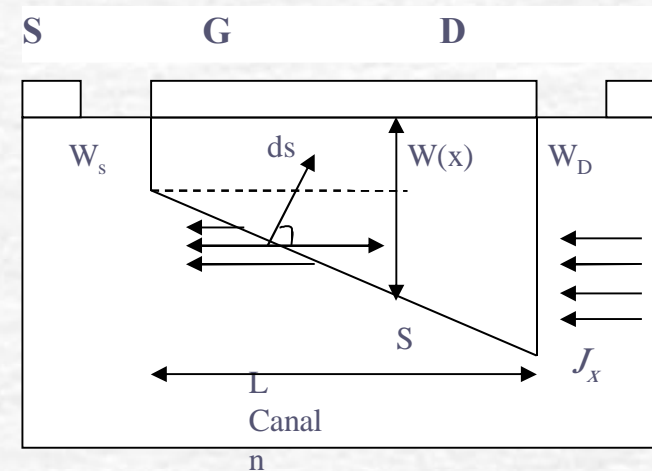
$$g_D = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}} \right|_{V_{GS} = \text{const}} \tan te$$

$$g_d = \frac{q\mu_n N_D Z a}{L} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{V_D + V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right]$$

Le courant de drain qui est due à l'injection des porteurs dans la ZCE

Supposons les hypothèses suivante

- densité d'électrons injecté $n=N_D$
- La conservation du courant qui traverse ZCE



$$I_{DZCE} = qN_D Z \frac{W_d - W_s}{L} \int_0^L v_x(x, w(x)) dx$$

Les tensions de bord et résistance parasite

❖ Ces effets sont pris en considération dans les expressions des tensions.



V_{ls} et V_{ld} sur le courant qui traverse la zone de charge d'espace

$$V_{ds} = V_d + V_{ld}$$

$$V_{gs} = V_g + V_{ls}$$



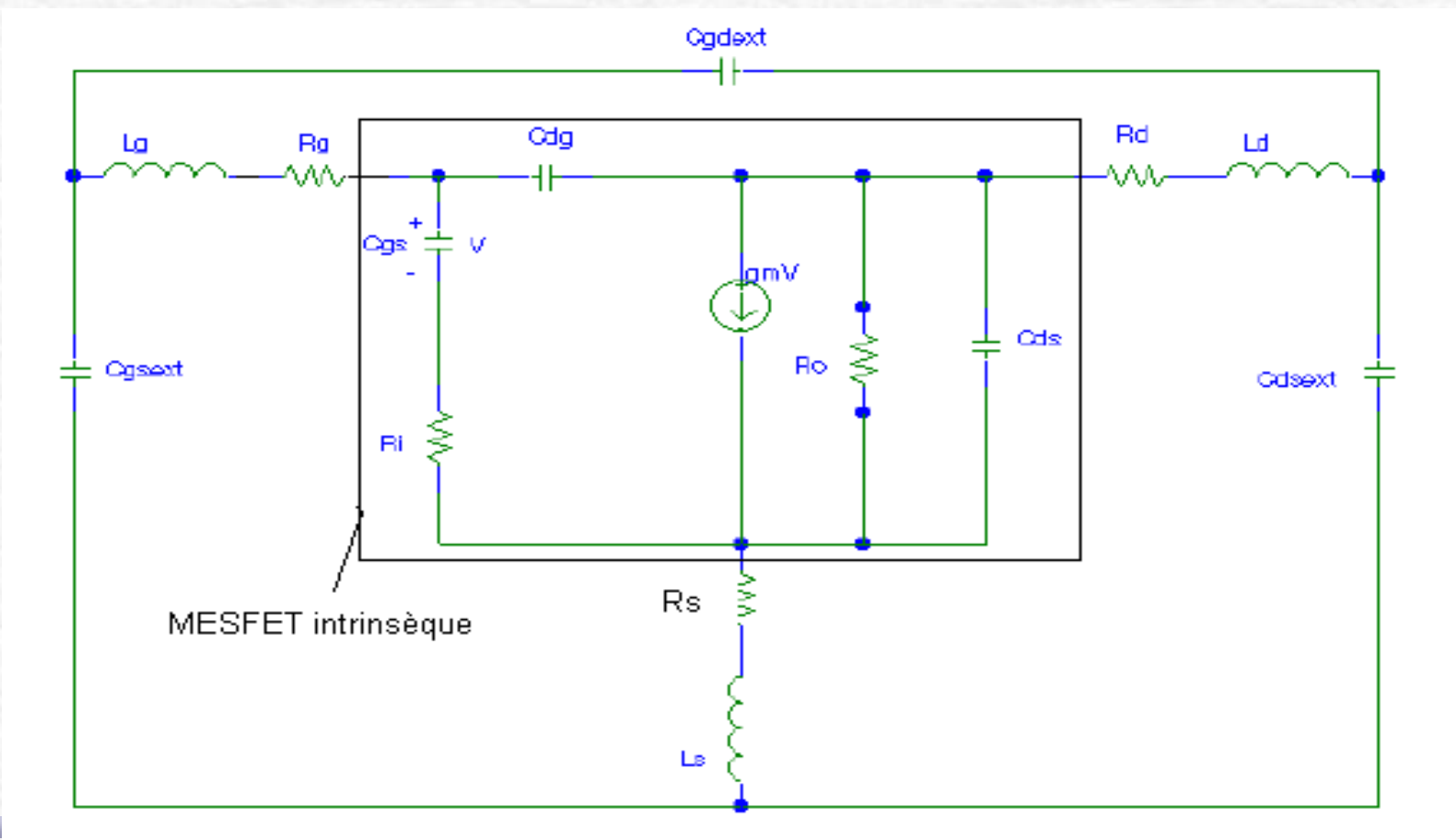
Résistance parasite sur le courant qui traverse le canal

$$V_{ds} = V_d - (R_s + R_d) \cdot I_{ds}$$

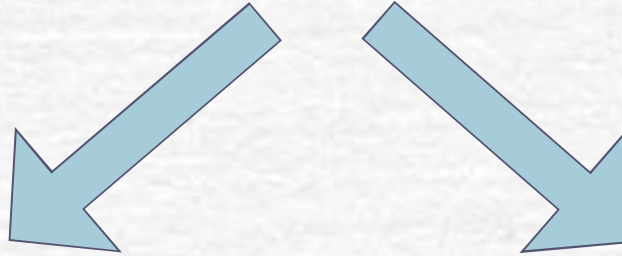
$$V_{gs} = V_g - R_s \cdot I_{ds}$$

Dispersion des paramètres

Le transistor à effet de champ à barrière Schottky peut être assimilé à un quadripôle



composé de deux parties



▪ **Intrinsèque** contient les éléments qui sont liés à la zone active du transistor

$g_m, g_d, C_{gs}, C_{gd}, C_{ds}, \tau$

▪ **Extrinsèque** contient les éléments parasites correspondant aux accès des FET.

$R_s, R_d, R_g, L_s, L_d, L_g$

Chaque élément représente un comportement physique ou une propriété électrique du FET

Modèle intrinsèque du schéma équivalent ET on détermine les paramètres y_{ij}

$$y_{11} = \frac{R_i \omega^2 C_{gs}^2}{(1 + \omega^2 C_{gs}^2 R_i^2)} + j\omega \left(\frac{C_{gs}}{1 + \omega^2 C_{gs}^2 R_i^2} + C_{gd} \right)$$

$$y_{12} = -j\omega C_{gd}$$

$$y_{21} = \frac{g_m [\cos(\omega\tau) - \omega R_i C_{gs} \sin(\omega\tau)]}{1 + \omega^2 R_i^2 C_{gs}^2} - j \left[\omega C_{gd} + \frac{g_m (\omega R_i C_{gs} \cos(\omega\tau) + \sin(\omega\tau))}{1 + \omega^2 R_i^2 C_{gs}^2} \right]$$

$$y_{22} = \frac{1}{R_0} + j\omega (C_{gd} + C_{ds})$$

**mètres z sont calculés à partir de la
transformation suivante:**

$$z = \begin{bmatrix} \frac{y_{11}}{|y|} & \frac{y_{12}}{|y|} \\ \frac{y_{21}}{|y|} & \frac{y_{22}}{|y|} \end{bmatrix}$$

**Les impédances des éléments parasites sont déterminés comme
suit:**

$$z'_{11} = z_{11} + Rg + Rs + j\omega(Lg + Ls)$$

$$z'_{12} = z_{12} + Rs + j\omega Ls$$

$$z'_{21} = z_{21} + Rs + j\omega Ls$$

$$z'_{22} = z_{22} + Rd + Rs + j\omega(Ld + Ls)$$

La transformation de z' en y' donne l'admittance totale avec les éléments parasites

$$y' = \begin{bmatrix} \frac{z'_{11}}{|z'|} & \frac{z'_{12}}{|z'|} \\ \frac{z'_{21}}{|z'|} & \frac{z'_{22}}{|z'|} \end{bmatrix}$$

Avec $|z'|$ est le déterminant de la matrice impédance totale.

Les paramètres des éléments du circuit équivalent sont partir de la matrice admittance intrinsèque

$$C_{gs} = \frac{\operatorname{Re}(y_{11})}{(\operatorname{Im}(y_{11}) - \omega C_{gd})R_i \omega}$$

$$C_{gd} = -\frac{\operatorname{Im}(y_{12})}{\omega}$$

$$C_{ds} = \frac{\operatorname{Im}(y_{22}) - \omega C_{gd}}{\omega}$$

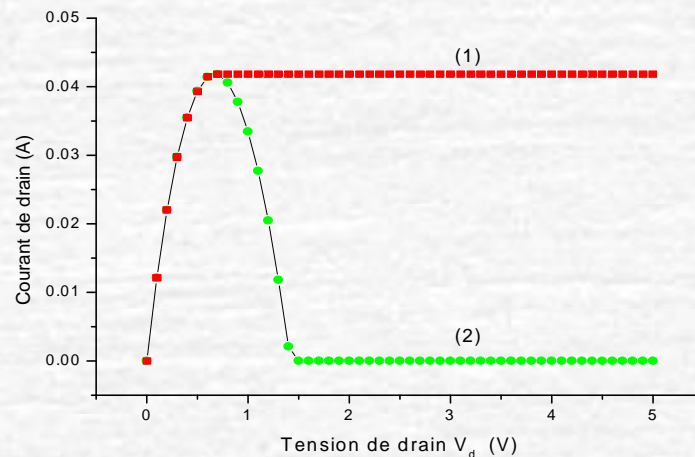
$$R_i = \frac{\operatorname{Re}(y_{11})}{(\operatorname{Im}(y_{11}) - \omega C_{gd})C_{gs} \omega}$$

$$g_{m0} = \sqrt{\left(1 + \omega^2 R_i^2 C_{gs}^2\right) \left[\left(\operatorname{Re}(y_{21})\right)^2 + \left(\operatorname{Im}(y_{21}) + \omega C_{gd}\right)^2 \right]}$$

$$g_{ds} = \operatorname{Re}(y_{22})$$

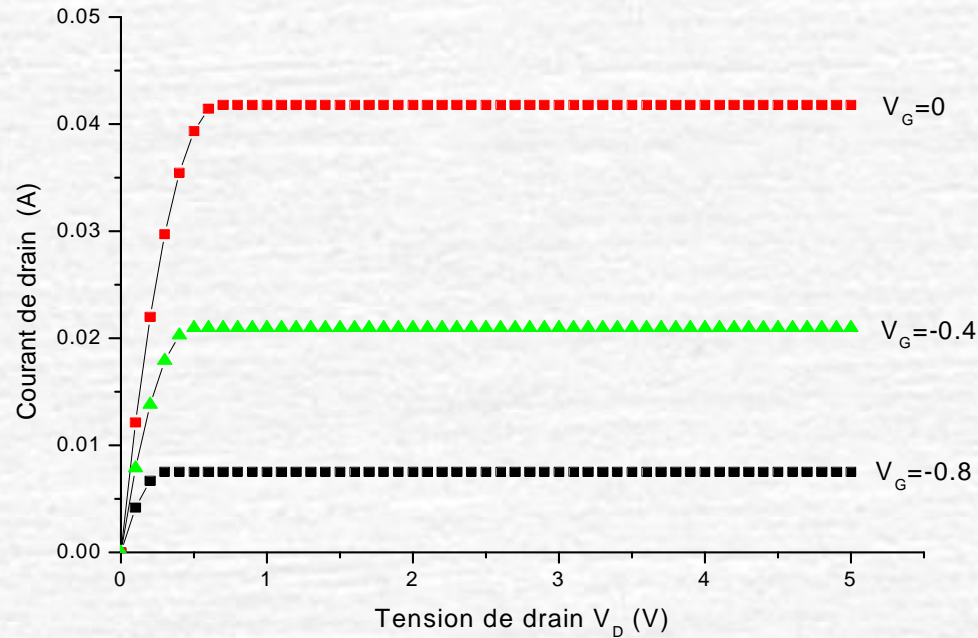
Résultats et interprétations

Dans cette partie, nous vous décrivons les résultats obtenus.

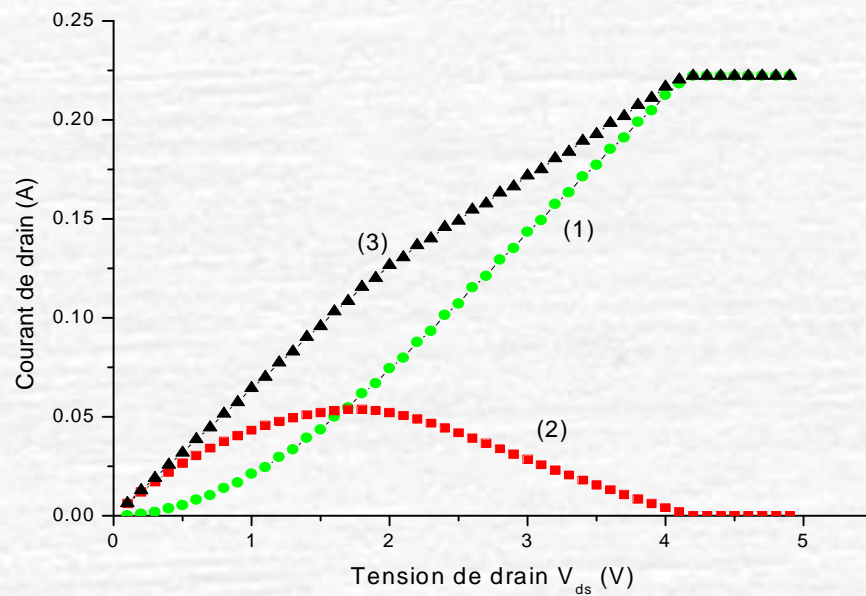


A cause de la négligence de la partie du courant qui traverse la zone de charge d'espace.

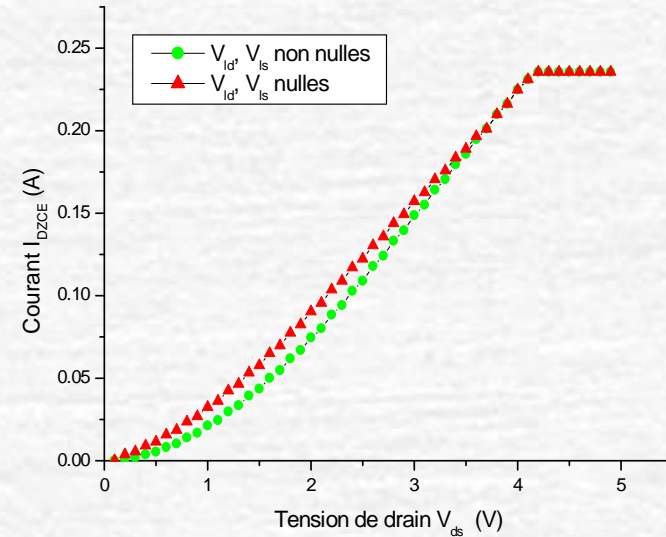
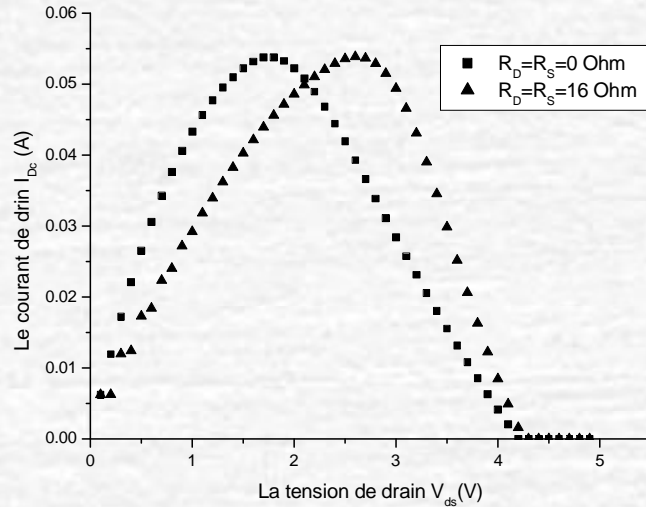
La figure suivante présente les caractéristiques statiques (I-V) pour différentes valeurs de la tension V_G dans le cas de saturation du courant



Le deuxième modèle consiste à introduire l'effet du courant qui traverse la zone de charge d'espace



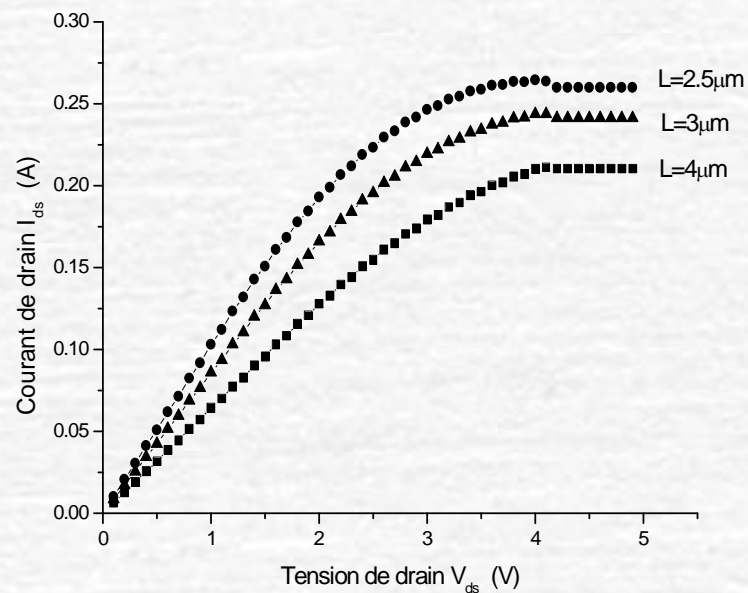
ensions de bord et résistances parasites

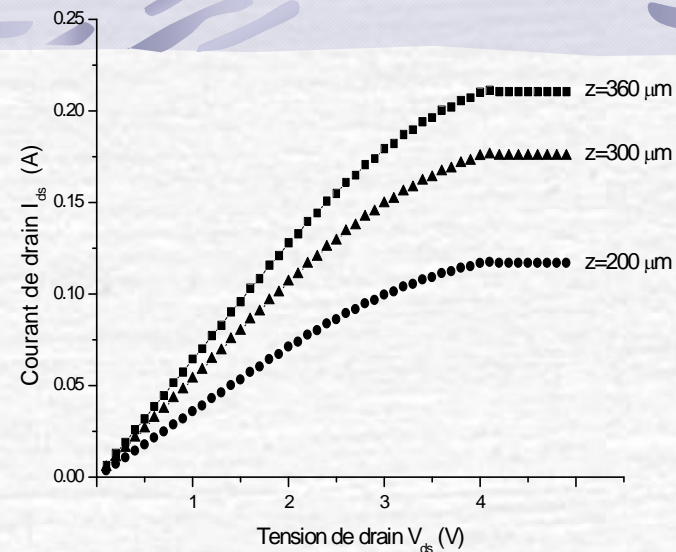
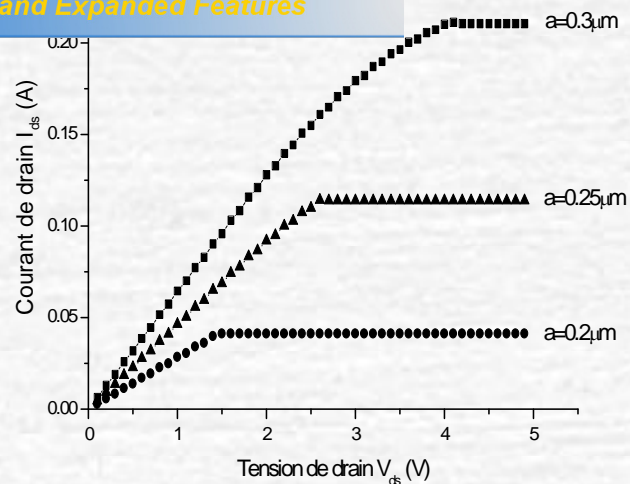


On voit clairement que les effets de ces résistances ne peuvent pas être négligés.

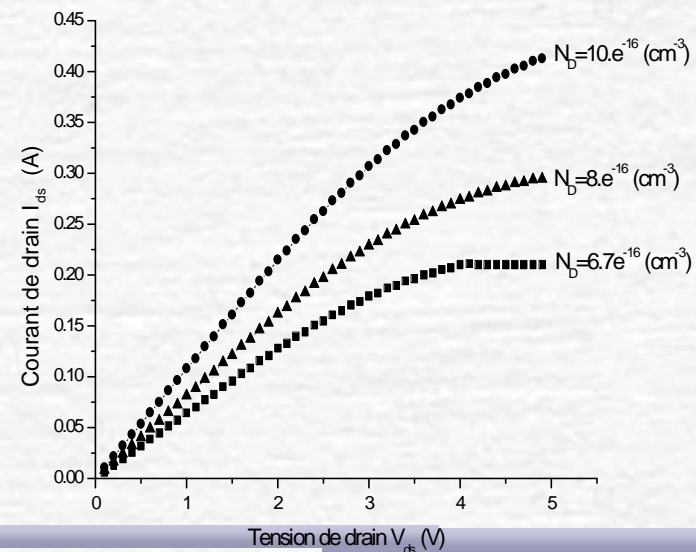
un écart entre les deux courbes à tension faible et quand V_{ds} augmente l'influence des tensions de bord calculées devient négligeable

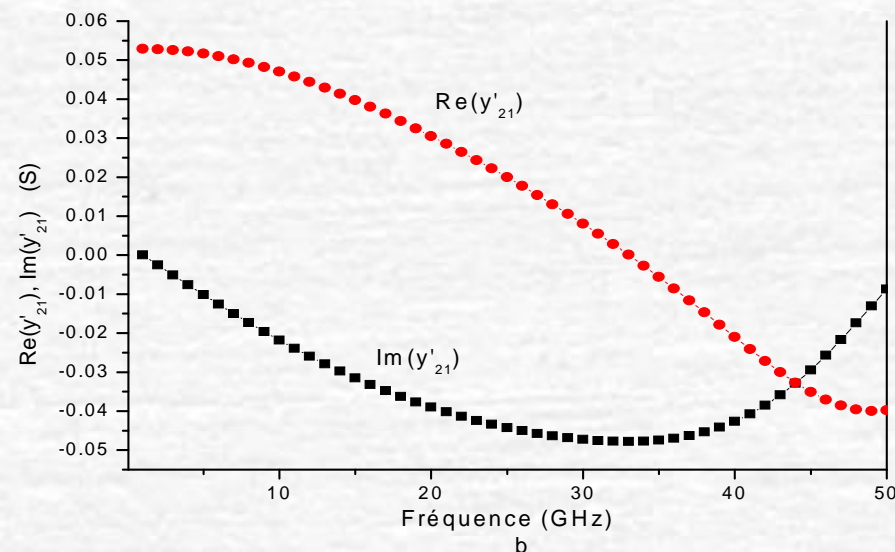
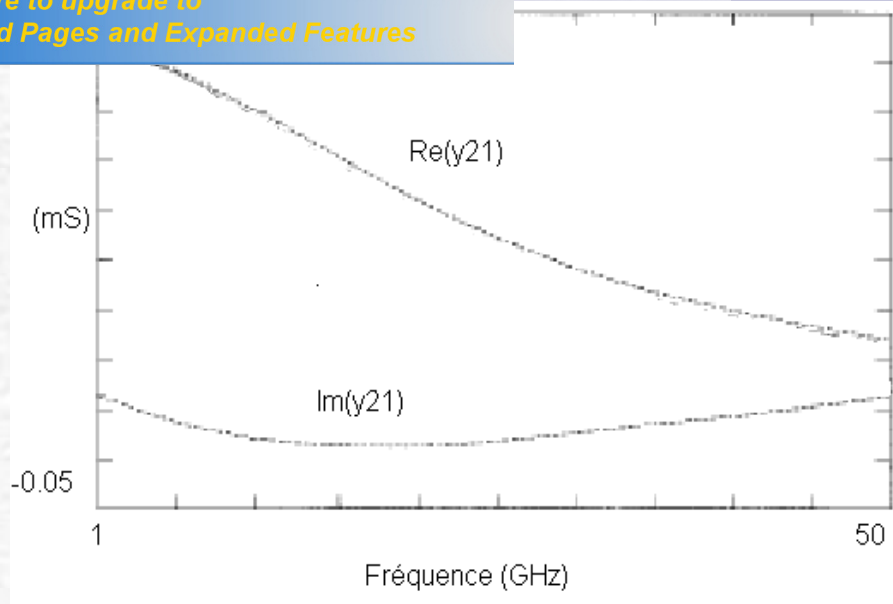
Dans ce paragraphe, nous montrons l'influence des paramètres L , a , Z et N_D sur les caractéristiques I-V des composants.





Pour les paramètre a , z , N_D nous constatons une augmentation du courant avec l'augmentation de ces paramètres.

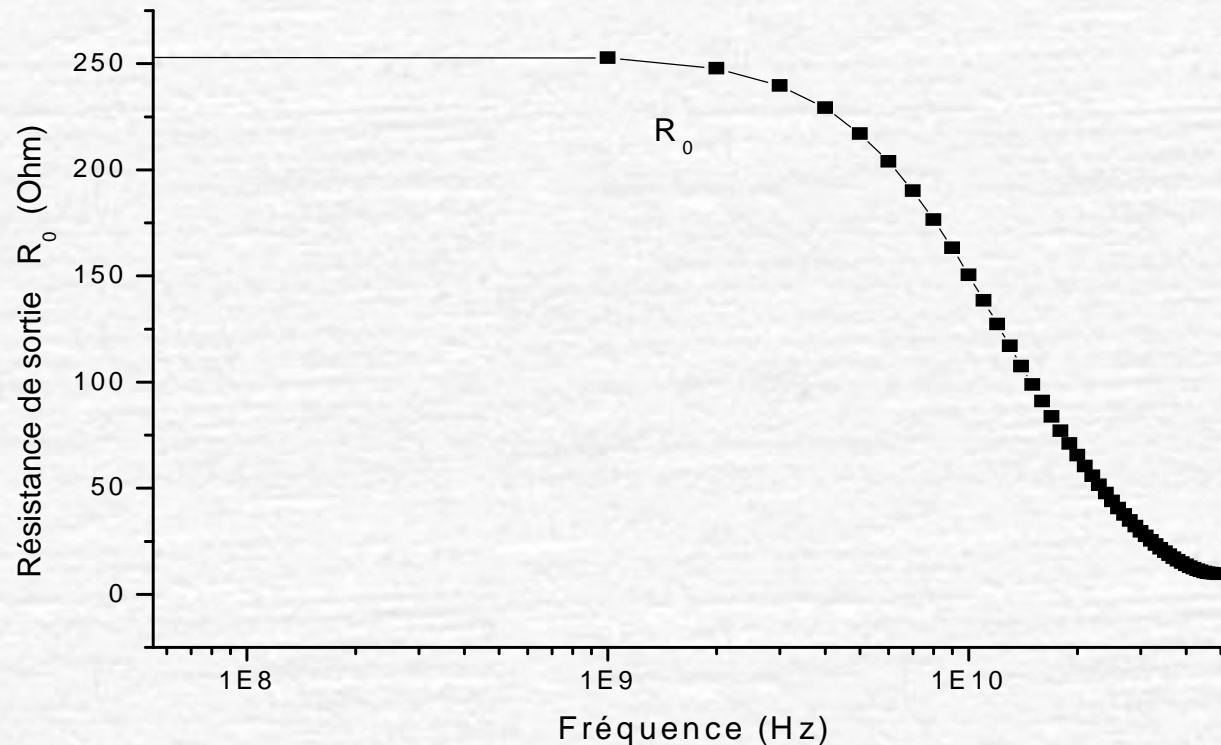




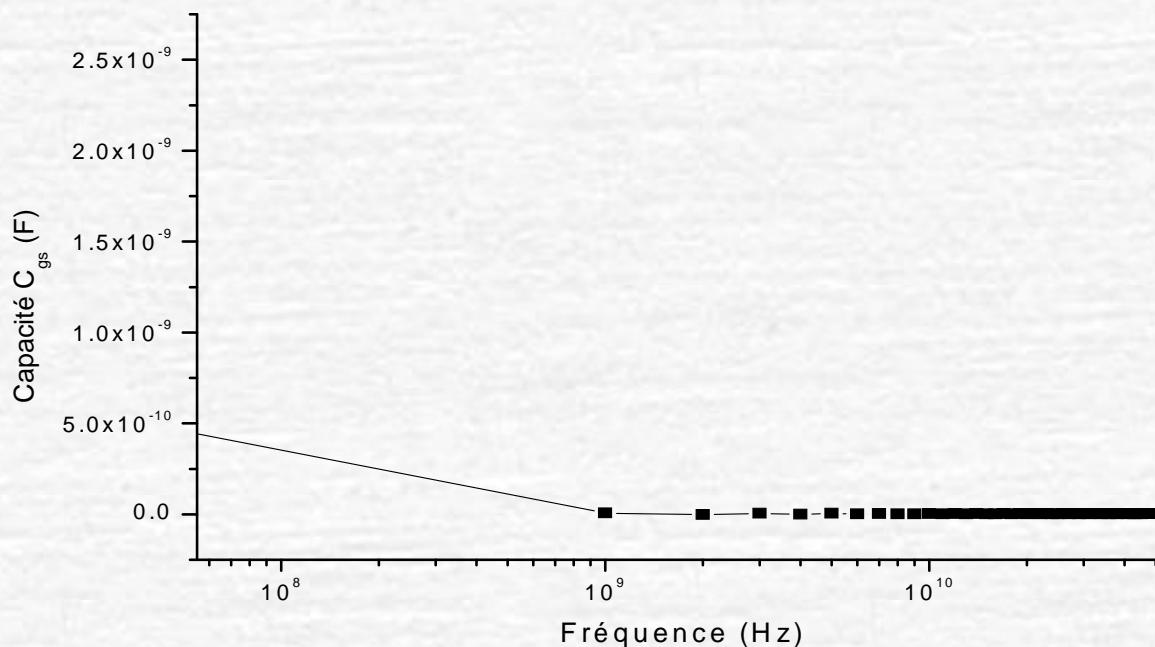
Des résultats très favorables, ont été obtenus, lors une comparaison de la variation de y'_{21} obtenus par notre calcul et celle des résultats expérimentaux pour un transistor MESFET a un seul doigt.

conductance de sortie g_d

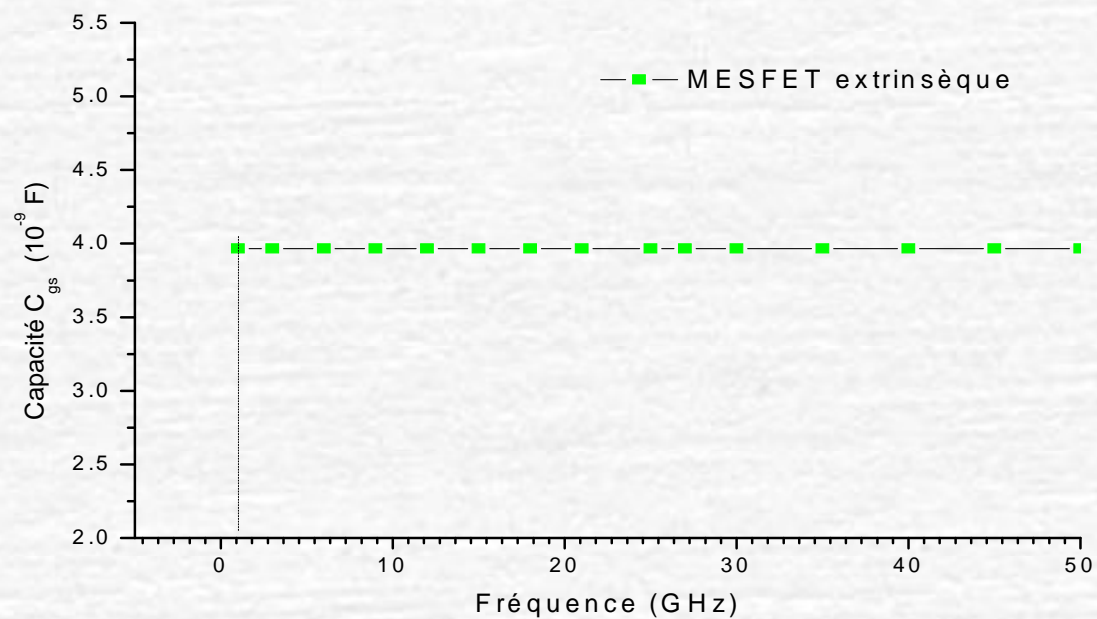
la dispersion fréquentielle de la résistance de sortie du transistor MESFET dans la gamme de fréquence 100MHz-10GHz où g_d est l'inverse de R_0 , on remarque qu'elle est indépendante de la fréquence entre 100MHz et 2 GHz,



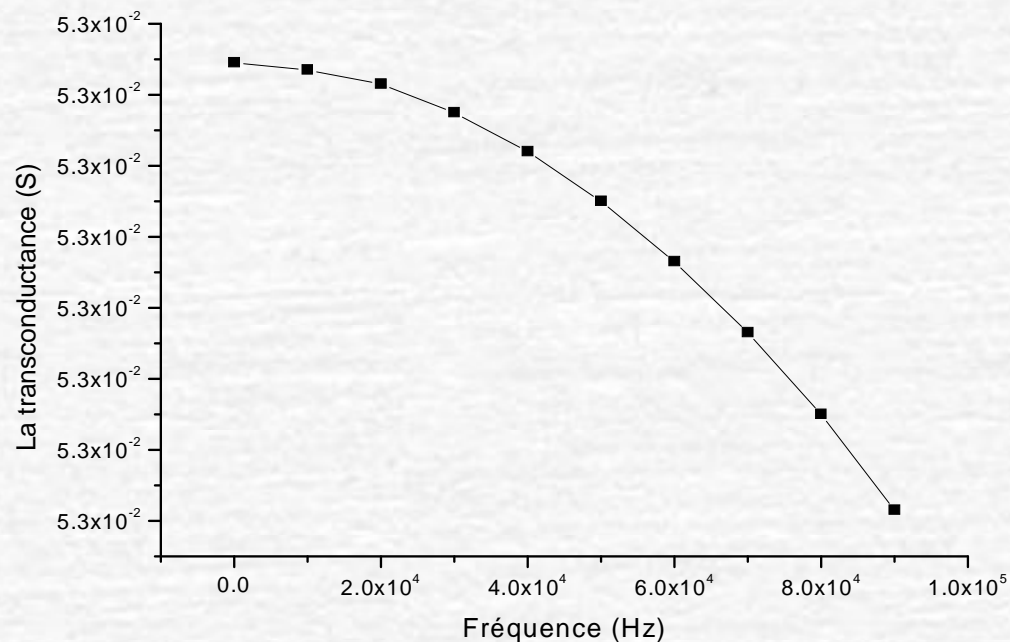
la capacité C_{gs} en fonction de la fréquence est représenté sur la figure suivante, on remarque la dispersion à basse fréquence due aux existences des défauts de surface et du volume, et indépendante de la fréquence entre 1Ghz-50GHz



A haute fréquence la capacité C_{gs} deviennent constante, elle est compatible avec les résultats expérimentaux



La transconductance



la dispersion de la transconductance est directement liée aux problèmes de la technologie et plus particulièrement de la technologie de la surface.

Conclusion

L'ensemble de ce travail apporte une contribution dans la mise en place des logiciels de simulation pour traiter la caractéristique statique et l'influence les paramètres physiques et géométriques des composants. Et démontrer la dispersion fréquentielle de la transconductance, la capacité C_{gs} et la conductance dans les composants MESFET GaAs.



*Your complimentary
use period has ended.
Thank you for using
PDF Complete.*

[Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

A large, scenic photograph of a mountain range. The mountains are dark and rocky, with patches of green vegetation. A thick layer of white mist or fog fills the valley between the mountains, partially obscuring the lower slopes. The sky is a clear, deep blue.

Merci de votre attention

VISION GENERALE

Nous ne reviendrons pas sur le but de notre travail et l'étude des caractéristiques bidimensionnelles du MESFET GaAs est pour se but on a résolu une équation aux dérivées partielles du second ordre à deux variables indépendantes c'est l'équation de poisson qui régit le fonctionnement du transistor MESFET. Les méthodes de résolution que nous avons utilisées sont basées sur les approximations numériques des fonctions inconnues par :

- Méthode de perturbation
- Méthodes des différences finies.

Les résultats obtenus qui ont été rappelés dans le dernier chapitre montrent que dans les deux méthodes en régime linéaire, c'est-à-dire à faible tension de polarisation de drain, nous remarquons un bon accord entre les valeurs expérimentales et celles de la simulation. Et lorsque la tension de drain augmente et devient plus importante nous remarquons que dans la méthode des différences finies seulement un certain écart entre les valeurs expérimentales et les résultats de la simulation qui augmente au fur et à mesure jusqu'à la saturation. Cet écart est principalement dû aux approximations faites soit dans le modèle mathématique et dans le logiciel de simulation, à l'effet des paramètres géométriques, ainsi qu'à l'existence des phénomènes quantiques parasites que nous n'avons pas pris en considération (négligence du courant dans la zone de charge d'espace).

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

RESUME :

Depuis l'avènement des circuits intégrés, il est nécessaire d'établir des modèles théoriques simples qui tiennent compte de tous les effets qui ont lieu au niveau de l'élément constitutif de ces circuits qui est le transistor à effet de champ à barrière Schottky **MESFET GaAs**.

Ainsi, notre travail est focalisé sur l'étude des propriétés statiques du transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium **MESFET GaAs** à hautes fréquences. En effet on a en premier lieu développé un modèle simplifié qui décrit le comportement statique du transistor dans la zone de charge, en utilisant l'approximation du canal graduel et pris en compte l'effet des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques de sortie du MESFET GaAs. puis en deuxième lieu on a entamé l'étude bidimensionnelle des MESFETS en déterminant le potentiel ainsi que le champ électrique par la méthode de perturbations puis par la méthode des différences finis une comparaison entre les deux méthodes est entamée.

Ce travail de modélisation et de caractérisation du composant **MESFET GaAs** est indispensable à toute étude de circuit logique et analogique à base du **MESFET GaAs** et sera d'un grand apport pour la conception assistée par ordinateur des circuits micro-ondes.

Mots clés : Modélisation, Simulation, MESFET, GaAs,

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

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

بعد ذلك قمنا بحل معادلة poisson ذات بعدين بطريقتين مختلفتين حيث بصياغة نموذج تحليلي للوسائط الفيزيائية و الهندسية للمركب MESFET GaAs و وصف السلوك الستاتيكي للترانزستور باستخدام تقريب النفق التدريجي إضافة إلى ذلك عرضنا الطرق التحليلية و التجريبية التي تسمح بإيجاد عبارات كل العناصر الخطية و الغير خطية المؤلفة للمخطط الكهربائي

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