

## **Introduction générale:**

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

Ainsi, le développement spectaculaire notamment des communications mobiles au cours des dernières années a conduit à une recherche de technologies robustes et fiables, à des coûts relativement raisonnables dans le domaine de l'électronique. Les études développées dans le cadre de nouveaux marchés militaires et civils sont à l'origine d'une évolution importante de tous les secteurs d'activités de l'électronique hyperfréquence [1].

Les transistors à effet de champ sont toujours parmi les composants électroniques omniprésents dans notre vie quotidiennement et ont un rôle très important dans la nouvelle technologie. Ils sont au cœur de la révolution qui a porté une grande part de développement technologique de très haut niveau.

Historiquement, le principe de fonctionnement des transistors à effet de champ a été décrit pour la première fois par W.Shokley en 1952[2] [3], il repose sur la modulation du courant passant entre les électrodes de drain et de source. Cette modulation est commandée par la tension appliquée sur l'électrode latérale de grille. Ce dispositif présente l'avantage d'être unipolaire : un seul type de porteurs participe à la conduction du courant.

Les premiers transistors à effet de champ ont été réalisés en silicium (Si). Ce semi-conducteur présente de nombreux avantages pour la réalisation des composants électroniques: structure cristalline simple, peu onéreuse, facile à réaliser, existence d'un oxyde de silicium isolant. Cependant le silicium permet des fréquences d'utilisation maximales de l'ordre de quelques gigahertz. Afin de disposer des composants pouvant fonctionner à des fréquences plus élevées, le silicium a été remplacé par l'arséniure de gallium (GaAs), qui possède une mobilité électronique six fois plus élevée que le silicium.

Le choix du GaAs comme un matériau permettant d'obtenir de très hautes performances pour réaliser les circuits intégrés, n'est pas uniquement lié à ses propriétés semi-conductrices très intéressantes, mais à un compromis favorable entre les différents critères tels que propriétés métallurgiques, aptitude aux réalisations technologiques, domaine de température de fonctionnement et tolérance aux radiations.

Le transistor à effet de champ à grille Schottky MESFET en GaAs est proposé pour la première fois par C.A Mead en 1966[3] [4], puis réalisé par W.W.Hooper et W.L.Lahere en 1967[3]

[5], ce composant a été utilisé pour profiter de la rapidité de la réponse de la diode Schottky résultant de l'absence de stockage des porteurs minoritaires. Aujourd'hui ces transistors présentent alors des fréquences supérieures à 100 GHz, avec un facteur de bruit très faible.

Les transistors MESFETs sont en général utilisés dans des dispositifs actifs, tels que des amplificateurs de puissance et leur fabrication est compatible avec la réalisation des circuits MMICs. Cependant, la conception des circuits MMICs reste une tâche difficile et son succès dépend des simulations réalisées sur logiciels de conception assistée par ordinateur (CAO). Toute réalisation technologique étant extrêmement onéreuse, il est indispensable avant la fabrication d'un circuit d'en prévoir le fonctionnement de la façon la plus exacte possible. Par conséquent, il est nécessaire de disposer des modèles non-linéaires, précis, fiables et compatibles avec les outils de CAO actuellement disponibles. Les méthodes de simulation utilisées aujourd'hui pour la conception de circuits reposent essentiellement sur une modélisation des éléments constituant le circuit et notamment des transistors [1].

Dans ce travail nous présentons une comparaison des différents modèles non linéaires utilisés dans la littérature avec le modèle Standard du transistor MESFET GaAs.

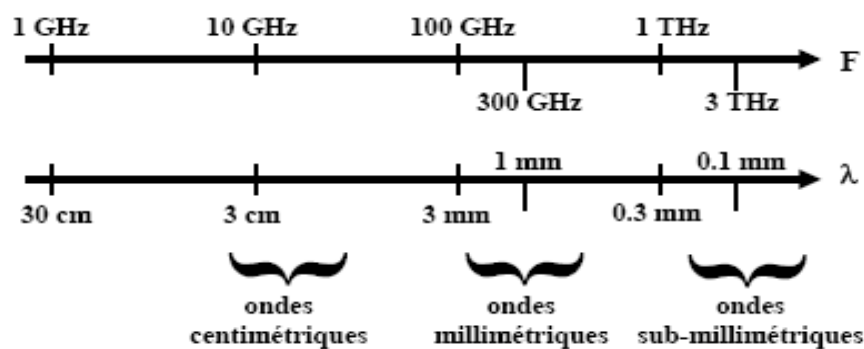
- Le premier chapitre nous avons présenté la famille des composants actifs et qui utilisent les techniques CAO pour modéliser ces caractéristiques.
- La deuxième chapitre nous avons étudié les propriétés principales du matériau GaAs, du contact métal semi-conducteur ainsi que les paramètres essentiels qui interviennent le fonctionnement du MESFET.
- Le troisième chapitre présente une étude des propriétés statiques du composant MESFET GaAs qui nous avons conduit régissant le comportement de la zone active et l'expression de transconductance, conductance et la capacité et les propriétés statiques deux modèle non linéaire.
- Le quatrième chapitre présente les résultats obtenus qui concernent la simulation des propriétés statiques du courant et une comparaison d'une part, le modèle standard et les modèles analytiques et d'une autre part, le modèle expérimental.

### I-1) Introduction:

Ce chapitre est consacré pour présenter les différents types de transistor susceptibles d'être utilisés pour la conception d'amplificateurs de puissance hyperfréquence. Nous nous efforcerons d'analyser chaque composant. Pour cela, nous utiliserons les techniques CAO pour modéliser ces caractéristiques.

### I-2) Les hyperfréquences :

Si, hier, derrière le mot hyperfréquences se cachait principalement le domaine des ondes centimétriques (Ou micro-ondes) aujourd'hui le spectre d'applications s'élargit de plus en plus et couvre la gamme qui va du GHz (téléphone mobile) jusqu'au THz (applications spatiales)



Les principaux problèmes relatifs à l'utilisation de ces ondes proviennent généralement du fait que :

- on utilise des matériaux semi-conducteurs III-V (dont la technologie est moins maîtrisée que le Silicium)
- l'encombrement est élevé (technologies guides d'ondes)
- les coûts de fabrication sont importants....

Néanmoins, le fait que l'on puisse avoir sur toute la gamme de fréquence des composants à l'état solide, les progrès de la technologie, le développement des circuits intégrés monolithiques (MMIC), la miniaturisation des dispositifs, et surtout le fait que certaines fréquences et/ou fonctions (principalement optoélectroniques) ne puissent être atteintes qu'en matériaux III-V (jusqu'à aujourd'hui), impliquent un développement conséquent de l'utilisation des techniques des hyperfréquences et des composants associés.

Les hyperfréquences sont principalement utilisées pour le transfert d'informations, les mesures à distance avec des applications dans les domaines des télécommunications, des transports, du biomédical et des applications spatiales et/ou en radioastronomie.

Citons quelques fréquences couramment utilisées déjà aujourd'hui ou qui le seront très bientôt :

- qqz GHz : les porteuses pour la téléphonie mobile, les radars (doppler,...)
- 60 GHz : communications entre automobiles
- 94 GHz : applications militaires (radars)
- 200 GHz- 2 THz : projets actuels de la NASA et de l'ESA (projets FIRST, SOPRANO, PYRAMID)

Observation de la terre vue de l'espace (environnement), observation de l'espace lointain (retour vers le Big-Bang)

On parle aussi actuellement de débits d'informations à court terme de plusieurs centaines de Gbits/s, voire même du Térabit/s. Pour faire fonctionner ces systèmes, il faudra des composants d'extrémité possédant des fréquences de coupure proches du THz. D'où le développement d'une électronique appelée « électronique térahertz »

A cette montée en fréquence, difficile à réaliser d'un point de vue technologie de fabrication des composants (miniaturisation induite), viendront se greffer un certain nombre d'obstacles physiques : atténuation de l'atmosphère (~ de l'ordre du km à quelques dizaines de GHz), les coûts de fabrication (développement de lignes de production pour des composants de plus en plus petits, technologies largement sub-micro niques voire nanométriques) [6].

### **I-3) Les composants actifs :**

La structure de base des composants actifs est la jonction. Si la jonction est entre deux semi-conducteurs identiques dopés différemment (P ou N), il s'agit d'une homojonction (par exemple, la jonction base/collecteur de la plupart des transistors bipolaires). Si la jonction est effectuée entre deux semi-conducteurs différents ou entre un matériau conducteur ou isolant et un semi-conducteur, il s'agit d'une hétérojonction (jonction métal- semi-conducteur, jonction entre deux semi-conducteurs ayant des bandes interdites différentes, jonction métal- oxydesemiconducteur, etc...). Selon la nature des semi-conducteurs en présence, la différence de bande interdite peut se retrouver en partie du côté bande de conduction pour créer un puits de potentiel (transistor à effet de champ à hétérojonction) ou presque en totalité du côté bande de valence pour diminuer le courant de trous d'un transistor NPN et ainsi améliorer l'efficacité d'injection. C'est le cas du transistor bipolaire à hétérojonction. Le transport des électrons peut avoir lieu perpendiculairement au plan de la jonction comme dans les transistors bipolaires ou bien parallèlement au plan de la jonction comme dans les transistors à effet de champ. Les jonctions métal-semiconducteur des FET sont polarisées en inverse, ce qui correspond à un courant est très faible et il est ainsi possible de créer une capacité variable ou une résistance variable avec une puissance de commande quasiment nulle. Lorsque les jonctions sont polarisées en direct ou lorsque les polarisations continues sont appliquées à des contacts ohmiques, les courants générés

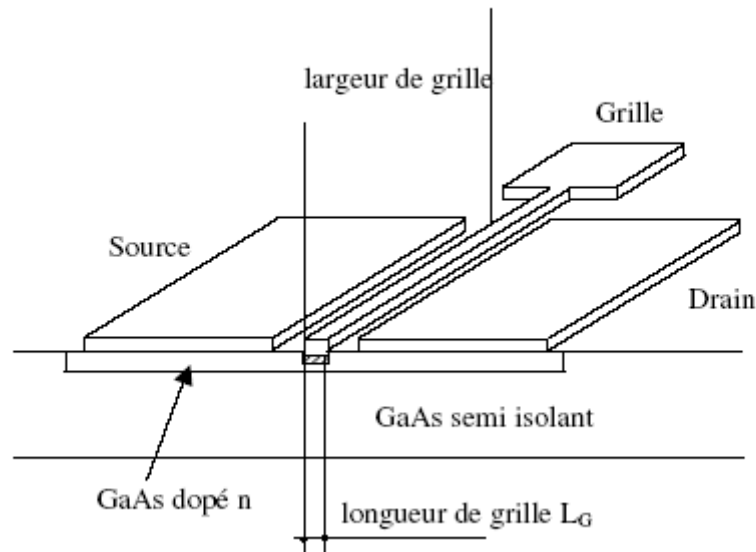
---

obligent à dissiper des puissances qui peuvent devenir importantes et il faudra alors se préoccuper du rendement électrique des circuits et de la température des puces[7] [8] [9].

### **I-3-1) Le transistor à effet de champ à grille Schottky (MESFET):**

La figure (I-1) représente la configuration de principe d'un transistor à effet de champ sur GaAs. Ce composant reste la base des circuits intégrés monolithiques micros ondes réalisées en grande série pour la partie émission des radiotéléphones ou les récepteurs de télévision par satellite. Une tension appliquée entre les contacts ohmiques de drain et de source fait circuler un courant d'électrons parallèlement à la surface du semi-conducteur. La saturation de ce courant est due à la saturation de la vitesse des électrons. L'intensité du courant est contrôlée par la profondeur de la zone déplétion qui apparaît sous la jonction métal- semi-conducteur constituant la grille (contact Schottky) et qui est polarisée en inverse. Les performances en fréquence de ce type de transistor ont d'abord été améliorées en diminuant la longueur de grille qui est passée en 20 ans de 0,7 à 0,15  $\mu\text{m}$ . Les largeurs vont de 10  $\mu\text{m}$  à 200  $\mu\text{m}$  par doigt de grille. Les descriptions du fonctionnement de ce composant à l'aide de formulations analytiques (modèles à canal graduel) restent très partielles Car elles décrivent mal la forme particulière de la courbe de vitesse des électrons en fonction du champ électrique qui comporte un pic puis une saturation. Des électrons rapides rattrapent des électrons lents pour former une accumulation à la fin du canal. Les modèles de ce transistor, qu'ils soient linéaires ou non linéaires seront donc plutôt obtenus en approximant les résultats de mesures par des fonctions numériques (modèles phénoménologiques).

---



**Figure I-1: Le transistor à effet de champ à grille Schottky (MESFET)**

### **I-3-3) Le transistor à effet de champ à hétérojonction (HFET):**

Une autre technique pour diminuer le temps de transit dans les transistors consiste à faire passer les électrons constituant le courant source drain dans un semi-conducteur non dopé. La vitesse des électrons est en effet d'autant plus rapide que le dopage du semi-conducteur est faible. Les figures (I-2) et (I-3) représentent un transistor à effet de champ à hétérojonction de type GaAlAs / GaAs. Plusieurs couches de semi-conducteurs différents sont placées sous les électrodes. Ces couches constituent une hétérojonction entre un premier semi-conducteur (GaAs) et un second semi-conducteur ( $Ga_xAl_{1-x}As$ ) ayant un gap qui dépend de la proportion, mais qui est toujours plus élevé que celui de GaAs. La répartition de la différence de gap entre la bande de conduction ( $\Delta E_c$ ) et la bande de valence ( $\Delta E_v$ ) des diagrammes d'énergie crée un puits de potentiel du côté GaAs de l'hétérojonction qui a été délibérément non dopé. Le matériau GaAlAs étant dopé N, des électrons en provenance de la partie dopée s'accumule dans le puits de potentiel qui va constituer le canal du transistor. Sous l'effet de la tension appliquée entre drain et source, ces électrons vont se déplacer dans une zone non dopée et donc à grande vitesse. Cette particularité permet, à longueur de grille identique, d'augmenter la fréquence de coupure de ce type de composant par rapport à un transistor à effet de champ à canal simple.

L'inconvénient de ce type de transistor vient de ce que le canal est constitué par le puits de potentiel qui a une largeur très faible. Ceci limite le courant de ce composant.

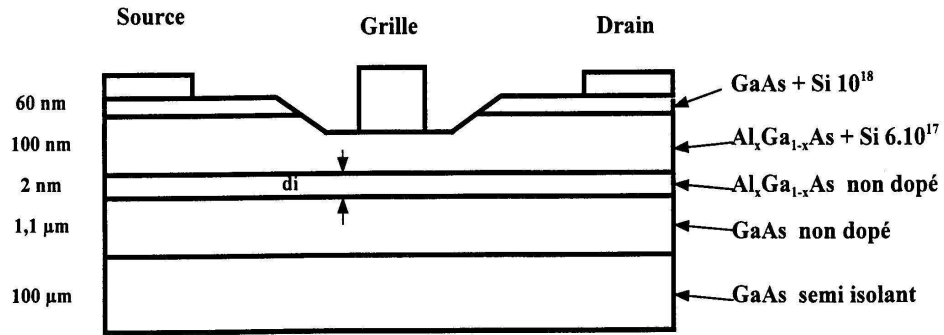


Figure I-2: Profil d'un transistor à effet de champ à hétérojonction (HFET)

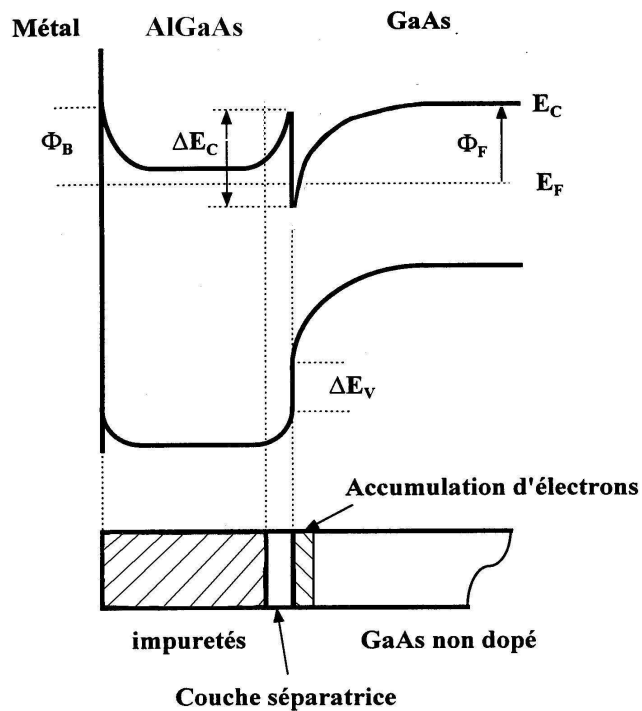


Figure I-3: Diagramme de bande et dopages d'un HFET

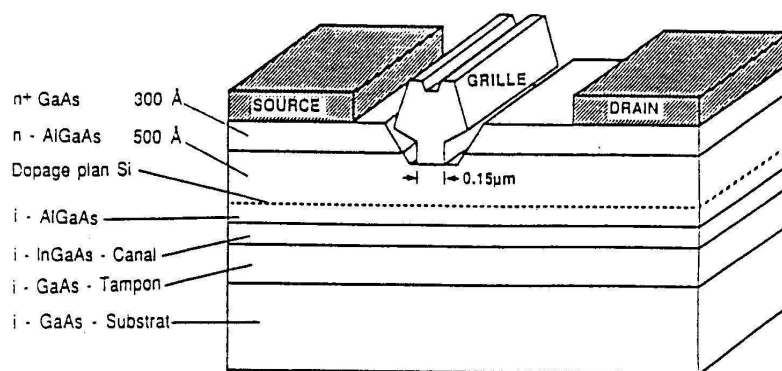
#### I-3-4) Le transistor à effet de champ pseudo morphique (P-HFET):

Pour pallier l'inconvénient de la structure précédente, une solution consiste à réaliser un canal tel qu'il est représenté sur la figure (I-4). Cette fois, le canal est constitué d'un composé GaInAs qui se trouve en sandwich entre les couches GaAlAs et GaAs du transistor précédent. Il y a donc maintenant deux hétérojonctions qui forment un puits de potentiel plus large que pour la structure précédente figure (I-5). Le courant dans ce transistor peut donc être plus élevé. Mais, la vitesse des électrons dans GaInAs (non dopé) est aussi plus élevée que dans GaAs. Cette dernière caractéristique est tempérée par le fait que le matériau GaInAs n'est pas parfaitement

adapté en longueur de maille avec GaAs et GaAlAs. La dimension de la maille du cristal de GaInAs (par exemple :  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$ ) doit s'aligner de force sur celle de GaAs lors de l'épitaxie: le matériau GaInAs est contraint et aucune dislocation ne se produit si la couche est suffisamment fine. C'est cette couche, appelée pseudomorphique, qui donne son nom à ce type de transistor. La vitesse des électrons dans le matériau contraint n'est pas aussi grande que dans le cristal de GaInAs relaxé, mais reste supérieure à la vitesse dans GaAs.

Ce type de transistor existe aussi sur substrat InP. Une couche de  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  peut alors être disposée en sandwich entre une couche d' $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$  et une couche d'InP qui ont un gap plus grand et les proportions de Ga et de In qui sont choisies correspondent à un accord de maille parfait avec InP et surtout, avec cette nouvelle proportion entre Ga et In, les électrons sont plus rapides. Ce dernier transistor est à double hétérojonction, mais n'est plus pseudo morphique.

Avec le transistor précédent (substrat InP) mais une couche de  $\text{Ga}_{0,35}\text{In}_{0,65}\text{As}$ , les électrons vont encore plus vite et cette fois, le transistor est à nouveau pseudo morphique.



**Figure I-4: Profil d'un transistor à effet de champ à hétérojonction pseudo morphique (P-FET)**

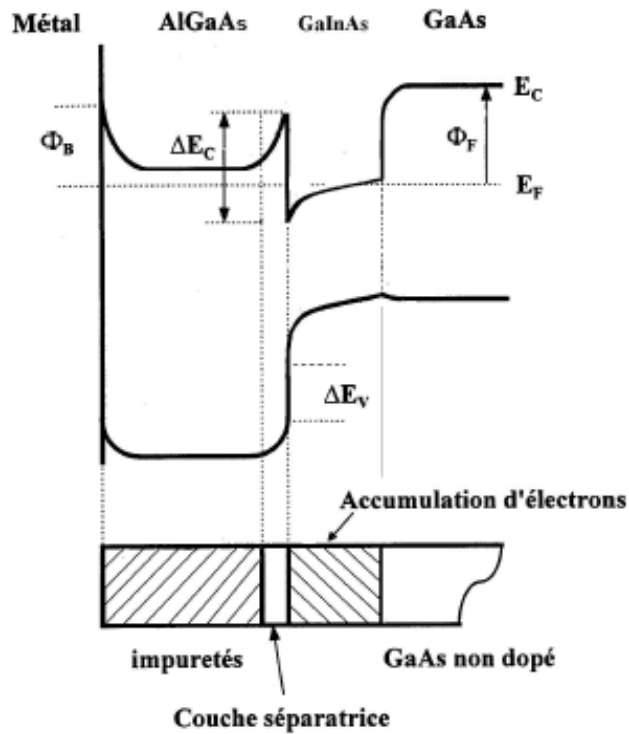
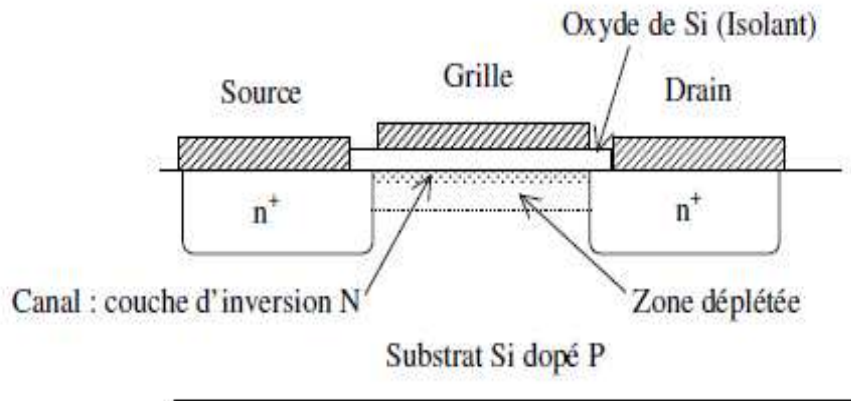


Figure I-5: Diagramme de bande et dopages d'un P-HFET

### I-3-5) Le transistor MOS :

Ce transistor est de loin le plus répandu des transistors constituant les circuits intégrés puisqu'on le trouve en un milliard d'exemplaires sur certaines puces de mémoire. Son profil est rappelé sur la figure (I-6). C'est un transistor à effet de champ, dans lequel on trouve une grille métallique (M), un isolant (I) et le semi-conducteur (S). Son nom général est donc MISFET. Mais le seul isolant qui ait été réalisé dans de bonnes conditions est un oxyde (O) de silicium sur un substrat silicium. Le seul MISFET existant est donc un MOSFET. Si une tension suffisamment positive est appliquée sur la grille du transistor de la figure (I-6), à l'interface entre l'isolant et le semi-conducteur dopé P, il apparaît une couche d'inversion, c'est à dire des charges N qui constituent le canal du transistor. La quantité de charges est contrôlée par la grille et elles peuvent être mises en mouvement par une tension entre source et drain (sur la figure (I-6),  $V_{ds} \ll V_{gs}$ ). Ce transistor est en principe assez lent pour deux raisons. D'une part, les électrons de la couche d'inversion doivent arriver par les contacts latéraux. D'autre part, le transport de ces électrons s'effectue juste à l'interface entre oxyde et semi-conducteur. Cet interface n'est parfait et donc la vitesse des porteurs y est plus faible que dans la partie massive du matériau où elle est déjà assez lente pour le Si. Mais pour augmenter le nombre de transistors sur une puce, il a fallu considérablement diminuer leur dimension et les longueurs de canal arrivent à 0,18 ou 0,15  $\mu\text{m}$  ce qui diminue considérablement le temps de transit sous la grille. Ces transistors, au moins ceux ayant un canal N, ont ainsi des fréquences de coupure d'une

dizaine de GHz, ce qui permet d'en faire des circuits intégrés pour la partie basse des micro ondes.



**Figure I-6: Schéma d'un MOSFET**

### **I-3-6) Le transistor bipolaire simple ou à hétérojonction:**

Le transistor bipolaire en silicium atteint des  $F_t$  d'une dizaine de GHz et des  $F_{max}$  de 40GHz. Ce composant est donc un bon candidat pour réaliser des circuits dans la partie basse du spectre micro-onde (1,8 GHz). Mais pour que le courant de trous soit faible devant le courant d'électrons dans un transistor NPN (bonne efficacité d'injection), il faut bien plus doper l'émetteur que la base.

La base étant peu dopée, elle est très résistive et il n'est pas possible de trop diminuer son épaisseur pour diminuer le temps de transit et donc augmenter le  $F_t$  sous peine d'avoir une résistance de base trop élevée et donc une diminution importante de  $F_{max}$ .

C'est pour corriger cet inconvénient qu'il a été proposé d'introduire une hétérojonction entre l'émetteur et la base figure (I-7). Cette hétérojonction (grand gap pour l'émetteur, petit gap pour la base), est choisie de telle manière que la différence de gap se retrouve surtout du côté de la bande de valence pour diminuer le courant de trous. Grâce à cette particularité, le dopage de la base peut maintenant être bien plus grand que le dopage de l'émetteur, ce qui permet de réaliser des épaisseurs de base très faibles et donc des  $F_t$  et des  $F_{max}$  très élevés (respectivement 50 et 120 GHz) par exemple avec des hétérojonctions GaInP / GaAs. La figure (I-8) donne la configuration d'un tel transistor. Le  $F_t$  des transistors étant inversement proportionnel aux temps de transit dans l'émetteur, la base et le collecteur, il y a moyen d'augmenter encore le  $F_t$  en utilisant des transistors bipolaires où l'hétérojonction est du type InP / GaInAs ou InAlAs / GaInAs. Le substrat de ce composant est alors de l'InP.

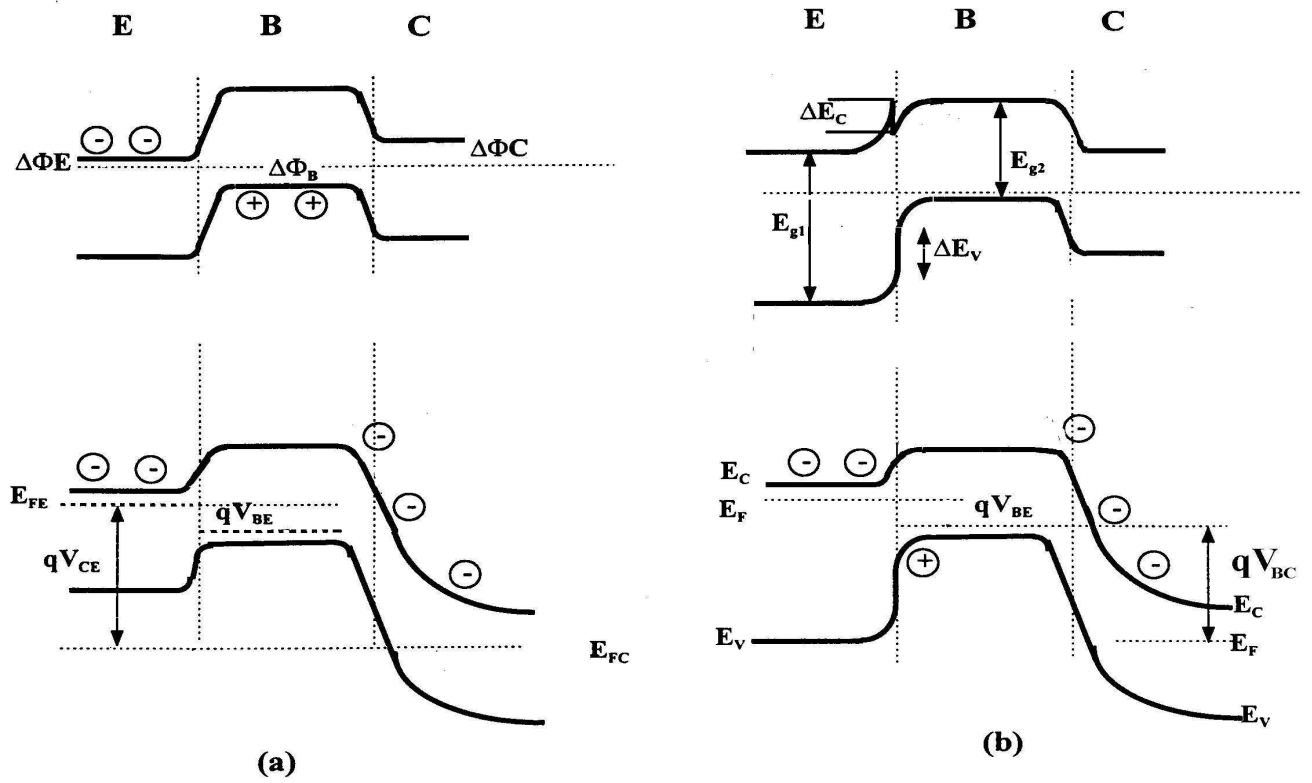


Figure I-7: Diagramme de bande de transistors bipolaires simples (a)  
et à hétérojonction (b)

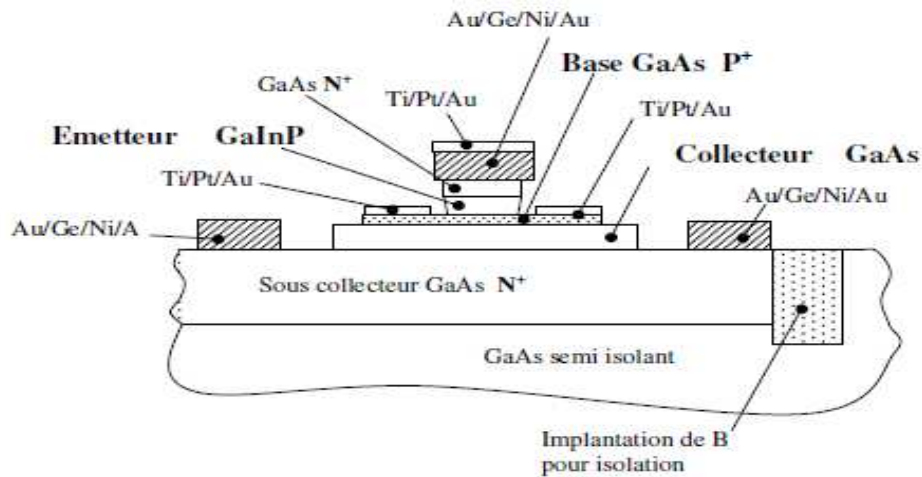


Figure I-8: Profil d'un transistor bipolaire à hétérojonction

### I-3-7) Les types des transistors

Le tableau (I-1) synthétise tous les types de transistors qui ont été passés en revue dans les paragraphes précédents. Les transistors silicium (bipolaires et même MOSFET) sont en visages pour les circuits à 1,8 GHz. Les transistors bipolaires à hétérojonction Si / SiGe, sont des candidats sérieux pour réaliser les circuits entre 1 et 5 GHz.

Les transistors à effet de champ à canal simple ou à hétérojonction ainsi que les transistors bipolaires à hétérojonction sur GaAs sont disponibles dans les fonderies de circuits monolithiques. Ils peuvent faire des circuits de 1 à 90 GHz

Les transistors à effet de champ ou bipolaire sur InP sont actuellement en étude et ont tous déjà donné lieu à des réalisations de circuits monolithiques au-delà de 100 GHz [7] [10] [11].

| Transistors à effet de champ<br>(transport horizontal) |  |                           | Transistors bipolaires<br>(transport vertical) |                                      |  |
|--|--|---------------------------|--|--------------------------------------|--|
| Si   | GaAs   | Inp                       | Si   | GaAs                                 | Inp  |
| MOSFET   | MESFET   |                           | Bip  |                                      |  |
| LD MOS   | HEFET<br>GaAlAs/GaAs<br><br>p-HEFET<br>GaAlAs/<br>InGaAs | HEFET<br>InAlAs/<br>InGAs | HBT<br>Si/SiGe                                 | HBT<br>GaAlAs/<br>GaAs<br>GaInP/GaAs | HBT<br>InAlAs/<br>InGaAs<br>InP/InGa<br>As |

**Tableau I-1: Différents types des transistors susceptibles de constituer des circuits monolithiques**

#### I-4) Les techniques de CAO :

Quelles sont les différentes approches possibles de modélisation ? On peut définir une hiérarchie

- modèles physiques
  - résolution des équations de transport
  - modèles particuliers (Monte-Carlo)
  - modèles physico électronique (dérive-diffusion, hydrodynamique....)
  - modèles quantiques
- modèles électromagnétiques :
  - environnement des composants
  - rayonnement
- modèles électriques :
  - schéma équivalent de bruit
  - schéma non linéaire
- Simulations des circuits et application

La modélisation peut-être aussi une aide à la fabrication avec la génération de " layouts " (dessin de masques).

Ainsi, ces approches permettent de décrire (comprendre les phénomènes), prédire (aide à la Conception) et utiliser (développement des applications) les composants.

Historiquement, le premier simulateur commercial fut SPICE pour les circuits électroniques. Ce logiciel, quant à son contenu, ne cesse de se développer.

Pour l'électromagnétisme, en vogue aujourd'hui HFSS (High Frequency Structure Simulator) de chez Agilent Technologies (Hewlett-Packard) OU Ansoft (transfuges !).

Pour les circuits micro-ondes, le plus populaire MDS (Microwave Design System) ou maintenant ADS (Advanced Design System) de chez Agilent ...

Sans oublier à ADS (et/ou MDS), largement utilisé en micro-ondes et électronique non linéaire. Ce dernier peut faire de l'analyse DC, AC petit signal et non linéaire en régime de grand signal. Il repose sur la notion d'équilibrage harmonique (harmonic balance) pour les circuits multi-fréquences.

Qui se résume à déterminer toutes les grandeurs caractéristiques intéressantes matrices S, puissances, rendements, à toutes les fréquences de travail du dispositif. De plus, on peut introduire les éléments, passifs de filtrage et d'adaptation d'impédances. Enfin, des études de bruit, en général à partir des modèles prédéfinis sont possibles.

Pour les diodes et les transistors les plus courants, les bibliothèques de ces composants incorporant des modèles linéaires et non linéaires sont disponibles dans ces logiciels. Néanmoins, pour les utiliser correctement et efficacement, il est nécessaire de connaître, au moins dans leurs grandes lignes, les principes physiques de fonctionnement de ces divers composants [12].

---

**II-1) Introduction :**

Dans ce chapitre, nous présentons les caractéristiques du MESFET GaAs, nous définissons la structure et le principe de fonctionnement du MESFET GaAs et propriétés de l'arséniure de gallium, ainsi que les phénomènes physiques internes au composant qui régissent son fonctionnement.

**II-2) La structure du transistor MESFET GaAs :**

La structure d'un transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium à grille Schottky (MESFET GaAs) sous sa forme la plus classique est représentée sur la figure (II-1-a) [13].

Sur un substrat semi isolant de GaAs dopé au chrome (Cr) sur lequel on fait croître une couche épitaxie dite couche active de type N d'arséniure de gallium d'épaisseur  $a$  comprise entre 0.3 et 0.6 $\mu\text{m}$ , une métallisation d'aluminium (Al) est déposée ensuite de longueur  $L$  comprise entre 0.5 et 4 $\mu\text{m}$ , elle forme l'électrode de grille. La grille et la couche épitaxie de GaAs forment un contact Schottky.

Par métallisation d'un alliage Au-Germanium (Au-Ge) on réalise des contacts ohmiques sur la région N de chaque côté de la grille, ce sont les connexions de source et de drain. La distance entre ces deux électrodes peut varier suivant les structures entre 3 et 10 $\mu\text{m}$ . Il est nécessaire d'augmenter la concentration des porteurs aux extrémités des contacts pour assurer un bon contact ohmique.

Le canal conducteur de type N est généralement réalisé par un dopage uniforme au moyen de soufre ou quelque fois de sélénium ou d'étain.

Les diverses technologies utilisées pour la réalisation de la couche active épitaxie sont :

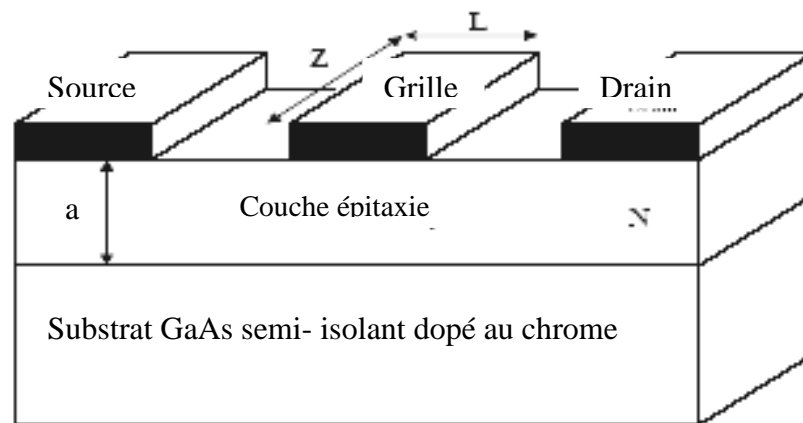
- l'épitaxie en phase liquide, ne permet pas le contrôle de l'épaisseur  $a$  de la couche active.
  - l'épitaxie en jet moléculaire, permet le contrôle de l'épaisseur  $a$  avec une très grande précision et est bien adaptée à la réalisation de MESFET's GaAs normalement bloqués dits " normally-off ".
  - l'implantation ionique, permet de réaliser des couches ayant des propriétés semblables à celles obtenus par épitaxie ; elle est utilisée pour le dopage du semi conducteur et assure une homogénéité excellente pour les structures réalisées par cette technique.
  - l'épitaxie en phase vapeur, très utilisée dans l'industrie des composants discrets, présente l'avantage d'être moins coûteux que l'implantation ionique [14] [15].
-

Le substrat semi isolant(s-i) du MESFET GaAs est un monocristal orienté suivant le plan (001) de type N, il est obtenu par la méthode de BRIDGAMAN ou la méthode de CZOKRALSKI de tirage des cristaux.

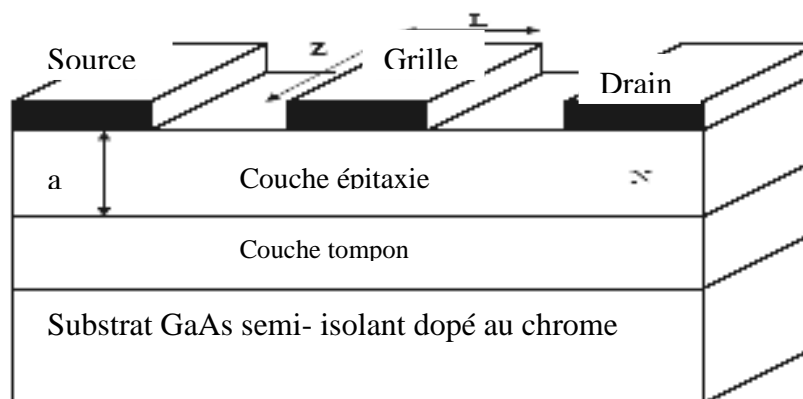
La résistivité de ce semi -isolant est de l'ordre de  $10^6$  à  $10^8$   $\Omega$ .cm avec une densité d'électrons libres de  $10^7$  atomes/cm<sup>3</sup>. L'utilisation de ce substrat semi-isolant permet d'isoler électriquement les différents composants d'un circuit intégré.

Les performances des premiers transistors réalisés avec ce genre de substrat étaient affectées par des effets d'hystérésis qui apparaissent sur la caractéristique courant tension (I-V) [15].

Afin de remédier à ce problème il est primordial d'intercaler une couche dite tampon entre la couche active N et le substrat semi isolant. Cette couche dopée ( $\sim 10^{12}$  à  $10^{14}$  atomes/cm<sup>3</sup>) a une épaisseur moyenne de l'ordre 10 $\mu$ m. figure (II-1-b) elle est quasi-intrinsèque et aussi résistive que le substrat semi isolant [13].



(a)



(b)

**Figure II-1 : coupe schématique du MESFET GaAs**

**a) sans couche tampon b) Avec couche tampon**

**II-3) principe de fonctionnement :**

Le principe de fonctionnement du MESFET GaAs est identique à celui du transistor à jonction à effet de champ classique JFET basé sur l'effet de transport des porteurs majoritaires (électrons) dans le canal de conduction, dont l'épaisseur est modulée sous l'action d'un champ électrique perpendiculaire à la direction du courant.

La diode de Schottky de grille constituée sur le GaAs est une barrière métallique équivalente à une jonction PN abrupte. Une tension négative appliquée sur cette électrode correspond à une polarisation inverse, elle développe sous le contact une zone de charge d'espace dépeuplée, le canal voit sa hauteur réduite. Donc on peut moduler le courant de drain au moyen de la tension de grille.

On suppose que la source est portée à la masse,  $V_d = 0$ . Lorsque la grille est polarisée par rapport à la source, par une tension négative  $V_g$ , une zone vide de porteurs de profondeur  $h$  est développée dans le canal. La section conductrice est alors  $a-h$ .

Le drain est polarisé par rapport à la source une tension  $V_d$  positive créant dans le canal un courant  $I_d$ . En raison de la polarisation du drain, le contact Schottky grille-canal est plus polarisé côté drain que côté source, ce qui entraîne une variation de la largeur  $h$ , c'est-à-dire de la section conductrice tout le long du canal.

Le principe de fonctionnement est représenté sur la figure (II-2) sur laquelle est schématisée la zone active du transistor sous différents régimes de polarisation [13].

- $V_d \ll V_{dsat}$  : **régime de fonctionnement linéaire**

La tension de drain-source est faible, un courant circule dans le canal entre la source et le drain. La variation relative de la section du canal  $\Delta(a-h)/a$  est négligeable, la conductance du canal reste sensiblement constante et le courant de drain varie proportionnellement à la tension drain-source. C'est la région linéaire des caractéristiques [5].

- $V_d \leq V_{dsat}$  : **régime sous linéaire**

Quand la tension drain-source augmente, le champ électrique dans le canal augmente et la déformation de ce dernier devient importante, le courant présente une variation sous linéaire avec la tension  $V_d$  et amorce une saturation lorsque  $V_d = V_{dsat}$ .

Notons que pour les MESFET's la longueur active du canal est considérablement réduite, elle est de l'ordre du micron. Il en résulte que le champ électrique longitudinal dans le canal est important, de sorte que la variation de la vitesse des porteurs avec celui-ci devient non

négligeable et atteint une vitesse limite ou une vitesse de saturation  $V_s$  lorsque le champ électrique atteint une valeur caractéristique  $E_C$  [10].

- $V_d > V_{dsat}$  : **régime de saturation**

Quand la tension drain-source augmente au-delà de la tension de pincement, le point de pincement se déplace vers la source. L'excédent de tension se trouve aux bornes de la zone de charge d'espace, dont la résistivité est beaucoup plus importante que celle du canal. La tension aux bornes du canal conducteur reste sensiblement constante et égale à  $V_{dsat}$ .

Dans la mesure où la variation relative de la longueur du canal est faible la conductance du canal reste constante et par suite le courant de drain reste constant et égal au courant de saturation  $I_{dsat}$ . La faible diminution de la longueur du canal entraîne une faible augmentation de la conductance du canal et par suite une faible augmentation du courant de drain. Le courant est transporté par les porteurs qui circulent dans le canal entre la source et le point de pincement. Ces porteurs sont ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ favorable qui les propulse vers l'électrode de drain. Lorsque la tension drain source varie. Le régime de pincement est atteint d'autant plus rapidement que la zone de charge d'espace est importante à  $V_d = 0$ , c'est-à-dire que  $V_g$  est important. Lorsque la tension de polarisation grille-source augmente, la largeur conductrice du canal à  $V_d = 0$  diminue. A partir d'une certaine valeur de  $V_g$ , le canal est obturé quelque soit la valeur de  $V_d$ . Le transistor est bloqué, la tension grille correspondante est la tension de seuil. Dans l'autre sens, lorsque la tension de grille devient positive, le courant de drain n'est plus égal au courant de source; on est alors en régime de grille en direct [16].

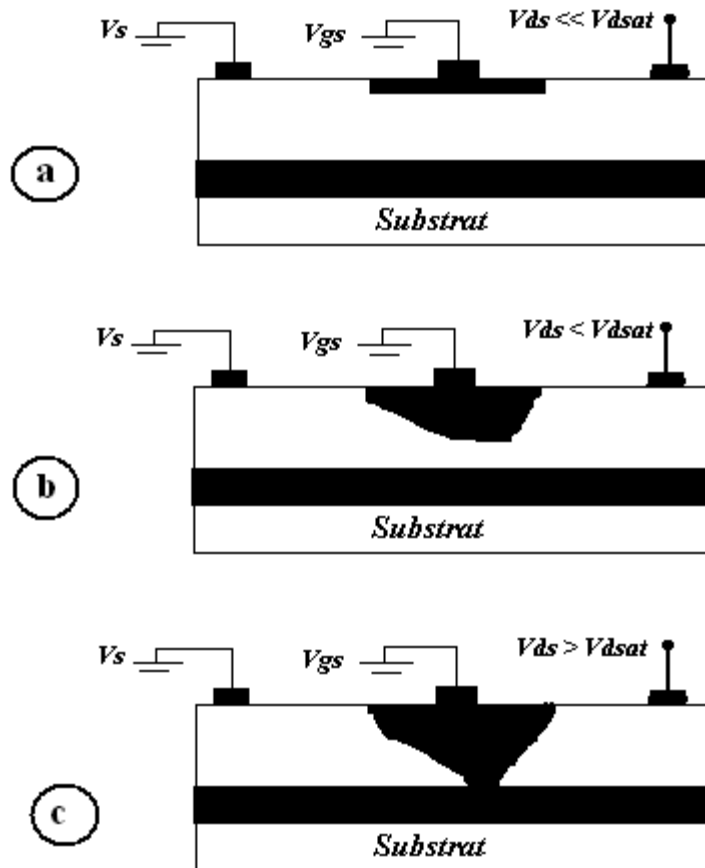


Figure II-2 : Principe de fonctionnement du MESFET

- a)  $V_d \ll V_{dsat}$  : régime de fonctionnement linéaire
- b)  $V_d \leq V_{dsat}$  : régime sous linéaire
- c)  $V_d > V_{dsat}$  : régime de saturation

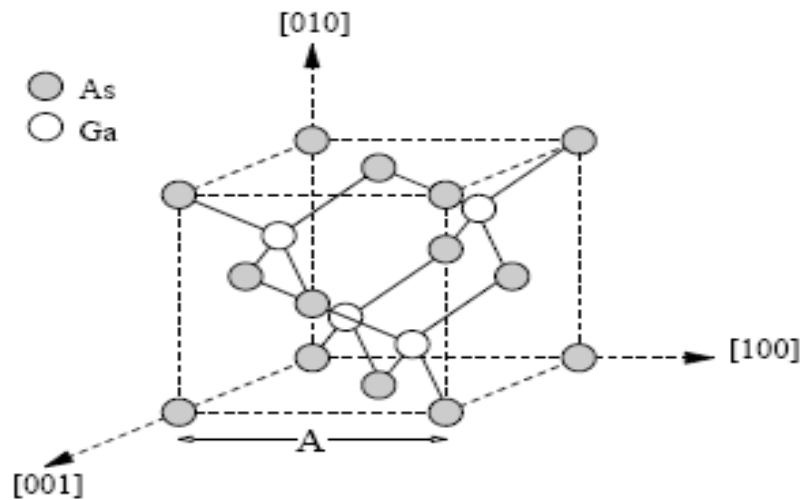
## II-4) Propriétés du matériau GaAs :

### II-4-1) structure cristallin :

Le GaAs est un matériau semi-conducteur III-V composé de l'élément gallium (Ga) de la colonne III et de l'élément arsenic (As) de la colonne V du tableau périodique des éléments. Le GaAs a été obtenu par Goldschmidt en 1929, mais la première propriété électronique rapportée des composés III-V comme semi-conducteurs ne sont apparues qu'en 1952.

Le GaAs présente une structure cristallographique de la blende de zinc qui se compose de deux réseaux cubiques à face centrée (FCC) déplacés par un vecteur  $(a_0/4, a_0/4, a_0/4)$ , avec  $a_0$  étant la longueur de l'arête du cube élémentaire ( $a_0 = 5.653 \text{ \AA}$ ), le premier réseau se compose entièrement d'atomes Ga et l'autre d'atomes As [17].

La figure (II-3) présente la structure cristalline du GaAs [18].



**Figure II-3 : structure cristalline du GaAs**

#### II-4-2) Structure de bande de GaAs :

Pour le GaAs, le maximum de la bande de valence est en  $K=0$  et celle-ci est doublement dégénérée avec deux branches  $E=f(K)$  confondues au centre de la zone de Brillouin Figure(II-4).

Les deux bandes décrivent la disposition de porteurs de masses effectives différentes, la masse des trous lourds est de  $0,68m_0$ , celle des trous légers de  $0,12m_0$  de où  $m_0$  est la masse l'électron au repos. Une bande de troisième branche de la valence est abaissée par rapport aux deux premières d'une énergie  $\Delta E$  égale à  $0,33$  ev.

La bande de conduction présente, au centre de la zone de Brillouin ( $K=0$ ) un minimum non dégénérée, qui est une vallée à symétrie ( $\Gamma$ ) appelée vallée centrale. Il existe également d'autres minima à des niveaux d'énergie plus élevée, les 4 vallées à symétrie L dans la direction  $\langle 111 \rangle$  et les directions équivalentes.

D'après la courbure des différentes vallées, à la quelle est reliée la masse effective des électrons beaucoup plus légers et donc beaucoup plus mobiles que dans les vallées X et L. Cette propriété est en partie responsable de certaines caractéristiques des phénomènes de transport dans le semi-conducteur GaAs.

L'arséniure de gallium étant un composé à gap direct, les transitions électriques les moins énergétiques entre la bande de valence de la bande de conduction peuvent se faire avec conversation du vecteur d'onde  $K$  (sans l'intervention des phonons) [20] [21].

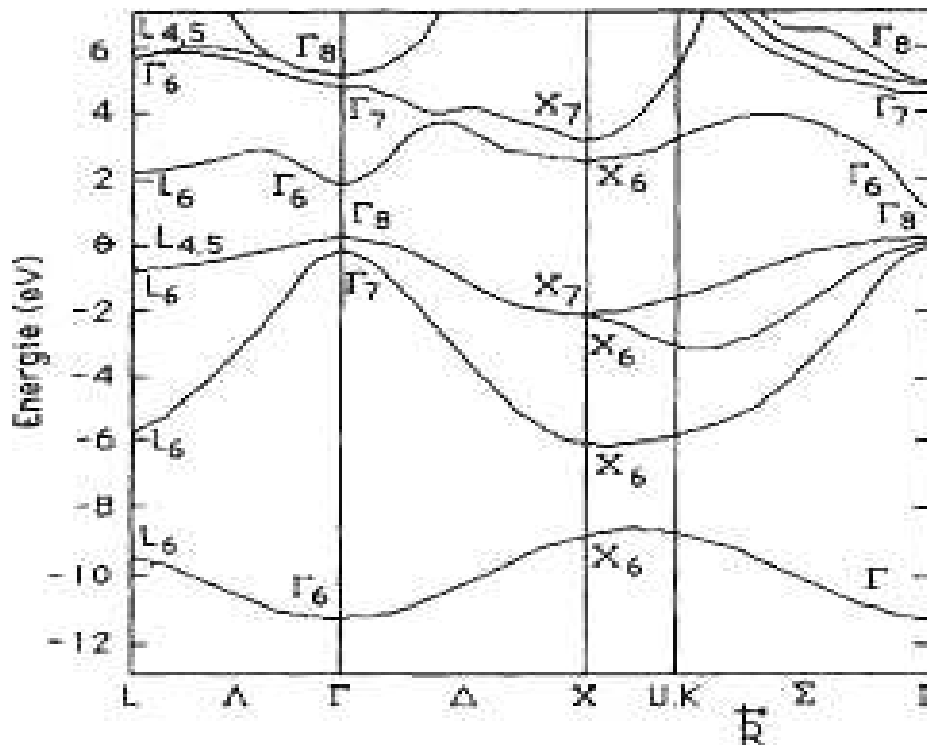


Figure II-4 Structure de bande de GaAs

### II-4-3) Propriétés physiques et électroniques du GaAs :

Les propriétés physique et électronique de l'arséniure de gallium sont :

- Bande d'énergie interdite à 300<sup>0</sup>k: 1.43 ev.
- Permittivité : 12.5 pf.cm<sup>-1</sup>.
- Conductivité thermique : 0.45w.cm<sup>-1</sup>. k<sup>-1</sup>.
- Mobilité des électrons à 300<sup>0</sup>k pour une concentration de 10<sup>16</sup>cm<sup>-3</sup> : 6500cm<sup>2</sup>.v<sup>1</sup>.s<sup>-1</sup>.
- Mobilité des trous à 300<sup>0</sup>k pour une concentration de 10<sup>16</sup>cm<sup>-3</sup> : 400cm<sup>2</sup>.v<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>.
- Vitesse maximale des électrons (transport stationnaire) : 2.10<sup>7</sup>cm.s<sup>-1</sup>.
- Vitesse de saturation des électrons (transport stationnaire) : 10<sup>7</sup>cm.s<sup>-1</sup>.
- Champ électrique de saturation de la vitesse des électrons : 3.5kv.cm<sup>-1</sup> [15].

### II-4-4) phénomènes de transport :

#### A. Régime stationnaire

Un cristal soumis à un champ électrique, voit l'énergie des électrons de sa bande de conduction augmenter. Les électrons accélérés par le champ se déplace et subissent diverses collisions, en particulier des interactions avec les phonons optiques.

En régime stationnaire, il existe une relation entre la vitesse moyenne des électrons et le champ électrique ; elle se traduit à faible champ par :

$$V = \mu_n E \quad (\text{II.1})$$

La constante de proportionnalité  $\mu_n$  étant la mobilité des électrons. Elle peut se mettre sous la forme :

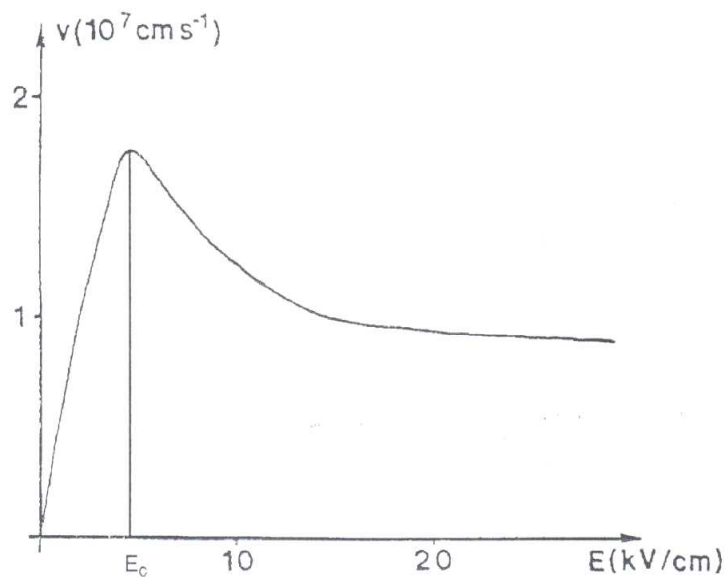
$$\mu_n = \frac{q\tau_n}{m^*} \quad (\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}) \quad (\text{II.2})$$

Où :

$\tau_n$  : est le temps de relaxation du moment électronique.

$m^*$  : la masse effective de l'électron.

Lorsque le champ devient supérieur à un champ critique  $E_C$  qu'on appelle champ de saturation, une partie des porteurs a suffisamment d'énergie pour passer de la vallée centrale dans les vallées latérales. Le transfert se faisant par interaction avec un phonon optique de grand vecteur d'onde. La masse effective des électrons étant beaucoup plus importante dans ces vallées latérales et la vitesse moyenne de la population des porteurs décroît, conduisant à une mobilité différentielle négative figure (II-5). La vitesse électronique maximale est de l'ordre de  $2 \cdot 10^5 \text{ms}^{-1}$  à la température ambiante.



FigureII-5 : vitesse des électrons en fonction du champ électrique

### B- Régime non stationnaire

Lorsque dans un semi-conducteur, les porteurs sont soumis à des variations de champ électrique qui se produisent en des temps de l'ordre de grandeur du temps de relaxation de l'énergie, l'énergie moyenne des électrons n'a pas le temps de s'équilibrer avec le champ. Dans ces conditions, si le champ électrique appliqué est assez élevé ( $E > E_C$ ), les électrons peuvent

acquérir pendant un temps très court, une vitesse supérieure à celle du maximum stationnaire, c'est le phénomène de sur vitesse. La vitesse en régime transitoire peut atteindre six à sept fois la vitesse stationnaire de saturation, selon le champ électrique appliqué figure (II-6).

Ce phénomène qui n'affecte pas le fonctionnement des dispositifs dont les dimensions sont grandes devant les distances dans lesquelles ont lieu les phénomènes transitoires (quelques dixièmes de micron), se manifeste dans les dus positifs submicronique dans lesquelles le temps de transit est comparable ou inférieure au temps de relaxation de l'énergie [15].

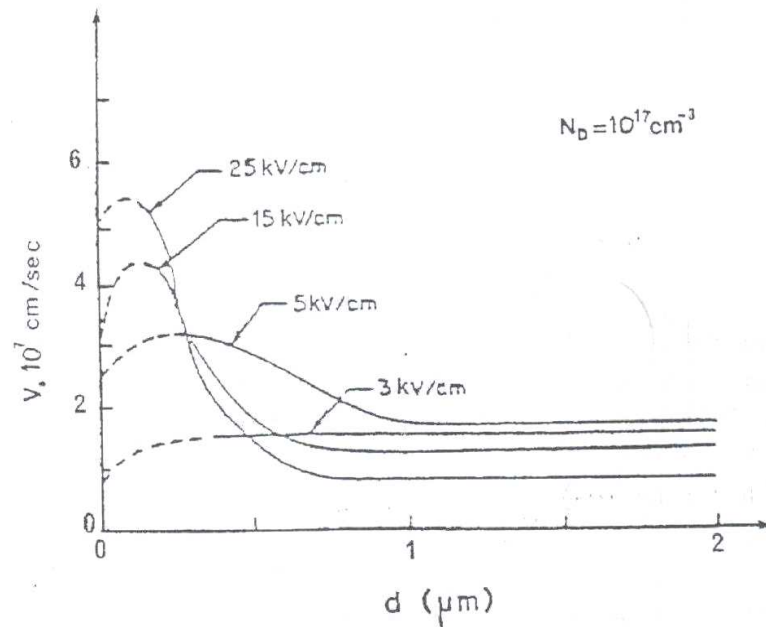


Figure II-6 : Vitesse des électrons en fonction de la distance

### II-5) Amélioration de la structure du MESFET :

Afin d'améliorer les performances du composant, plusieurs techniques de réalisation ont été proposées.

Nous allons présenter quelques unes :

#### II-5-1) Le MESFET à grille creusée :

Dans le GaAs et pour une surface libre, il existe une barrière de potentiel voisine de celle de surface figure (II-7) .cette dernière se traduit par l'existence d'une densité de charge d'espace grille-drian et grille-source.

Il en résulte une sensible augmentation des résistances d'accès. Ces dernières limitent le courant qui est alors mal contrôlé par la grille (surtout pour une polarisation de grille faible ou légèrement positive).

Pour améliorer la commande du transistor, on réalise une grille enterrée

Cette structure réalise en creusant, par attaque chimique ou gravure plasma, une tranche dans le semi-conducteur entre les contacts de source et de drain.

Par cette méthode, on diminue les résistances d'accès à la zone intrinsèque du composant (sous la grille) dues à la zone latérale non contrôlée par la grille.

Ce procédé présente cependant l'inconvénient d'augmenter la complexité des opérations technologiques. On lui préfère souvent la technique de l'implantation ionique localisée qui permet de sur doper les zones inter-électrodes et par conséquent de diminuer les résistances d'accès en augmentant sélectivement la densité des donneurs (cas du semi-conducteur type N)  $N_D$  sous les zones latérales [22] [23].

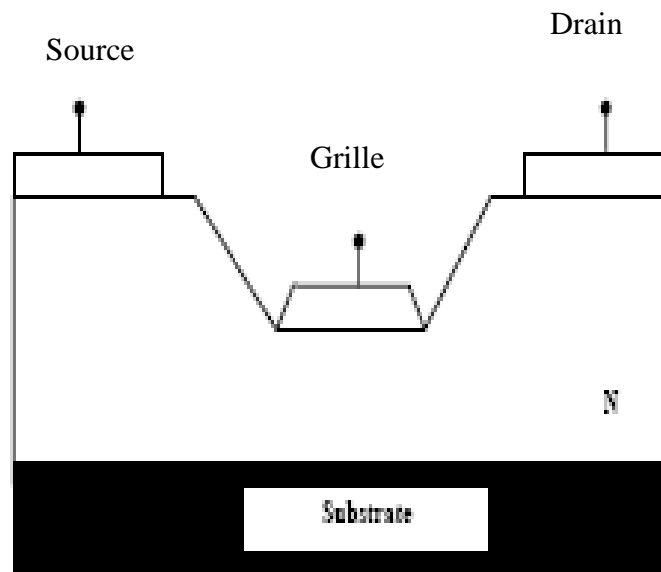


Figure II-7 : coupe longitudinale du MESFET à grille creusée

### II-5-2) La grille champignon :

La résistance associée à la métallisation de grille dégrade les performances micro-ondes et elle est une source importante de bruit de fond.

Pour réaliser des MESFET à faible bruit, il est important de la diminuer. Ainsi la structure à grille champignon a été mise au point où la résistance  $R_g$  est calculée par la relation :

$$R_g = \frac{\rho_g Z}{3 H_g L_{eff}} \quad (\text{II.3})$$

Où :

$\rho_g$  : la résistivité du métal de grille exprimée en  $\Omega\text{m}$ .

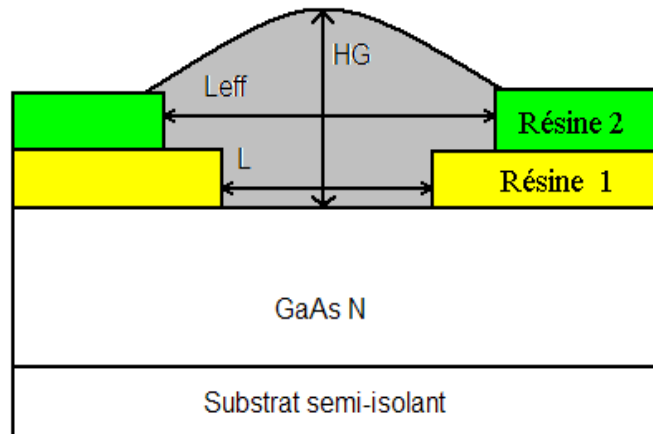
$H_g$  : est l'épaisseur de métallisation (figure II-8).

$Z$  : largeur de grille.

$L_{eff}$  : longueur effective de grille.

La forme de la grille en champignon permet donc de différencier la longueur  $L_{eff}$ , correspondant à la résistance  $R_g$  sans affecter les performances du composant.

Pour réaliser cette forme, on utilise deux couches de résines photosensibles [24].



**Figure II-8 : Coupe d'une grille "champignon" réalisée par double photogravure.**

### II-5-3) La grille divisée en plusieurs doigts :

Cette amélioration a pour but de diminuer la résistance de grille. Elle consiste à diviser la métallisation de grille en plusieurs doigts figure (II-9). On peut ainsi réaliser plusieurs doigts de grille en "II" ou en "T".

Si  $N_K$  est le nombre de doigts de grille en "II" ou en "T", on obtient :

$$R_g = \frac{R_{gi}}{(N_k)^2} \quad (\text{II.4})$$

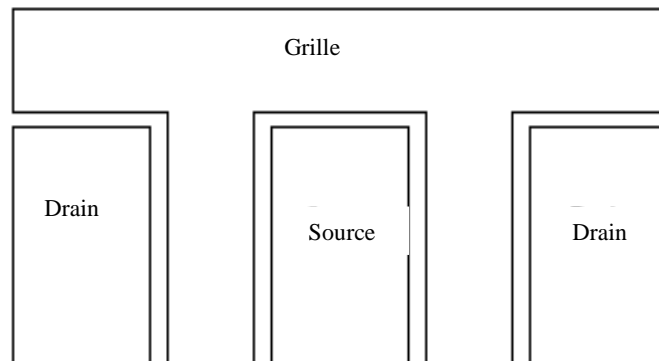
$R_{gi}$  étant la résistance de grille d'un doigt calculée par la relation (II.3) [23] [25].

### II-5-4) autre structure :

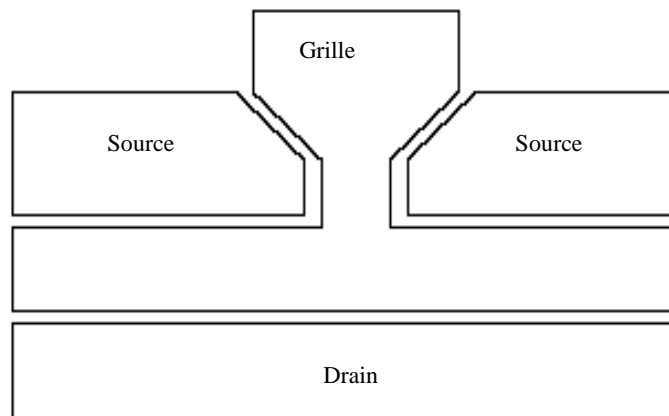
Pour augmenter les fréquences micro-ondes et diminuer le bruit, plusieurs configurations de grille sont considérées.

La figure (II-10a) montre une structure avec une grille semi-isolant, fabriquée par bombardement en  $Ar^+$  de la région. Le dispositif peut réduire la capacité de grille, diminuer le courant de fuite de grille et augmenter la tension de claquage.

La figure (II-10b) montre une structure similaire avec une grille en couche tampon. Cette couche est insérée entre le métal de grille et la couche active. La technique de l'auto-alignement a été utilisée pour réaliser des composants avec une longueur de grille submicronique [15] [23].



(a)

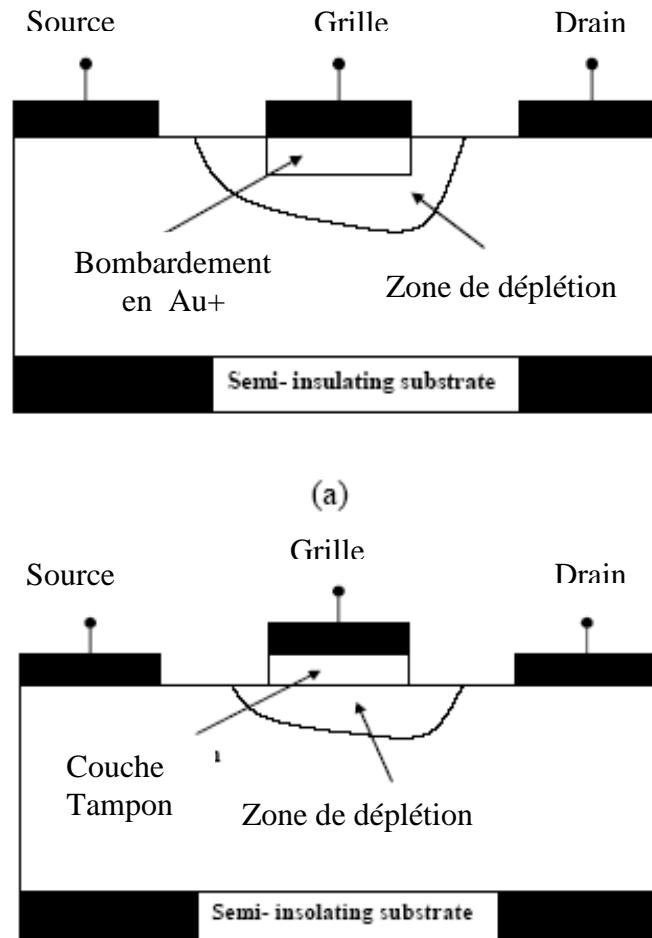


(b)

**FigureII-9 : Exemples de métallisation de grille à deux doigts**

**(a) Structure en "II"**

**(b) Structure en "I"**



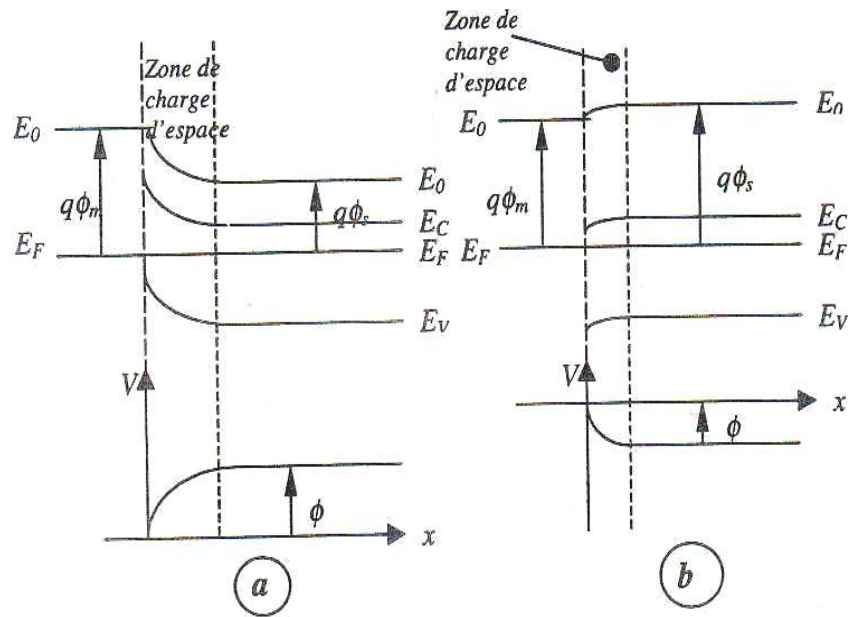
**Figure (II-10) : Différentes configuration de grille pour améliorer les performance du MESFET**

- a) bombardement de la grille avec les ions d'argon.**
- b) couche Tampon de grille.**

### II-6) Contact métal –semi-conducteur :

Tout dispositif à jonction doit être raccordé à un circuit extérieur, d'où la nécessité de mettre en place des contacts électriques sur différentes régions semi-conductrices.

La figure (II-11) représente le schéma des bandes d'énergies et la différence des travaux de sorties des deux jonctions métal- semi conducteur type n à l'équilibre thermodynamique : l'énergie de Fermi est une constante dans l'ensemble de la structure. On voit que selon la différence du travail de sortie  $\phi$  ( $\phi = \phi_m - \phi_s$ ), avec  $\phi_m$  et  $\phi_s$  sont respectivement les travaux de sortie du métal et du semi-conducteur, il peut apparaître dans le semi-conducteur n une zone d'accumulation, figure (II-11b) (contact ohmique) ou de dépeuplement, figure (II-11a) (contact redresseur).



**Figure II-11 : bande d'énergie et diagramme de potentiel d'un contact métal-semiconducteur.**

- a) Contact redresseur.**  
**b) Contact ohmique.**

#### a) Contact ohmique

Il est schématisé sur la figure (II-11b) qui correspond à une différence de travail de sortie  $\phi_m - \phi_s < 0$ . L'intérêt d'un tel contact est de mettre à profit les propriétés d'un homo jonction, puisque les contacts ainsi réalisés ne jouent aucun rôle passif et ne masque pas les effets qu'on désire exploiter.

Ces contacts sont dits ohmiques puisqu'ils ne rajoutent aucune impédance parasite en série avec la jonction proprement dite ; la différence de potentiel supporté la charge d'espace ne varie presque pas lorsque'il y a passage d'un courant à travers la structure.

#### b) Contact Schottky

C'est le cas de figure (II-11a), il correspond à une différence de sortie  $\phi_m - \phi_s > 0$ . Les contacts redresser dits communément contact Schottky bénéficient actuellement d'un région d'intérêt, le progrès de la technologie permet de mieux exploiter ce contact.

Nous supposons pour simplifier l'étude de ce contact que le semi conducteur est homogène avec une densité des porteurs que nous appellerons  $N_D$  pour alléger l'écriture. Nous admettons ainsi que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante et que la densité d'états d'interface est négligeable. Nous supposons ainsi que la zone de charge d'espace est vide de porteurs et nous appelons  $h$  la largeur de cette zone.

La densité de charge dans le semi-conducteur s'écrit :

$$\begin{aligned}\rho(y) &= qN_D && \text{pour } 0 < y < h \\ \rho(y) &= 0 && \text{pour } y > h\end{aligned}$$

L'équation de Poisson s'écrit dans la première zone :

$$\frac{d^2V(y)}{dy^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon} \quad (\text{II.5})$$

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

Après une première intégration, nous obtenons, avec la condition  $E = 0$  pour  $y \geq h$  :

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = \frac{qN_D}{\epsilon}(y - h) \quad (\text{II.6})$$

Le champ électrique est donc linéaire dans la zone de charge d'espace, sa valeur à l'interface est :

$$E_s = \frac{qN_D}{\epsilon} h$$

La répartition de potentiel s'obtient par intégration, une deuxième fois, en prenant l'origine des potentiels à l'interface, on obtient :

$$V(y) = \frac{-qN_D}{\epsilon} \left( \frac{y^2}{2} - hy \right) \quad (\text{II.7})$$

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

$$qV_{bi} = q(\phi_m - \phi_s) \quad (\text{II.8})$$

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

$$V_{bi} = V(y = h) - V(y = 0)$$

$$= \frac{qN_D}{2\epsilon} h^2 \quad (\text{II.9})$$

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

$$\begin{aligned}h(V) &= \left[ \frac{2\epsilon}{qN_D} V_{bi} \right]^{1/2} \\ h(V) &= \left[ \frac{2\epsilon}{qN_D} (\phi_m - \phi_s) \right]^{1/2}\end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

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

$$h(V) = \left[ \frac{2\epsilon}{qN_D} (V_{bi} - V) \right]^{1/2} \quad (\text{II.11})$$

Revenons maintenant sur la densité des électrons qui sont donné en un point  $y$  par l'expression :

$$n(V) = N_c \text{EXP} \left[ - \frac{(E_c(y) - E_F)}{KT} \right] \quad (\text{II.12})$$

Avec :

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_c KT}{h^2} \right)^{3/2} = 0.004 \times 10^{19} \text{ Cm}^{-3} \text{ pour l'arséniure de gallium}$$

Dans la partie neutre du semi-conducteur, cette densité devient, en tenant compte de ce que :

$$E_C(y) = E_C$$

$$n = N_D = N_c \text{EXP} \left( - \frac{(E_C - E_F)}{KT} \right) \quad (\text{II.13})$$

Dans la partie chargée du semi-conducteur, la densité des électrons s'écrit :

$$n(y) = N_D \text{EXP} \left( - \frac{(E_C - qV(y) - E_F)}{KT} \right) \quad (\text{II.14})$$

Ce qui donne en combinant (II.13) et (II.14) :

$$n(y) = N_D \text{EXP} \left( \frac{qV(y)}{KT} \right) \quad (\text{II.15})$$

En explicitant  $V(y)$  dans cette expression, on obtient :

$$n(y) = N_D \text{EXP} \left( \frac{q^2 N_D}{2\epsilon KT} (y - h)^2 \right) \quad (\text{II.16})$$

En posant  $\lambda_{Dn} = \left( \frac{2\epsilon KT}{q^2 N_D} \right)$  qui est la longueur de DEBYE

$$n(y) = N_D \text{EXP} \left( - \left( \frac{y - h}{\lambda_{Dn}} \right)^2 \right) \quad (\text{II.17})$$

On voit clairement que la longueur de debye correspond à la longueur pour laquelle la densité des électrons libres passe de  $N_D$  à  $N_D/2$  (électron) .en d'autre terme cette longueur mesure la profondeur de pénétration des électrons dans la zone de charge d'espace [26].

**II-7) Les phénomènes d'Avalanche :****II-7-1) Avalanche due au phénomène d'ionisation par impact :**

Ce phénomène est similaire à celui ayant lieu dans les transistors bipolaires. Il est lié à la génération de paires électrons trous pour de forts champs de drain. Les électrons sont alors accélérés par le champ électrique provoquant une augmentation du courant de drain tandis que les trous sont évacués à travers la grille ce qui provoque un courant de grille négatif.

**II-7-2) Avalanche standard :**

Lorsque le canal est pincé, la tension de grille induit un champ électrique vertical. Si cette tension devient encore plus négative, et supérieur à la tension de pincement du canal ( $V_p$ ) elle peut également entraîner le déclenchement d'un phénomène d'avalanche. Il se crée un champ électrique entre ces deux électrodes. A partir d'un certain niveau, ce champ électrique génère un mouvement d'électrons qui va de l'électrode de grille jusqu'au contact de drain. Il y a alors apparition d'un courant négatif sur la grille qui est entièrement reporté en courant positif sur le drain, ce phénomène donné lieu à un courant de surface. La technologie du "recess", permet d'enterrer la grille à une hauteur plus basse que les électrodes de drain et de source. Ce qui permet de diminuer le champ électrique entre le drain et la grille d'augmenter ainsi l'excursion maximale du cycle de charge, en éloignant la grille du drain.

**II-7-3) Effets de pièges (Effets à dynamiques lentes) :**

Les phénomènes de pièges correspondent à l'existence d'états énergétiques pouvant être occupés par des porteurs dans la bande interdite de matériau. Ces niveaux d'énergie sont majoritairement dus aux présences d'impuretés dans le substrat. Ils sont plus ou moins prédominants en fonction de la filière et capturent ou libèrent des électrons qui participent au courant dans le canal. D'autres effets parasites dépendent de la technologie employée par le fondeur et du niveau d'impureté du substrat. Tous ces phénomènes sont regroupés sous les termes de "sidegating" et de "backgating"[18] [28].

Ces effets de pièges peuvent être regroupés en trois catégories :

**a) Effets 'Self-back-gating'**

Pour les MESFETs ce phénomène est lié à la présence de pièges dans le substrat semi isolant. Lors que d'une variation rapide du champ électrique entre le drain et la source, les électrons provenant du canal peuvent être piégés rapidement dans le substrat. Le substrat proche du canal devient alors chargé négativement. Ces électrons peuvent être ensuite re-émis avec des

---

constantes de temps plus longues. L'équilibrage des charges implique alors l'apparition d'une est alors momentanément pincé par une deuxième grille au niveau de cette interface d'où le terme de 'Self-back-gating'.

### b) Effets de 'gate –lag '

Lorsque le canal passe rapidement d'un état pincé à un état ouvert, l'effet de "gate –lag" induit un retard quand à la courant de drain. Ceci est du aux phénomènes de pièges présent dans le semi-conducteur formant le canal. En de  $V_{gs}$ , certains pièges peuvent capturer ou émettre des trous de manière transitoire avec une vitesse inférieure à la modulation de  $V_{gs}$  induisant ainsi un comportement transitoire du courant de sortie.

### c) Effets de 'Sidegating'

Le fonctionnement d'un transistor peut être affecté par l'environnement dans lequel il se situe les phénomènes de capture et d'émissions de porteurs au sein d'un transistor peuvent être influencés par électromagnétiques des composants environnants. Les transports des charges peuvent alors être affecté par un potentiel autre que ceux fournis aux trois accès du transistor. D'autres effets indésirables peuvent apparaître suivant la pureté du substrat [17].

## II-8) Effet de bruit :

L'étude du bruit des semi-conducteurs du point de vue expérimental est compliquée à est compliqué à cause des fluctuations multiples. Les bruits additionnels et les instabilités dus aux contacts entre l'échantillon et ses électrodes sont réduits par l'emploi de contacts dont les dimensions sont très grandes par rapport à celui du semi-conducteur. La recherche de forme et de technologie appropriées, rend négligeable le rôle de ces contacts en leur assurant un caractère ohmique prononcé et une faible résistance. L'échantillon est taillé dans un monocristal aussi parfait que possible de façon à supprimer les inhomogénéités dues à des variations accidentelles et résiduelles de la densité de dopage .Dans ces conditions, les résultats de mesures, celle de Van der Ziel , Herzong et Mattson en particulier , conduisent à un facteur de bruit de la forme

$$n = 1 + \frac{I_d^2}{f} + \frac{BI_d^2}{1 + \left(\frac{f}{f_1}\right)^2} \quad (\text{II.18})$$

Où : n représente le rapport entre la puissance de bruit observée et celle qui serait engendrée par thermique.

**II-8-1) Bruit thermique :**

La présence de plusieurs régions résistives telles que le canal conducteur, les régions latérales à la grille et les métallisations, conduit à de nombreuses sources de bruit thermique.

A la température ambiante, les électrons d'un matériau disposent d'une énergie  $E = KT$ , leur permettant de se déplacer dans le réseau cristallin. Le déplacement de ces électrons est complètement désordonné (mouvement Brownien) et dans ces conditions, il est plus juste de parler d'agitation thermique. Durant leur déplacement aléatoire, les électrons vont entrer en collision avec les atomes du réseau cristallin. Lorsque le temps de transit des électrons devient supérieur au temps de relaxation (temps séparant deux collisions), il en résulte une fluctuation aléatoire de la charge conduisant à un bruit  $\Delta i$ . D'origine thermique. Si  $R$  est résistance de l'échantillon, la différence de potentiel de bruit qui apparaît entre les bornes est :

$$\Delta V = \Delta i R \quad (\text{II.19})$$

Il produit une tension dont la valeur quadratique moyenne est :

$$V^2 = 4KTR\Delta f \quad (\text{II.20})$$

On peut aussi l'exprimer en courant :

$$i^2 = 4KT\Delta f \quad (\text{II.21})$$

A La température ambiante on a :

$$4KT = 1.6710^{-20} \text{ J}$$

On trouve ce type de bruit dans toutes les résistances.

**II-8-2) Bruit de grenaille :**

Le base fondamentale du bruit de grenaille est la nature granulaire de la charge électronique, il résulte du passage des porteurs à travers une barrière de potentiel du type celle induite par la présence d'une jonction

La valeur de bruit est :

$$i^2 = 2qI\Delta f \quad (\text{II.22})$$

Le bruit de grenaille est caractérisé par une fonction gaussienne de densité spectrale :

$\frac{i^2}{\Delta f} = 2qI$  exprimer en ( $A^2/Hz$ ), et de densité de probabilité du courant de la diode indiquée sur

la figure (II-12) .

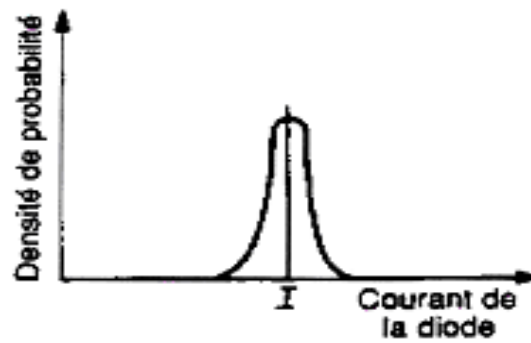


Figure 11-12 : Densité de probabilité en fonction du courant de diode

### II-8-3) Bruit de scintillation

Ce genre de bruit est trouvé dans tous les dispositifs actifs, aussi bien que certains éléments passifs discrets tels que des résistances de carbone. Comme suggéré par le nom, ce bruit est caractérisé par une densité spectrale de puissance qui augmente quand la fréquence diminue. Il est aussi caractérisé par la fonction gaussienne de probabilité. Actuellement l'origine de bruit de clignotement n'est pas clairement comprise parce qu'elle est omniprésente.

Le courant correspondant à ce bruit est de la forme :

$$i^2 = k \frac{I^n}{1+f} \Delta f \quad (\text{II.23})$$

Où :  $0.5 < n < 2$

Le constant k très dépendant de la température.

### II-8-4) Bruit en créneau (bruit de noise) :

Le bruit en créneau est autre type de bruit basse fréquence qui existe dans les circuits intégrés. L'origine de ce bruit n'est pas très connue. Mais probablement lié à la présence de la contamination d'ion de métaux lourds. En fait les dispositifs dopés or montrent un niveau très important du bruit en créneau [17] [29].

La valeur de bruit est donné par :

$$i^2 = k \frac{I^p}{1 + \left( \frac{f}{f_c} \right)} \Delta f \quad (\text{III.24})$$

Avec :

K : est une constante fortement liée à la température.

I : le courant.

$n$  : constant compris entre 0.5 et 2.

$f_c$  : fréquence de coupure qui dépend de la technologie.

La figure (II.13) : démontre l'amplitude du bruit en créneau en fonction du temps [28].

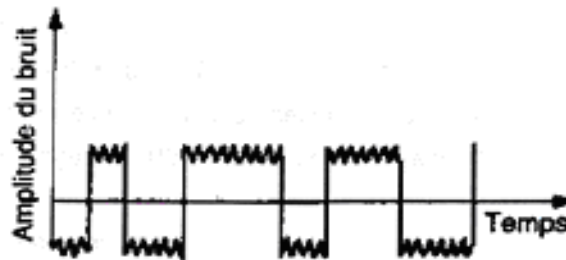


Figure II.13 : Bruit en créneau

### II-9) La couche active :

De nombreux auteurs ont établi que les caractéristiques de l'interface couche active substrat semi isolants influencent fortement les propriétés électriques et hyperfréquences des MESFET GaAs l'arséniure de gallium est un matériau où les pièges et les défauts sont particulièrement nombreux et difficiles à contrôler.

En effet, la couche active peut être affectée à proximité de l'interface par la présence de nombreux défauts cristallographiques induits par la rupture de périodicité dans les réseaux cristallins de la couche active et du substrat semi isolant constituant cette interface au niveau de leurs surfaces. Ces défauts contribuent à diminuer la mobilité des porteurs libres dans cette zone. Les imperfections du substrat tel que mentionnées précédemment, sont aussi responsables de l'existence d'une barrière interrassiale entre le substrat et la couche active. Pour cette raison, le MESFET est entaché de nombreux effets parasites qui perturbent son fonctionnement [30].

Les différents phénomènes liés à cette interface sont :

- L'effet d'hystérésis et de coude sur le réseau des caractéristiques de sortie, qui se présentent comme des anomalies de certains MESFET GaAs , en régime de saturation. Ces phénomènes induisent une dégradation importante des performances hyperfréquences de MESFET's GaAs.

- L'influence de la polarisation du substrat sur le courant de sortie, où l'on constate une décroissance du courant de drain lorsque une tension négative est appliquée au substrat. En plus, cette polarisation influence la tension de seuil [15].

### III-1) Introduction :

Le troisième chapitre est consacré à la modélisation physique non linéaire du transistor à effet de champ à grille Schottky MESFET GaAs, ce modèle prend en considération de comportement physique qui donne la variation du courant de drain en fonction de la tension drain source pour plusieurs valeurs de la tension grille source définissant la loi  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$ .

Ainsi que l'effet des éléments parasites, expression de la transconductance de la conductance de drain et de la capacité de grille sont déminés en fonction des tensions de polarisation. D'autre par nous présentons deux modèles analytiques du MESFET GaAs "Curtice et Rodriguiz".

### III-2) Calcul du potentiel et champ électrique :

Le potentiel électrique dans la zone d'activité sous l'électrode de la grille est obtenu à partir de l'intégration de l'équation de poisson, en trois dimensions cette équation est donnée par :

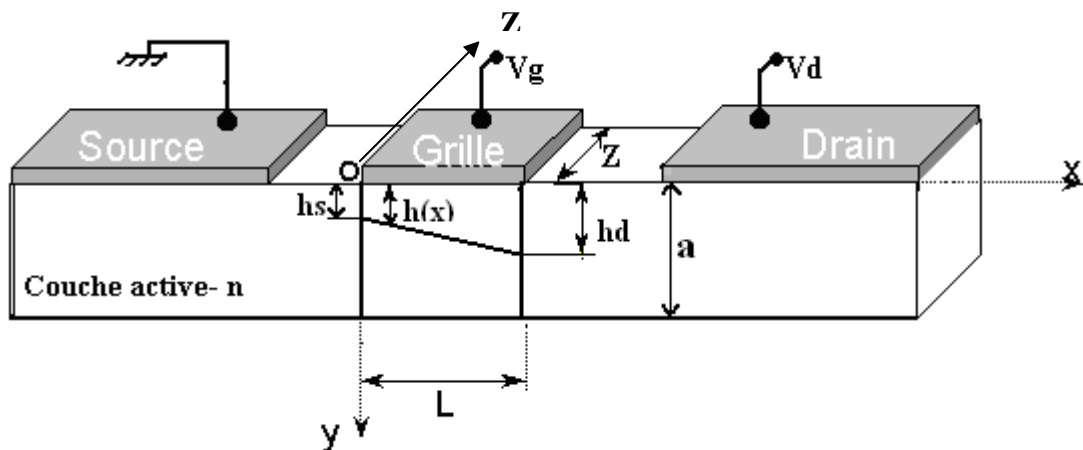
$$\Delta\psi(x, y, z) = \frac{\delta^2\psi}{\delta x^2} + \frac{\delta^2\psi}{\delta y^2} + \frac{\delta^2\psi}{\delta z^2} = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (\text{III.1})$$

Où :  $\psi$  est le potentiel électrique dans la zone d'activité.

$\rho(x, y, z)$  est la densité des porteurs majoritaires dans le canal.

$\epsilon$  est la permittivité du semi-conducteur.

La figure (III-1) représente les directions des axes cartésiens « ox , oy et oz » considérés dans cette étude, ou l'origine « O » de repère est prise coté source[30].



FigureIII-1: Direction des axes x, y et z

Pour des raisons de symétrie sur l'axe des « z », nous pouvons écrire :

$$\frac{\delta^2\psi}{\delta z^2} = 0 \quad (\text{III.2})$$

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

$$y < h(y) \quad \rho(x, y) = q[N_D(y) - n(x, y)] \quad (III.3)$$

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

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

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

Ce que permet de ramener l'équation de poisson à une direction.

$$\frac{d^2\psi(x, y)}{dy^2} = \frac{-qN_D(x, y)}{\epsilon} \quad (III.4)$$

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

On intègre les deux membres de (III.4) entre  $h(x)$  et  $y$ , avec la condition

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

$y = h(x)$  on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d\psi(x, y)}{dy} &= \frac{1}{\epsilon} \left[ \int_0^{h(x)} qN_D(x, y) - \int_0^y qN_D(x, y') dy' \right] \\ &= \frac{1}{\epsilon} [Q(h(x)) - Q(y)] \end{aligned} \quad (III.5)$$

Intégrons encore une fois de  $h(x)$  à  $y$  l'équation (III.5).le premier membre s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \int_{h(x)}^y d\psi(x, y) &= \int_0^y d\psi(x, y) - \int_0^{h(x)} d\psi(x, y) \\ &= \psi(x, y) - \psi(x, h(x)) \end{aligned} \quad (III.6)$$

Et le second membre s'écrit

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

$$= \frac{1}{\epsilon} \int_0^y [Q(y) - Q'(y')] dy' + \frac{1}{\epsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy' - \frac{1}{\epsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy$$

On utilise le passage

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

Pour le premier terme et le dernier .Le second terme est simple .il devient

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

Par indentification entre (III-6) et (III-7) avec la condition  $\psi(x, 0, z) = V_g - V_{bi}$ , on obtient

$$\psi(x, y) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^y qN_D(x, y') y' dy' + \frac{1}{\epsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x, y') dy' + V_g - V_{bi} \quad (III.8)$$

Le potentiel dans le canal conducteur s'obtient en portant  $y = h(x)$  dans l'équation (III.8) soit :

$$\psi_C(x, y) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^{h(x)} qN_D(x, y') y' dy' + V_g - V_{bi} \quad (III.9)$$

Pour un dopage homogène, et pour zone de charge d'espace vide des porteurs, on a  $N_D(x, y) = N_D$  équation (III.8) devient :

$$\psi(x, y) = -\frac{qN_D y^2}{2\epsilon} + \frac{qN_D y}{\epsilon} h(x) + V_g - V_{bi} \quad (III.10)$$

Et par conséquent :

$$\psi_C(x) = \frac{qN_D h^2}{2\epsilon} + V_g - V_{bi} \quad (III.11)$$

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

$$\vec{E}(x, y) = -\frac{qN_D y}{\epsilon} \frac{dh(x)}{dx} \vec{i} - \frac{qN_D}{\epsilon} [h(x) - y] \vec{j} \quad (III.12)$$

Et dans le canal conducteur on a

$$E = E_x(x) = -\frac{qN_D h(x) dh(x)}{\epsilon dx} \quad (III.13)$$

La détermination du potentiel et du champ électrique exige la connaissance de l'expression de  $h(x)$  . Dans la suite on se placera dans l'hypothèse du canal graduel, qui nous permettra de

calculer son expression en fonction de  $h_s$  et  $h_d$ , ses valeurs cote source et cote drain respectivement.

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

Les calculs effectués ci-dessus, ignorent bien entendu, la contribution de la zone de charge d'espace située sous la surface libre dans le potentiel [31].

### III-3) Equation de fonctionnement du MESFET GaAs

La densité de courant  $J_x$  en un point du canal conducteur d'écrit,

$$J_x = \sigma(x, y, z).E_x = \sigma(y).E_x = -\rho(y).v(E_x) \quad (\text{III.15})$$

$$\text{Avec } \sigma(y) = d(y).\mu(E_x) \quad \text{et} \quad v(E_x) = -\mu(E_x).E_x$$

$$\text{Aussi } \rho(y) = q.n(y)$$

- $E_x$  est le champ électrique longitudinal suivant  $o\vec{x}$
- $v(E_x)$  est la vitesse des porteurs de charge.
- $n(y)$  est la densité des porteurs.
- $d(y)$  est la densité de charge du canal
- $\sigma$  c'est la conductivité électrique

Le potentiel dans la zone de charge d'espace du canal s'écrit par l'équation de poisson :

$$\Delta V = \frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (\text{III.16})$$

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

$$\Delta V = \frac{d^2V}{dy^2} = -\frac{dE_y}{dy} = -\frac{\rho(y)}{\epsilon} \quad (\text{III.17})$$

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

$$\rho(y) = qN_d \quad \text{et} \quad \frac{d^2V}{dy^2} = -\frac{qN_d}{\epsilon} \quad (\text{III.18})$$

$N_d$  : La concentration des électrons

$q$ : la charge élémentaire.

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

$$\frac{dV}{dy} = -\frac{qN_d}{\epsilon}(h-y) \quad (\text{III.19})$$

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

$$V(y) = \frac{qN_d}{\epsilon} \left[ hy - \frac{y^2}{2} \right] \quad (\text{III.20})$$

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

$$qV_{bi} = q(\varphi_m - \varphi_s) \quad (\text{III.21})$$

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

$$V_{bi} = V(y=h) - V(y=0) \quad (\text{III.22})$$

$$h = \left[ \frac{2\epsilon V_{bi}}{qN_d} \right]^{1/2} \quad (\text{III.23})$$

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

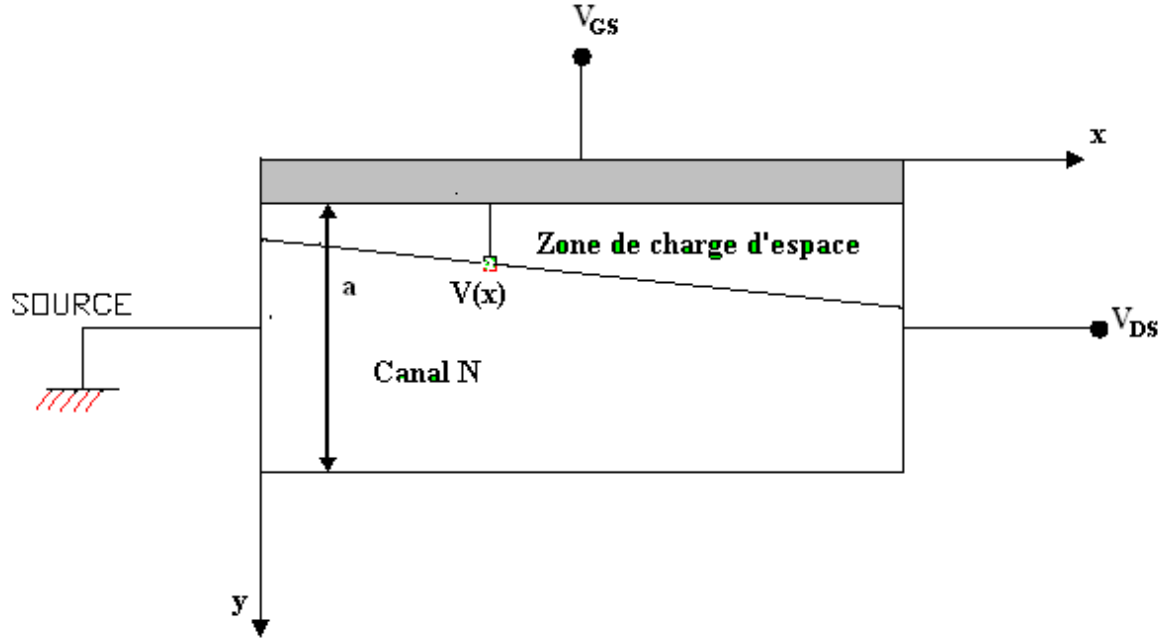
$$h = \left[ \frac{2\epsilon(V_{bi} - V)}{qN_d} \right]^{1/2} \quad (\text{III.24})$$

#### III-4) Courant de drain dans le canal :

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

- ✓ Négligence des effets de bords, du au débordement de la zone de déplétion sur les cotes de la grille
  - ✓ L'approximation du canal graduel ( $L \gg a$ ) permet la séparation des variables dans l'équation de poisson, à l'intérieur de la zone dépeuplée  $E_y \gg E_x$  et  $E_x \gg E_y$  à l'extérieur dans le canal active.
  - ✓ On suppose la mobilité des électrons constante et on calcule l'expression de courant en régime intrinsèque.
  - ✓ Le domaine d'application est limité à la zone active du canal sous la grille.
-

- ✓ Un canal dopage uniforme  $N_D(x, y) = N_D = \text{constant}$
- ✓ Négligence des effets d'éventuels états d'interface
- ✓ A l'intérieur du canal la composante de la densité de courant  $J_{nx}$  (pour un transistor à canal) est donnée la loi d'ohm en négligeant le courant de diffusion.



**Figure III-2: structure du transistor sous la grille dans le cadre de l'approximation graduelle**

Nous pouvons écrire l'expression de la densité de courant suivant la direction « x » qui s'exprime en fonction du champ transversal, pour un semi-conducteur de type N comme suit :

$$J_x = qN_d\mu_n E_x + qD_n \text{grad}.n \quad (\text{III.25})$$

Où:  $\mu_n$  est la mobilité des électrons et  $D_n$  est le coefficient de diffusion des électrons.

En négligeant la deuxième partie de cette équation (le courant de diffusion) puisque elle est très petite par rapport à la première.

$$\text{Donc : } J_x = qN_d\mu_n E_x = -q\mu_n N_d \frac{dV}{dx} \quad (\text{III.26})$$

Pur obtenir l'expression du courant de drain, nous intégrons la densité de courant «  $J_x$  » sur toute la section conductrice du canal.

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

$$I_d = qZ\mu_n N_D (a - h(x)) \frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{III.27})$$

$$I_d = qZN_D v_x(E_x)[a - h(x)] \quad (\text{III.28})$$

$$\text{Avec } v_x(E_x) = \mu_n E_x(x)$$

La continuité et l'intégration du courant de drain  $I_d$  sur la longueur du canal  $L$  exigent que  $I_d$  soit constant [32].

$$\int_0^L I_d dx = I_d L = \int_0^{V_d} qZ\mu_n N_D a \left(1 - \frac{h(x)}{a}\right) dV(x) \quad (\text{III.29})$$

A partir de la solution approximative de l'équation de poisson, l'épaisseur de la largeur de la zone de charge d'espace  $h(x)$  est donné par :

$$h(x) = \left[ \frac{2\mathcal{E}}{qN_D} (V_{bi} - V_g + V(x)) \right]^{1/2} \quad (\text{III.30})$$

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

$$a = \left[ \frac{2\mathcal{E}}{qN_D} (V_{bi} - V_g) \right]^{1/2} \quad (\text{III.31})$$

De l'équation (III.30) et (III.31) on trouve

$$\frac{h(x)}{a} = \left[ \frac{V_{bi} - V(x) - V_g}{V_{bi} - V_g} \right]^{1/2} \quad (\text{III.32})$$

On substitue la valeur de  $\frac{h(x)}{a}$  donner par (III.32) dans l'expression (III.29):

$$I_d L = qZ\mu_n N_D a \int_0^{V_d} \left( 1 - \left[ \frac{V_{bi} + V(x) - V_g}{V_p} \right]^{1/2} \right) dV(x) \quad (\text{III.33})$$

Intégrant l'équation (III.33), le courant de drain s'écrits :

$$I_d = \frac{qZ\mu_n N_D a}{L} \left\{ V_d - \frac{2}{3} \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right\} \quad (\text{III.34})$$

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

En posant :

$$I_p = \frac{(qN_D)^2 \mu_n Z a^3}{2L\mathcal{E}} \text{ et } V_p = \frac{qN_D a^2}{2\mathcal{E}} = V_{bi} - V_g$$

L'expression générale du courant  $I_d$  est :

$$I_d = I_p \left\{ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right\} \quad (\text{III.35})$$

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

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

Dans ce qui suit, nous allons à partir de l'équation (III.35), déterminer les équations correspondantes aux deux régimes :

- **Régime linéaire**

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

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

Un développement limité permet la linéarisation de l'expression (III.35), soit :

$$I_d = \frac{I_p}{V_p} \left[ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g}{V_p}} \right] V_d \quad (\text{III.36})$$

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

- **Régime de saturation**

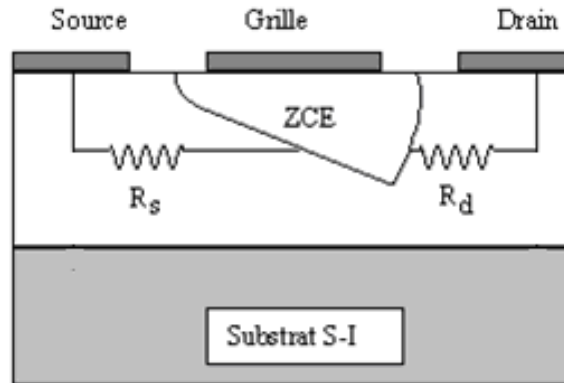
Le courant dans ce cas peut être évalué à partir de l'équation (III.35), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant :

$$V_d = V_{dsat} = V_p - V_{bi} + V_g \quad (\text{III.37})$$

$$I_d = I_p \left[ \frac{1}{3} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right) - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad (\text{III.38})$$

### III-5) Effet des résistances parasites :

Les caractéristiques que nous avons présentées sont celles des grandeurs internes ou intrinsèques ( $I_d, V_d, V_g$ ). Pour obtenir les caractéristiques extrinsèques du composant ( $I_{ds}, V_{ds}, V_{gs}$ ) il suffit de prendre en considération l'effet des résistances parasites d'accès de source  $R_s$  et de drain  $R_d$  figure (III-3).



**FigureIII-3: Résistances parasites dans le MESFE GaAs**

Pour obtenir les expressions réelles des caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ , il suffit de remplacer les termes intrinsèques par les termes extrinsèques dans les relations approchées et supposant que les chutes de tension dans Id donnant les zones d'accès sont faibles devant les tensions de commande on obtient facilement [33]. Les expressions donnant le courant de drain en fonction des tensions  $V_{ds}$  et  $V_{gs}$  extérieures.

Donc :

$$I_{ds} = I_d$$

$$V_g = V_{gs} - R_s I_d$$

$$V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_d$$

Les expression des courants (III.39) se récrivent de nouveau comme suit :

- **L'équation générale**

$$I_d = I_p \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} \right\} \quad (\text{III.40})$$

- **Régime linéaire**

$$I_d = I_p \left\{ 1 - \left( \frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_p} \right)^{2/3} \right\} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} \right\} \quad (\text{III.40.1})$$

- **Régime saturé**

$$I_d = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} \right\} \quad (\text{III.40.2})$$

**III-6) Transconductance et conductance de drain:**

Les éléments qui composent les transistors à effet de champ peuvent être regroupés en deux catégories distinctes. Les éléments extrinsèques représentent les différentes structures d'accès comme les résistances  $R_s$  et  $R_d$ . Les éléments intrinsèques comme la conductance  $g_d$  et la transconductance  $g_s$  traduisent par les comportements localisés de la structure physique des transistors.

La transconductance représente le mécanisme de commande d'un transistors : c'est la variation du courant de drain  $I_d$  en fonction de la tension de grille pour tension des drain constante.

La conductance de drain représente la résistance du canal, elle traduit la variation du courant  $I_d$  en fonction de la tension de drain à une tension de grille constante.

L'expression du courant de drain intrinsèque  $I_d$  permet de déterminer les expressions mathématiques de la transconductance et la conductance de drain. Lorsque le transistor est polarisé un point de fonctionnement donné par les tensions de drain et de grille, l'expression de courant  $I_d$  peut être écrit comme suit :

$$dI_d = \frac{\delta I_d}{\delta V_g} dV_g + \frac{\delta I_d}{\delta V_d} dV_d$$

$$dI_d = g_m dV_g + g_d dV_d$$

L'expression de la transconductance est définie par l'équation :

$$g_m = \left. \frac{\delta I_d}{\delta V_g} \right|_{V_d} \quad (\text{III.41})$$

D'autre part la relation qui donne l'expression de la conductance est :

$$g_d = \left. \frac{\delta I_d}{\delta V_d} \right|_{V_g} \quad (\text{III.42})$$

Après des dérivations simples des expressions de courant de drain  $I_d$  dans différents régimes de fonctionnement, on obtient les relations suivantes :

- **Régime linéaire :**

$$g_m = \frac{Z\mu_n}{L} (2\epsilon q N_d)^{1/2} \left[ (V_{bi} - V_g + V_d)^{1/2} - (V_{bi} - V_g)^{1/2} \right] \quad (\text{III.41.1})$$

$$g_d = \frac{Z\mu_n}{L} (2\epsilon q N_d)^{1/2} \left[ (V_p)^{1/2} - (V_{bi} - V_g + V_d)^{1/2} \right] \quad (\text{III.42.1})$$

- **Régime de saturation :**

$$g_{ms} = \frac{Z\mu_n}{L} (2\epsilon q N_d)^{1/2} \left[ (V_p)^{1/2} - (V_{bi} - V_g)^{1/2} \right] \quad (\text{III.41.2})$$


---

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

$$g_d = 0 \quad (\text{III.42.2})$$

### III-7) La capacité :

La capacité de la grille est seulement dépend de la tension de cette dernière. Pour augmenter la valeur de la capacité effectivement la longueur de la grille peut être légèrement plus longue comme un amplificateur [34].

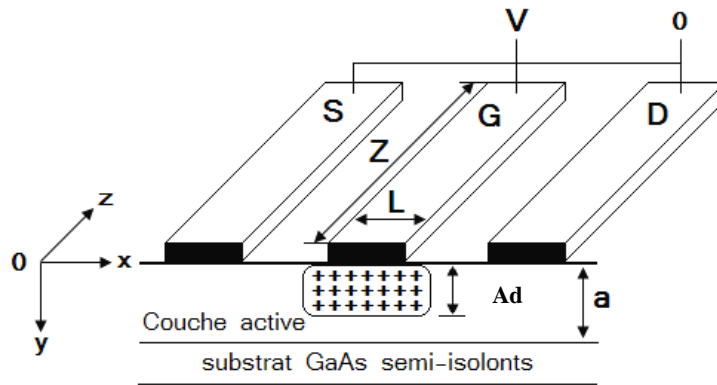


Figure III-4: Coupe géométrique du MESFET GaAs

La relation du capacité de la grille est donné par :

$$C_g = \left| \frac{\delta\phi_s}{\delta V_g} \right| \quad (\text{III.43})$$

L'approximation de la loi de zone de déplétion est donc prise en charge. Il y a seulement, dans la zone de déplétion, un ion dopé par transporteur libre toute fois, si la grille biaise positive. Le passage de porteur libre dans la région active pour contribuer à la capacité de grille n'est pas ignoré. Par conséquent, les charges en (III.43) peuvent être divisées en trois partis:

$$\phi_s = \phi_{s1} + \phi_{s2} + \phi_{s3} \quad (\text{III.44})$$

Où  $\phi_{s1}$ ,  $\phi_{s2}$  et  $\phi_{s3}$  sont : la charge de la zone de déplétion, la charge libre, charge de bord de la zone de déplétion respectivement la capacité de la grille est alors définie par :

$$C_g = \sum_{j=1}^3 \left| \frac{\delta\phi_{sj}}{\delta V_g} \right| = C_{s1} + C_{s2} + C_{s3} \quad (\text{III.45})$$

#### III-7-1) capacité de la zone de déplétion $C_{s1}$ :

Selon l'approximation de la zone de déplétion  $Q_{s1}$  devient :

$$\phi_{s1} = qZLN_D A_d$$

$$C_{s1} = \left| \frac{\delta\varphi_{s1}}{\delta V_g} \right| = qZLN_d \left| \frac{\delta A_d}{\delta V_g} \right|$$

Où  $A_d$  l'épaisseur de la zone de déplétion est donné par:

$$A_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_g)} \quad (\text{III.46})$$

$$C_{s1} = \frac{k}{2} ZL (V_{bi} - V_g)^{-1/2} \quad (\text{III.47})$$

Où :

$k = \sqrt{2\varepsilon q N_D}$ ,  $q$ ,  $N_d$ ,  $V_{bi}$  et  $\varepsilon$  sont la charge de électron, la concentration des porteurs, l'accumulation de tension et de la permittivité de GaAs respectivement .

### III-7-2) capacité en considérant le mouvement des porteurs libres $C_{s2}$ :

Nous suggérons pour s'adapter à la concentration des porteurs libres comme l'expression suivante dans la région active :

$$n_{s2} = \frac{N_d}{A + B \exp C (V_{bi} - V_g)} \quad (\text{III.48})$$

Où A, B et C sont des paramètres non linéaire [34] [35] [36]. Alors, la charge libre dans la région active est :

$$\varphi_{s2} = qZLan_{s2}$$

$$A=1, B=1, C=1V^{-1} \text{ et } Y = \exp(V_{bi} - V_g)$$

La capacité  $C_{s2}$  est donc obtient ainsi :

$$C_{s2} = \left| \frac{\delta\varphi_{s2}}{\delta V_g} \right| = qZLa \frac{N_d Y}{(1+Y)^2} \quad (\text{III.49})$$

### III-7-3) capacité de bord de la couche de déplétion $C_{s3}$ :

Nous rapprochons les formes de distribution de la charge dans les deux cotés de déplétion de zone comme des arcs trimestres [34] [35].

$Q_{s3}$  est donné comme suit :

$$\varphi_{s3} = 2qZN_d \int_0^{A_d} \sqrt{A_d^2 - y^2} dy \quad (\text{III.50})$$

Les équations (III.45) et (III.50) sont appliqués de manière que  $C_{s3}$  devient :

$$C_{s3} = \left| \frac{\delta\varphi_{s3}}{\delta V_g} \right| = \pi Z \varepsilon \quad (\text{III.51})$$

La capacité totale peut être interprété comme suit :

a) Avant la région de pincement  $V_g > -V_p$  lorsque le canal de conduction n'est pas pincé sous la zone de déplétion. TTVD devait inclure les trois sections de capacité ci-dessous:

$$C_g = C_{s1} + C_{s2} + C_{s3} \quad (\text{III.52})$$

b) Après la région de pincement  $V_g < -V_p$  lorsque le canal de conduction est pincé complètement, la portion de  $C_{s1}$  sous la grille peut être ignorée directement en raison de progrès rapide de la zone de déplétion dans la substrat,  $C_g$  est considère en deux parties comme suit :

$$C_g = C_{s2} + C_{s2} \quad (\text{III.53})$$

c) Dans la région de saturation, la capacité est donné par:

$$C_g = \frac{(C_{g1} - C_{g2})}{2V_t} V_g + \frac{(C_{g1} - C_{g2})(V_p - V_t)}{2V_t} + C_{g1}, |V_g - V_p| < V_t \quad (\text{III.54})$$

Où :  $V_t = V_{bi} - V_p$

### III-8) les modèles analytique :

#### III-8-1) Modèle de Curtice :

V.Tuyl et al en 1974.ont été proposés un modèle pour la simulation de caractéristiques d'un MESFET I-V. Le modèle a été modifié par Curtice 1980, qui maintenant couramment connu sous le nom Curtice modèle FET (Curtice 1980) [37] [38] et défini par l'expression.

$$I_{ds} = \beta(V_{gs} - V_T)^2 \tanh(\alpha V_{ds})(1 + \lambda V_{ds}) \quad (\text{III.55})$$

Où :

$\beta$  Coefficient de transconductance.

$V_T$  Tension de seuil.

$\alpha$  Paramètre de saturation de courant.

$\lambda$  Est la dépendance de  $I_{ds}$  sur  $V_{ds}$ .

- **Effet des résistances parasites:**

$$I_{ds} = I_d$$

$$V_g = V_{gs} - R_s I_d$$

$$V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_d$$

Donc l'expression de courant (III.55) sera :

$$I_{ds} = \beta \left[ (V_{gs} - R_s I_d) - V_T \right]^2 \tanh \left[ \alpha (V_{ds} - (R_s + R_d) I_d) \right] \left[ 1 + \lambda (V_{ds} - (R_s + R_d) I_d) \right] \quad (\text{III.56})$$

- **Transconductance :**

$$g_m = \left. \frac{\delta I_d}{\delta V_g} \right|_{V_d}$$

$$g_m = \frac{2I_{ds}}{V_{gs} - V_T} \quad (\text{III.57})$$

- **Conductance :**

$$g_d = \left. \frac{\delta I_d}{\delta V_d} \right|_{V_g}$$

$$g_d = I_{ds} \left[ \frac{\lambda}{1 + \lambda V_{ds}} + \frac{2\alpha}{\sinh(2\alpha V_{ds})} \right] \quad (\text{III.58})$$

- **Capacité:**

La capacité grille-source est souvent exprimée en fonction de la polarisation à l'aide de l'équation Suivante:

$$C_{gs} = \frac{C_{gs0}}{\sqrt{1 - \frac{V_{gs}}{\phi_B}}} \quad (\text{III.59})$$

$$C_g = C_{gs0} \Big|_{V_{gs}=0}$$

### III-8-2) Modèle de Rodriguiz :

En 1992, Rodriguiz et al. Ont été proposés un modèle pour la simulation de caractéristiques d'un MESFET I-V [37] [38] est défini par l'expression :

$$I_{ds} = \beta(V_{gs} - V_T - \gamma V_{ds})^2 \tanh(\alpha V_{ds})(1 + \lambda V_{ds}) \quad (\text{III.60})$$

$\gamma$  Paramètre de traction de drain (drain-pull).

- **Effet des résistances parasites:**

$$I_{ds} = I_d$$

$$V_g = V_{gs} - R_s I_d$$

$$V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_d$$

Donc l'expression de courant (III.60) sera comme suit :

$$I_{ds} = \beta \left[ (V_{gs} - R_s I_d) - V_T - \gamma (V_{ds} - (R_s + R_d) I_d) \right]^2 \tanh \left[ \alpha (V_{ds} - (R_s + R_d) I_d) \right] \left[ 1 + \lambda (V_{ds} - (R_s + R_d) I_d) \right] \quad (\text{III.61})$$

- **Transconductance :**

$$g_m = \left. \frac{\delta I_d}{\delta V_g} \right|_{V_d}$$

$$g_m = \frac{2I_{ds}}{V_{gs} - V_T - \mathcal{W}_{ds}} \quad (\text{III.62})$$

- **Conductance :**

$$g_d = \left. \frac{\delta I_d}{\delta V_d} \right|_{V_g}$$

$$g_d = I_{ds} \left[ -\frac{2\gamma}{V_{gs} - V_T - \mathcal{W}_{ds}} + \frac{\lambda}{1 + \lambda V_{ds}} + \frac{2\alpha}{\sinh(2\alpha V_{ds})} \right] \quad (\text{III.63})$$

- **Capacité:**

La capacité grille-source est souvent exprimée en fonction de la polarisation à l'aide de l'équation Suivante:

$$C_{gs} = \frac{C_{gs0}}{\sqrt{1 - \frac{V_{gs}}{\phi_B}}} \quad (\text{III.64})$$

$$C_{gs0} = C_{gs} \Big|_{V_{gs}=0}$$





**IV-1) Introduction :**

Dans ce chapitre, nous avons déterminés les différentes expressions analytiques de la modélisation physique des caractéristiques statique du transistor. Pour vérifier la validité de cette modélisation, ce dernier chapitre présente l'ensemble des résultats de la simulation de caractéristique statique des modèles des transistors MESFET GaAs.

Au cours de cette présentation, on interprète les résultats obtenus, aussi on présente avec une comparaison entre les résultats du modèle Standard et deux modèles non linéaires avec l'expérience [38].

**IV-2) Caractéristique statique :**

Afin de valider le modèle des caractéristiques statiques du transistor MESFET GaAs établies au chapitre précédent, un logiciel de simulation basé sur les diverses formules et équations est exposé, ainsi que les résultats obtenus et leurs discussions.

**IV-2-1) Logiciel de simulation :**

Le logiciel de simulation qui est réalisé en "MATLAB version 6.5" est une application directe des formules et expressions établies au chapitre III. Avec ce logiciel nous pouvons déterminer:

- Les caractéristiques I-V courant tension
- L'effet des résistances parasites sur les caractéristiques courant tension.
- Transconductance en fonction de tension de la grille.
- Conductance en fonction de tension de drain.
- Capacité de la grille en fonction de tension de grille.

**IV-2-1) Caractéristiques courant tension I-V:**

La simulation numérique du courant de drain " $I_{ds}$ " en fonction des tensions de polarisations " $V_{gs}$  et  $V_{ds}$ " dans les régimes de fonctionnement, on fait aux expressions (III.35), (III.36), (III.38) établies dans le troisième chapitre.

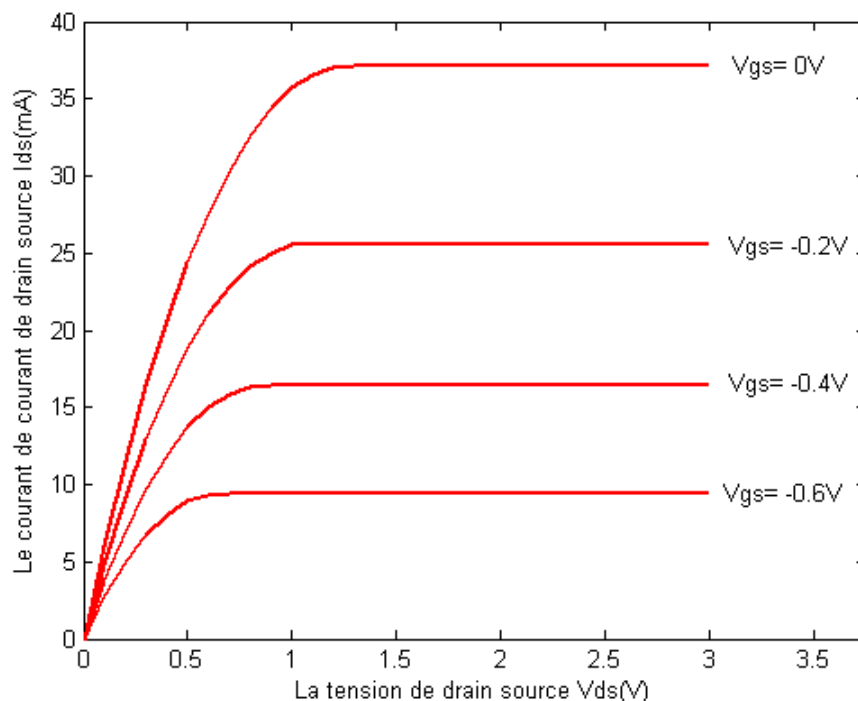
L'étude a été effectuée sur deux transistors "Standard1" et "Standard2" dont les paramètres sont regroupés dans le tableau suivant:

| Standard | L ( $\mu\text{m}$ ) | a ( $\mu\text{m}$ ) | Z ( $\mu\text{m}$ ) | Nd ( $\text{At}/\text{m}^3$ ) | $\mu_0$ ( $\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ) | Vbi (V) |
|----------|---------------------|---------------------|---------------------|-------------------------------|--|---------|
| 1        | 0.5                 | 0.28                | 150                 | $3,8 \cdot 10^{22}$           | 0.400  | 0.8     |
| 2        | 4                   | 0.3                 | 150                 | $6,7 \cdot 10^{22}$           | 0.3740   | 0.85    |

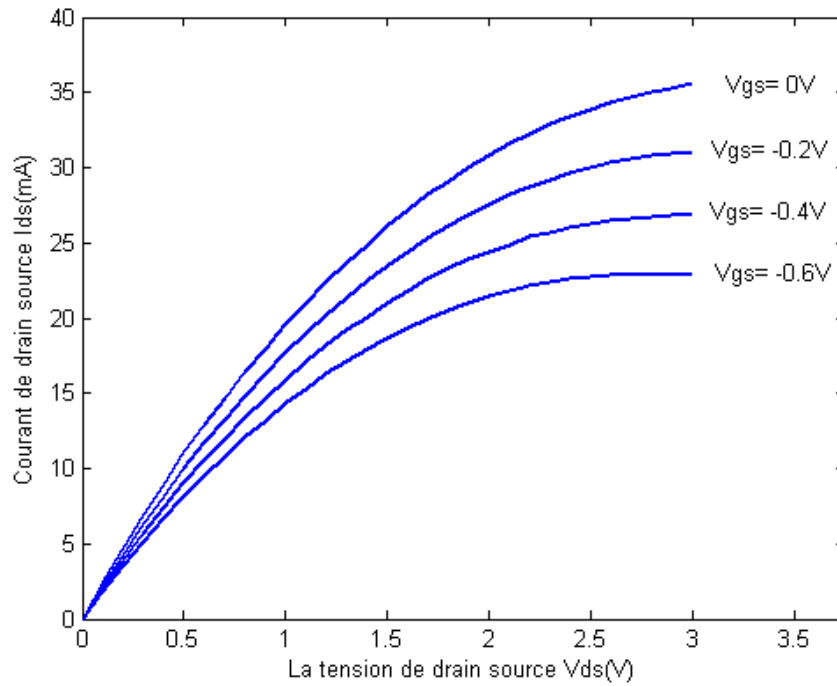
**Tableau IV-1: Paramètres des transistors « Standard1 » et « Standard2 »**

Sur les figures (IV-1) et (IV-2), nous présentons la variation du courant de drain " $I_{ds}$ " en fonction de la tension de drain " $V_{ds}$ " pour différentes valeurs de la tension de grille " $V_{gs}$ " obtenue pour les deux transistors précédents.

L'observation du réseau de caractéristique d'après ces deux figures, permet de distinguer trois zones de fonctionnement du transistor à effet de champ. Une région ohmique dans laquelle le courant de drain " $I_{ds}$ " varie quasi linéairement en fonction de la tension de drain " $V_{ds}$ ", elle correspond au régime de fonctionnement linéaire, il augmente progressivement jusqu'à une valeur limite, c'est le régime de pincement. La troisième région appelée zone de fonctionnement saturé ou le courant de drain ne dépend quasiment par de la tension de drain " $V_{ds}$ ".



**Figure IV-1: caractéristiques courant tension I-V du transistor Standard1 en fonction de Vds**



**Figure IV-2: caractéristiques courant tension I-V du transistor Standard2 en fonction de Vds**

#### IV-2-2 Comparaison des caractéristiques courant tension I-V:

Nous avons comparé les résultats de la simulation avec ceux de l'expression existants dans la littérature pour les trois transistors précédents "Standard1", "Curtice" et "Rodriguiz".

Les figures (IV-3) et (IV-4) illustrent la comparaison entre les résultats de la mesure du réseau des caractéristiques I-V et ceux du calcul théorique les composants "Curtice" et "Rodriguiz" successivement.

En régime linéaire c'est-à-dire à faible tension de polarisation de drain, nous pouvons noter une concordance entre les valeurs expérimentales et celles de la simulation pour les deux transistors.

En régime de pincement, lorsque la tension de drain augmente et devient plus importante nous remarquons une différence entre les valeurs expérimentales et résultats de la simulation.

Par contre, en régime de saturation, pour des valeurs de la tension de drain importante il y a une meilleure concordance entre les résultats et ceux l'expérience surtout pour le transistor "Curtice" (la courbe  $V_{gs} = 0V$ ) car nous avons modifier les paramètres ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ).

Sur la figure (IV-5) on constate l'évolution des caractéristiques I-V pour le composant "Standard1" et l'expérience lorsque la longueur du canal est courte ( $L = 0.5\mu m$ ) 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.

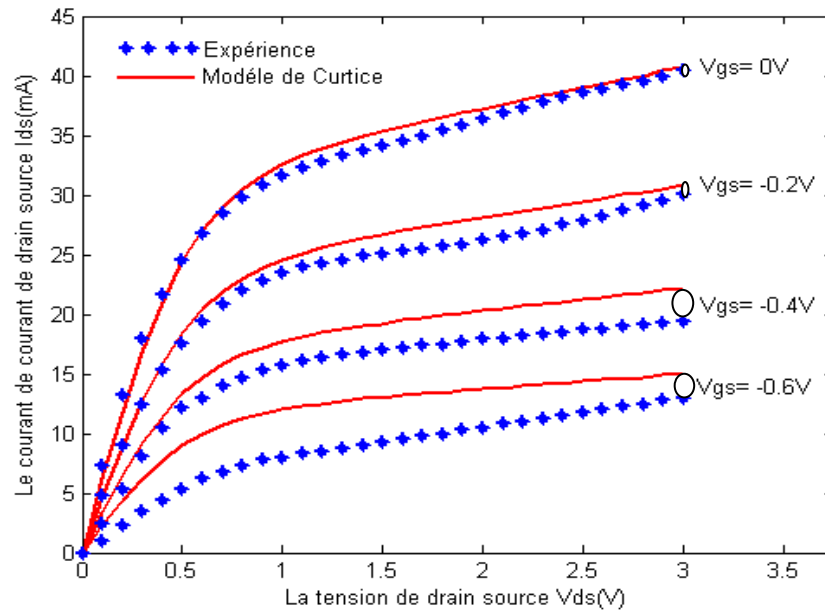


Figure IV-3 : Comparaison théorie- expérience de  $I_{ds}$  ( $V_{ds}$ ) pour le modèle Curtice [38]

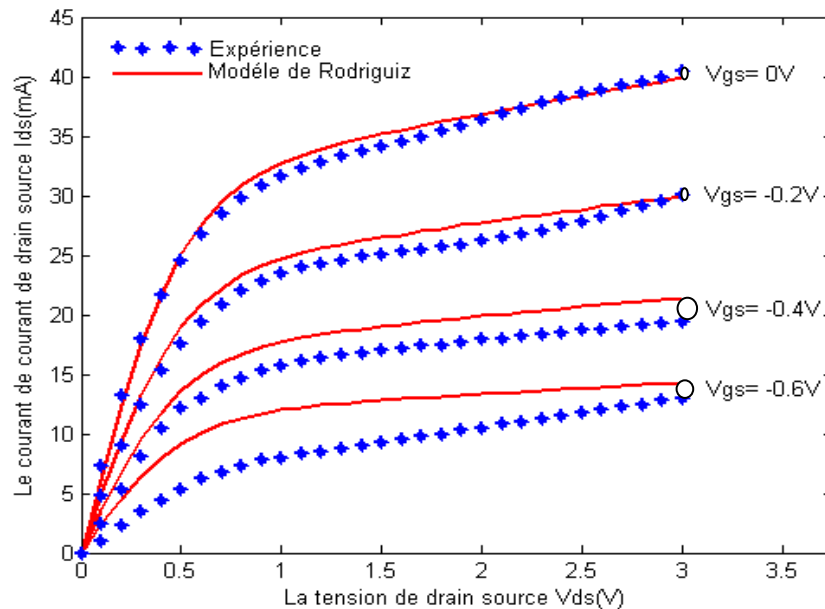
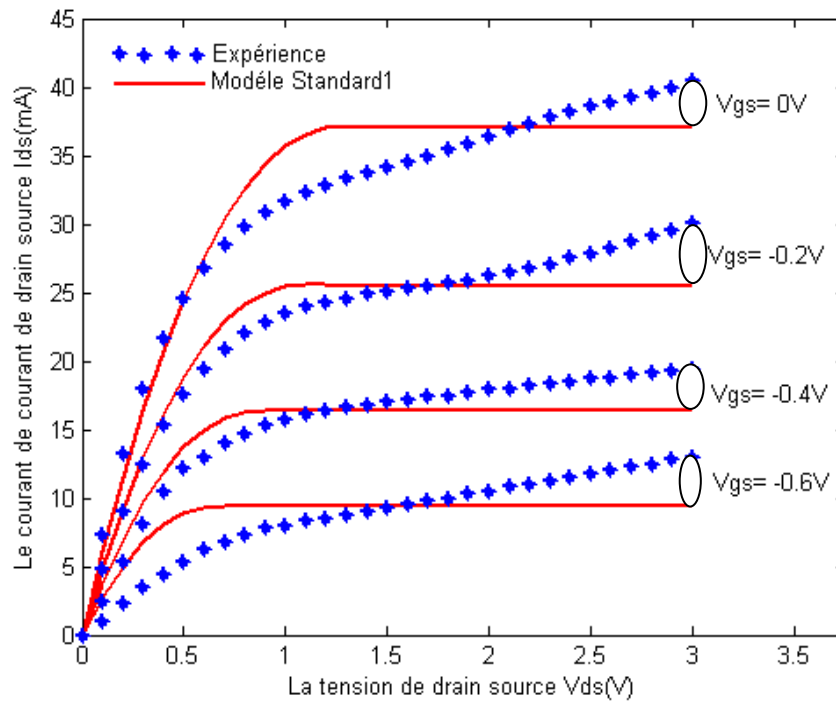


Figure IV-4 : Comparaison théorie- expérience de  $I_{ds}$  ( $V_{ds}$ ) pour le modèle de Rodriguiz [38]



**FigureIV-5 : Comparaison théorie- expérience de  $I_{ds}$  ( $V_{ds}$ ) pour le modèle Standard1[38]**

Nous avons présenté sur les figures (IV-6) et (IV-7) la comparaison du courant de drain " $I_{ds}$ " en fonction de la tension de drain " $V_{ds}$ " pour différentes valeurs de la tension de grille " $V_{gs}$ " pour les modèles "Standard2, Curtice" et "Standard2, Rodriguiz". Nous remarquons un bon concordance entre les deux modèles "Standard2, Curtice" et "Standard2, Rodriguiz" à tension de grille nulle ( $V_{gs} = 0V$ ). Lorsque la tension de la grille augmente et devient plus importante nous constatons un certain écart. Cet écart est diminué surtout pour la courbe de  $V_{gs} = -2V$  et  $V_{gs} = -1V$ .

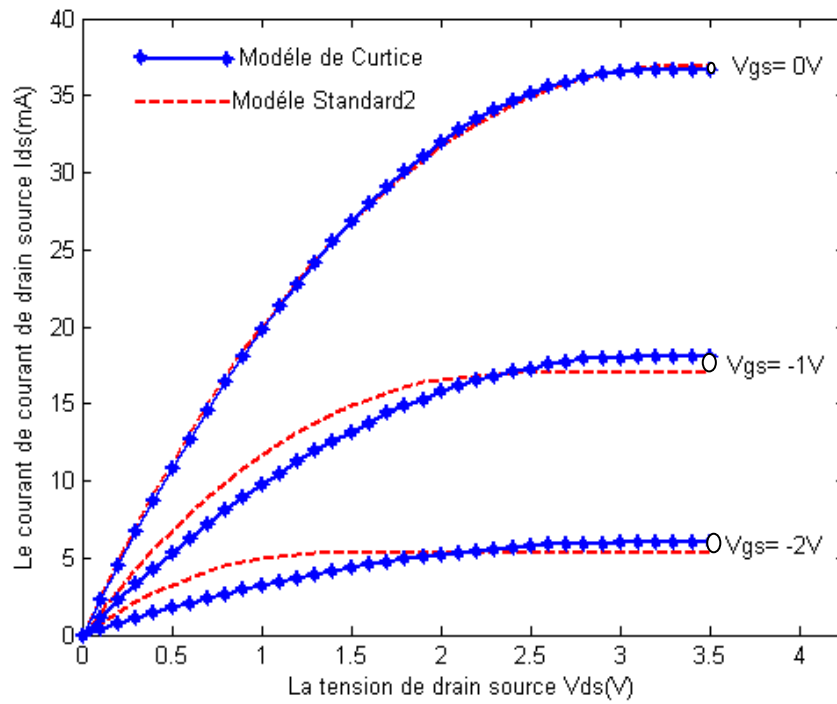


Figure IV-6 : Comparaison caractéristique I-V pour modèle Standard2 et Curtice

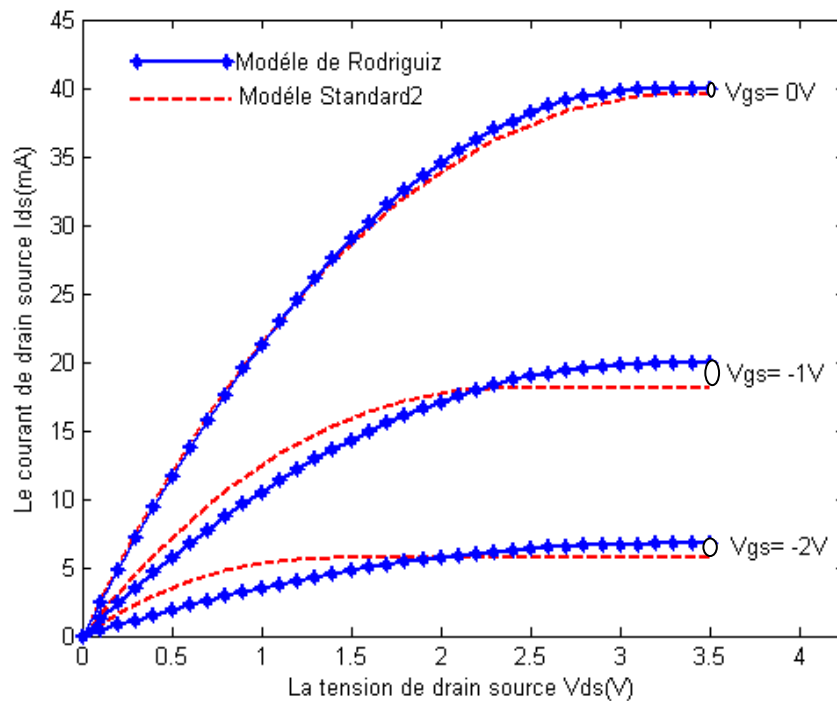
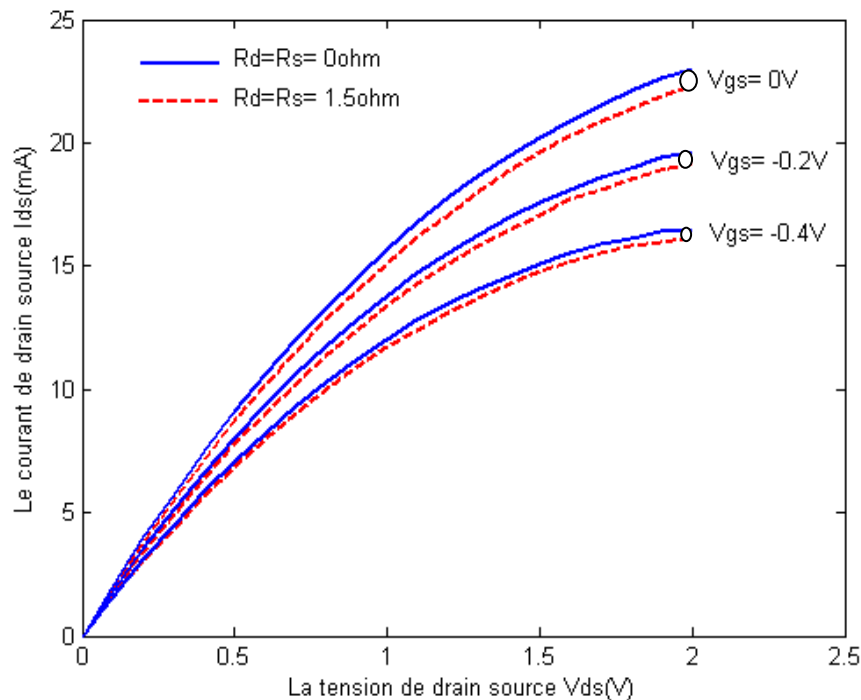


Figure IV-7 : Comparaison caractéristique I-V pour modèle Standard2 et Rodriguiz

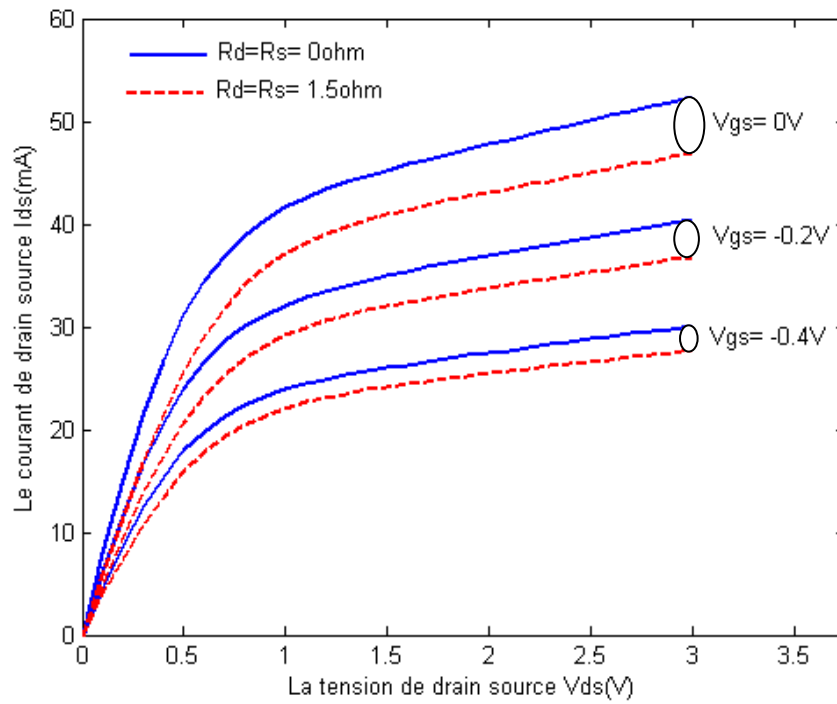
**IV-2-3) L'effet des résistances parasites :**

Afin de bien illustrer l'effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V du MESFET GaAs, nous avons présentés sur les figures (IV-8) (IV-9) (IV-10) et dans le cas modèle "Standard1" et deux modèles analytiques "Curtice" et "Rodriguiz". La variation du courant de drain en fonction de la tension de drain, pour une série de valeurs des résistances de source " $R_s$ " et de drain " $R_d$ " supposés égales. On voit clairement que pour une certaine valeur de courant de drain la tension augmente avec l'augmentation des valeurs de résistances parasites et de même pour une certaine valeur de tension de polarisation de drain le courant diminue avec l'augmentation des valeurs de résistances parasites.

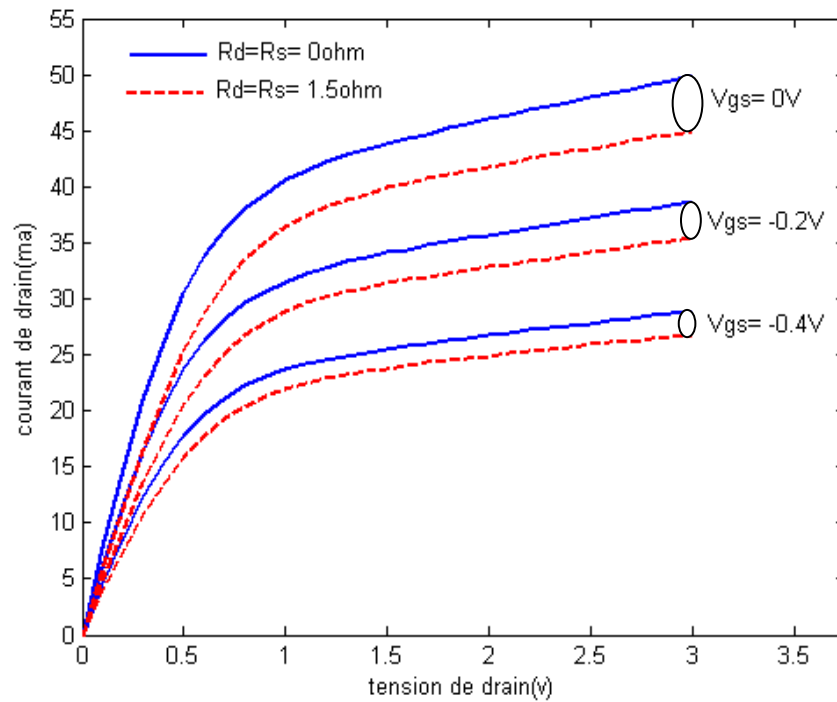
Nous remarquons que l'effet des résistances parasites plus important dans les modèles analytiques "Curtice" et "Rodriguiz" par rapport le modèle "Standard1".



**Figure IV-8 : Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V de modèle Standard1**



**Figure IV-9 : Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V le modèle de Curtice**



**Figure IV-10 : Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V le modèle de Rodriguiz**

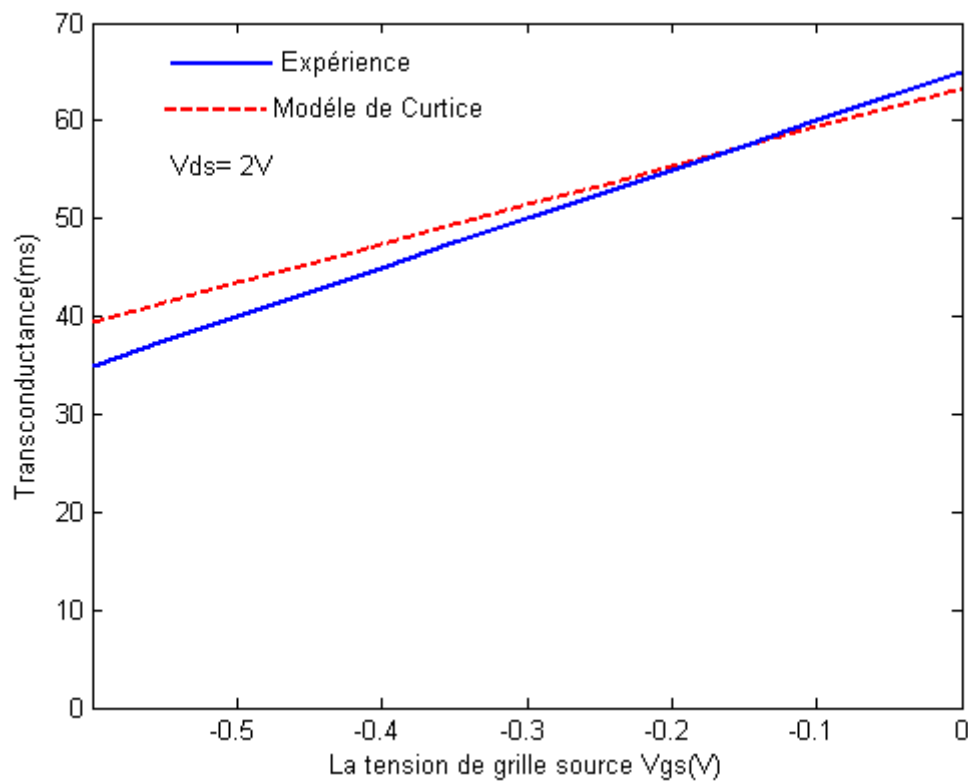
### IV-2-3) Transconductance:

La transconductance " $g_m$ " est une quantité importante pour les composants à effet de champ, elle traduit le contrôle du courant de drain " $I_{ds}$ " des par la tension de grille " $V_{gs}$ ". Ce paramètre est obtenu à partir de l'expression (III.41.1) de modèle "Standard1", et les expressions (III.57) (III.62) des modèles analytiques "Curtice" et "Rodriguiz".

Sur les figures (IV-11) (IV-12) (IV-13), nous avons présenté la comparaison de la variation de la transconductance en fonction de tension de polarisation intrinsèques " $V_{gs}$ " pour les modèles "Curtice", "Rodriguiz" et "Standard1" avec l'expérience.

Nous avons remarqué que la transconductance augmente d'une part au fur et à mesure que la valeur absolue de la tension de grille " $V_{gs}$ ". On note aussi la transconductance prend sa valeur maximale quand la tension de grille nulle.

Par la comparaison avec les résultats expérimentaux, nous constatons que l'accord est satisfaisant avec les deux modèles "Curtice" et "Rodriguiz"; au-delà de cette transconductance l'écart entre les résultats théoriques et celles de l'expérience à être remarquable. Par contre la comparaison n'est pas valable avec le modèle "Standard1".



**Figure IV-11 : Comparaison théorie- expérience de la transconductance Pour le modèle de Curtice [38]**

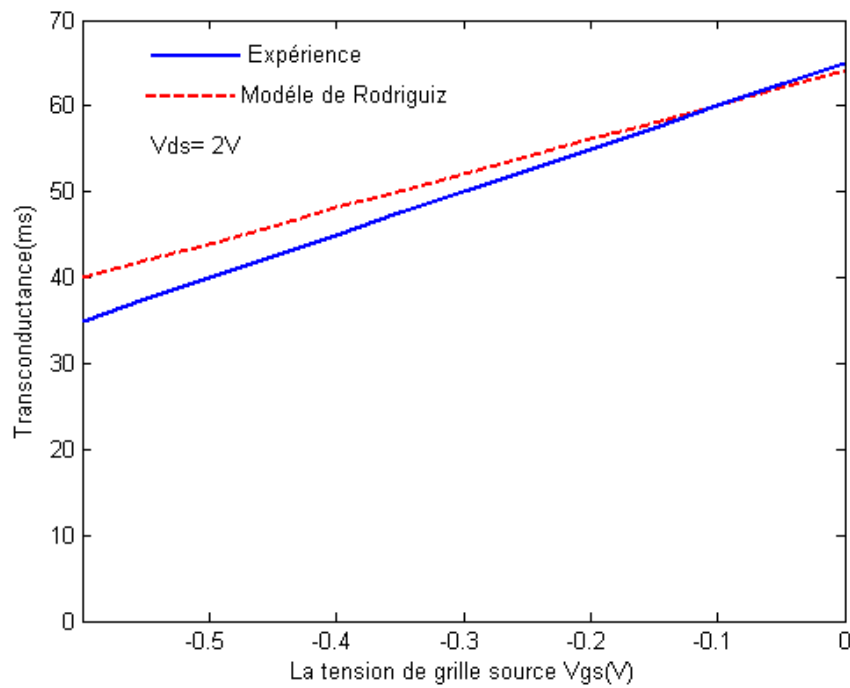


Figure IV-12 : Comparaison théorie- expérience de la transconductance pour le modèle de Rodriguiz [38]

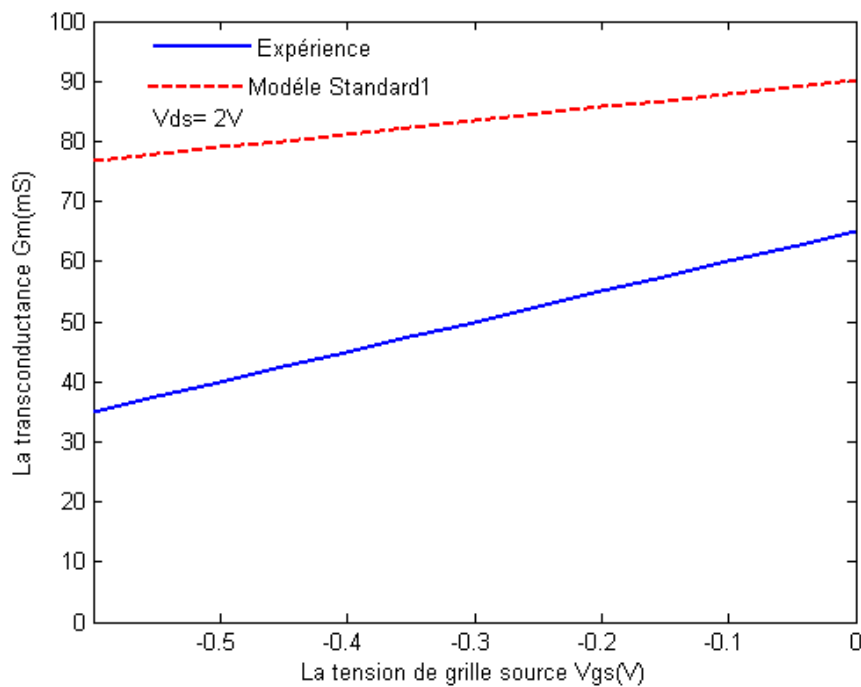
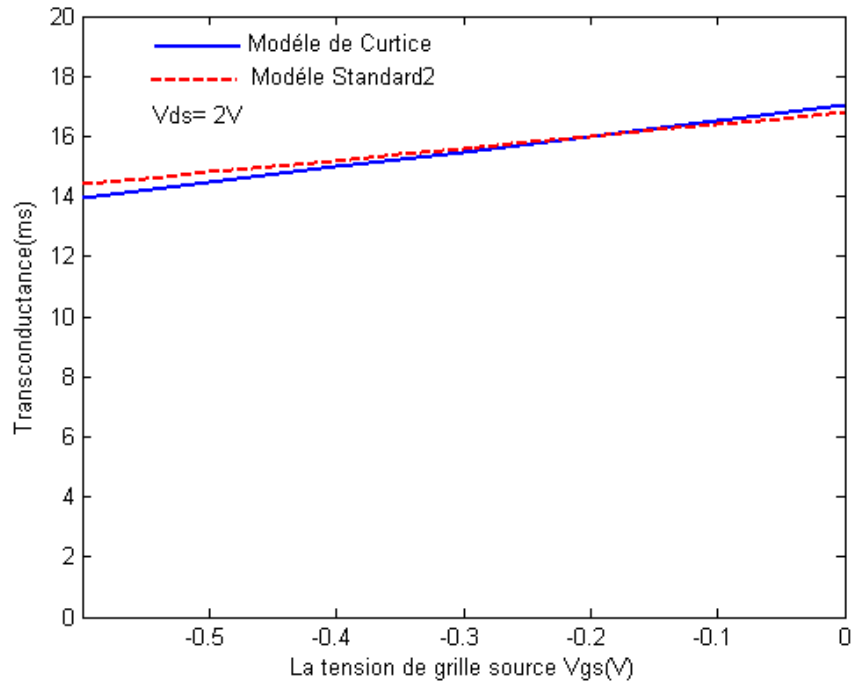
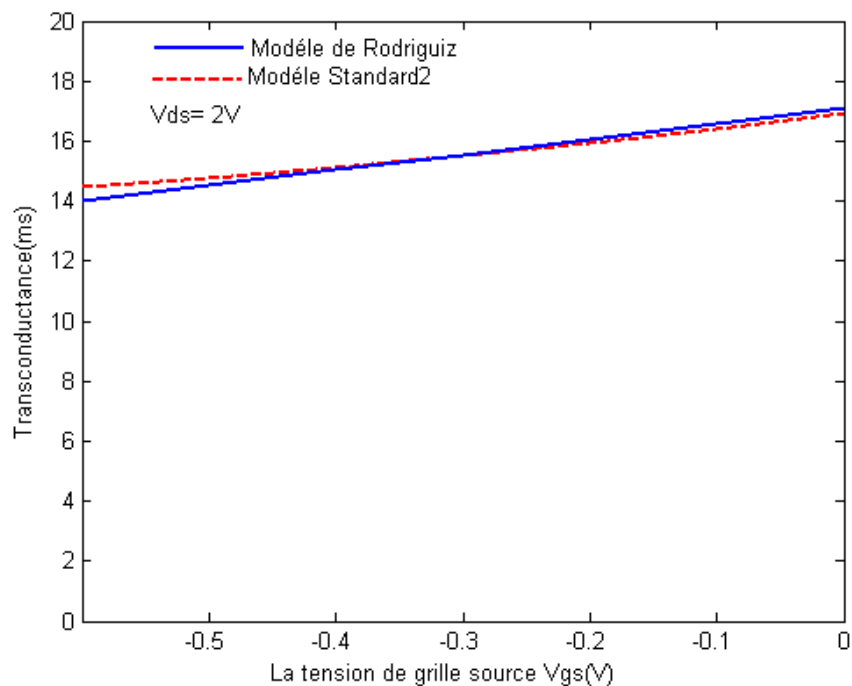


Figure IV-13 : Comparaison théorie- expérience de la transconductance pour le modèle Standard1 [38]

Sur les figures (IV-14) et (IV-15) nous avons présenté la comparaison de la transconductance " $g_m$ " en fonction de la tension de grille " $V_{gs}$ " pour les modèles "Standard2, Curtice" et "Standard2, Rodriguiz". Nous remarquons une bonne concordance entre les deux modèles "Standard2, Curtice" et "Standard2, Rodriguiz".



**Figure VI-14 : Comparaison de la transconductance pour le modèle Standard2 et Curtice**



**Figure VI-15 : Comparaison de la transconductance pour le modèle Standard2 et Rodriguiz**

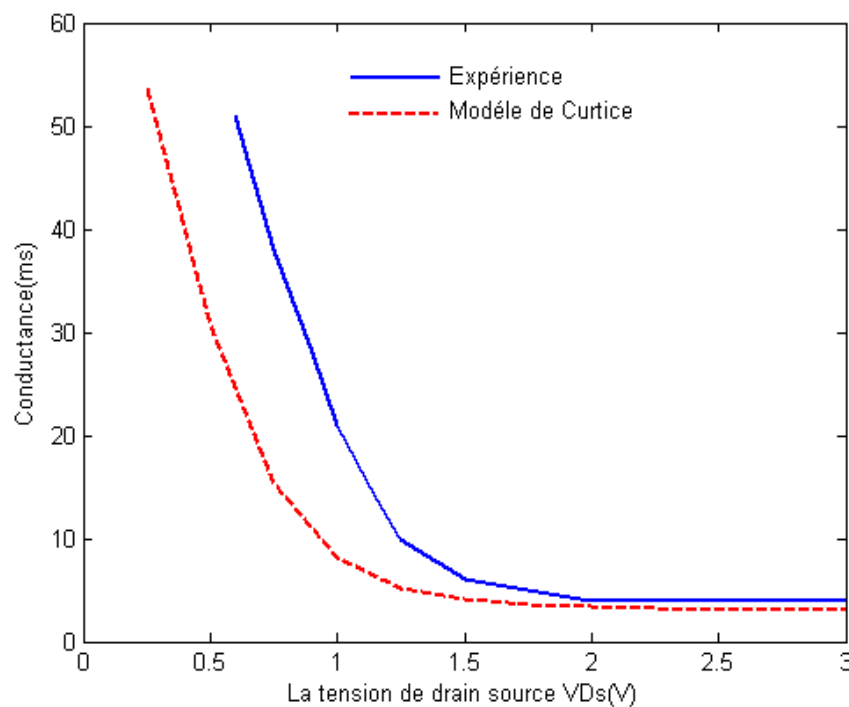
**VI-2-4) Conductance :**

De même manière que la transconductance, la conductance de sortie de drain " $g_d$ " est un paramètre des transistors à effet de champ, elle permet de rendre compte de la possibilité de contrôler le courant de drain en fonction de la tension " $V_{ds}$ ". Ce paramètre est obtenu à partir de l'expression (III.42.1) de modèle "Standard1", et les expressions (III.58) (III.63) des modèles analytiques "Curtice" et "Rodriguiz".

Sur les figures (IV-11), (IV-12) et (IV-13), nous avons présenté la comparaison de la variation de la conductance en fonction de tension de polarisation intrinsèque " $V_{ds}$ " pour les modèles "Curtice", "Rodriguiz" et "Standard1" avec l'expérience.

Nous remarquons que la conductance diminue d'une part au fur et à mesure que la tension de drain augmente. Elle prend sa valeur maximale en régime linéaire, et sature en régime de saturation.

Nous pouvons noter une concordance entre les valeurs expérimentales et celles de la simulation pour les deux modèles "Curtice" et "Rodriguiz" surtout dans le régime de saturation. Par contre la comparaison n'est pas valable avec le modèle "Standard1".



**Figure IV-16 : Comparaison théorie- expérience de la conductance pour le modèle de Curtice [38]**

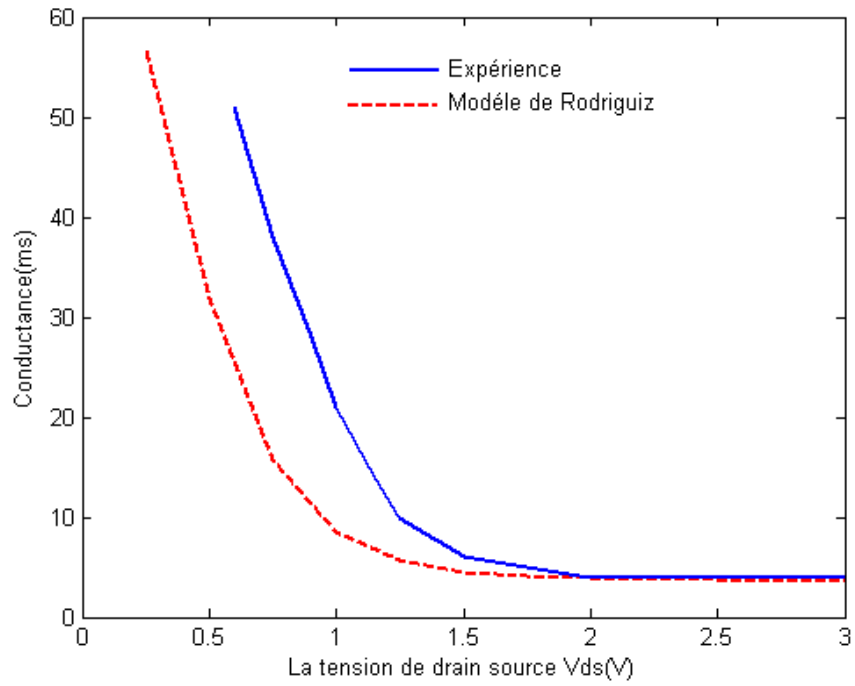


Figure IV-17 : Comparaison théorie- expérience de la conductance pour le modèle de Rodriguiz [38]

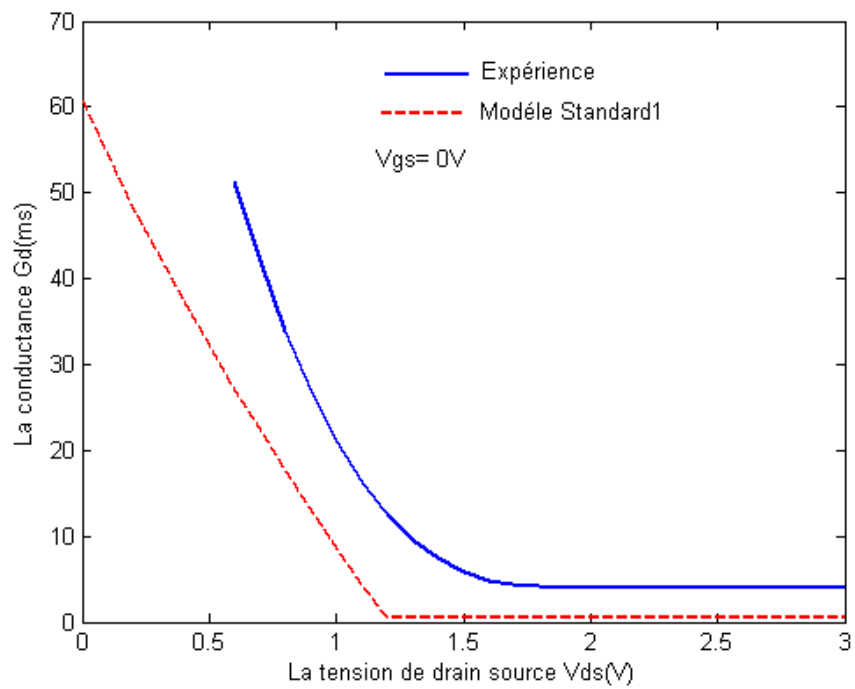


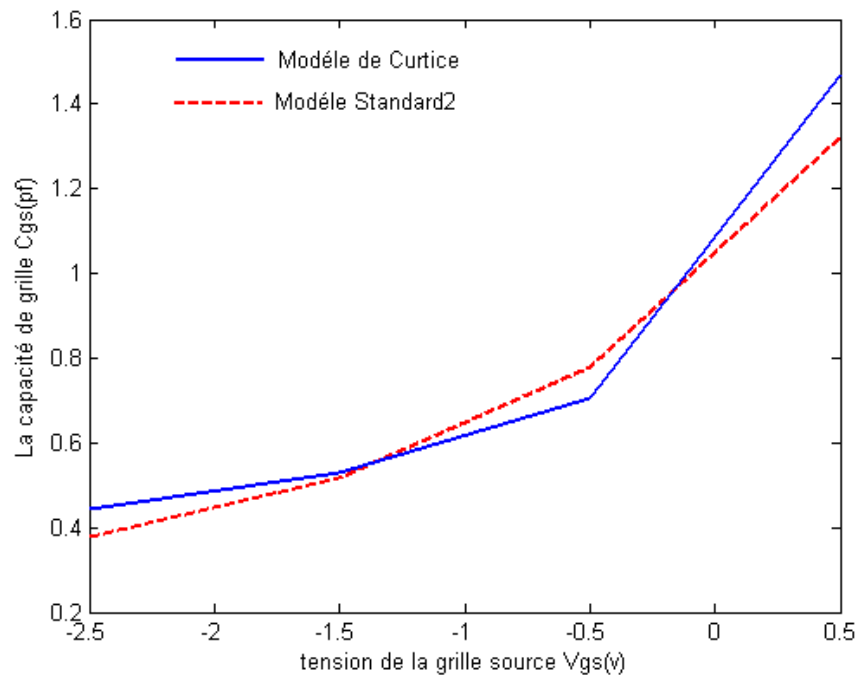
Figure IV-18 : Comparaison théorie- expérience de la conductance pour le modèle Standard1 [38]

**IV-2-5) Capacité:**

Sous l'effet des variations de la tension appliquée sur ma grille ; les dimensions de la zone de charge d'espace située sous l'électrode de grille du transistor varient, ce qui induit une modulation de capacité entre la grille et la source " $C_{gs}$ ", Paramètre est obtenu à partir des expressions (III.52), (III.53) et (III.54) de modèle "Standard1" et l'expression (III.59) de modèle analytique "Curtice" .

Sur la figure (IV-19), nous avons présenté la comparaison de la variation de la capacité en fonction de tension de polarisation intrinsèque " $V_{gs}$ " pour le modèle "Standard2" avec le modèle de "Curtice". Nous remarquons d'une part la décroissance de " $C_{gs}$ " en fonction de la tension de la grille " $V_{gs}$ " en régime linéaire, puis nous voyons la croissance de cette capacité en régime de pincement, alors qu'en régime de saturation, on note des variations faibles de cette capacité.

Nous noter une bonne concordance entre les deux modèles "Standard2" et "Curtice" dans les trois régimes.



**Figure IV-19 : Comparaison de la capacité pour le modèle Standard2 et Curtice**

**IV-3) Conclusion:**

A partir de la comparaison des caractéristiques statiques, d'une part des modèles analytiques et de modèle standard et d'une autre part les résultats expérimentaux. En résulte que :

- dans les dimensions nanométriques les modèles analytiques sont les plus valables par rapport le modèle standard.
  
  - dans les dimensions micro ondes nous remarquons que le modèle standard est en bien accord avec les modèles analytiques.
-

**Conclusion générale:**

Aujourd'hui, pour les MESFET's GaAs les plus performants est destinés en particulier aux circuits intégrés rapides. L'objectif de ce travail consiste à une étude comparative des différents modèles non linéaires du transistor MESFET GaAs avec un autre modèle standard.

D'après l'étude précédente nous avons définis les modèles plus admissibles dans les dimensions nanométriques par les comparaisons avec les résultats expérimentales. Cette étude approuve que le modèle standard ne soit plus acceptable pour modéliser les caractéristiques statiques du MESFET GaAs dans ces dimensions. Mais le modèle Standard est plus acceptable dans les dimensions micro ondes.

## **Comparison of nonlinear I-V models of transistor GaAs MESFET**

### **Abstract:**

In this work, we present a comparison of different nonlinear model MESFET GaAs used in the literature with the model used by our research team.

Then we presented the family of various compounds actives and what techniques are used CAD. Then we studied the physical properties of the gallium arsenide and Schottky contact of grid, to finish with the presentation of the MESFET GaAs transistor and working. Finally, we present a study of the static properties of the MESFET component led us to define the system of general equations governing the behavior of the active zone. The physical parameters which intervene in the working of the model the transistor suggested are identified and characterized and the expression of the transconductance, conductance and capacity, and the static properties of the two nonlinear models. We obtained results are discussed and compared with the experimental ones.

**Keywords:** MESFET GaAs, model nonlinear, nano compounds.

## مقارنة بين نماذج لا خطية للترانزستور ذو الأثر الحقلي المصنوع بزرنيخ الجاليوم

### الملخص:

في هذا العمل قمنا بمقارنة نموذج غير خطي للترانزستور ذو الأثر الحقلي MESFET GaAs مع نموذجين آخرين. في البداية قمنا بعرض عام لعائلة مختلف المركبات النشطة وفي أي مجال نستعمل تقنيات CAO. وفي هذا الإطار درسنا الخصائص الفيزيائية لزرنيخ الجاليوم وبعد ذلك قدمنا مبدأ تشغيل الصمام وكذلك الظواهر الفيزيائية. في هذه الدراسة قمنا بصياغة نموذج تحليلي للخصائص الستاتيكية للمركب MESFET GaAs باستخدام تقريب النفق التدريجي كما قمنا أيضا باستخراج علاقة النقلية وفرط النقلية والقدرة بإضافة إلى ذلك وضعنا علاقة رياضية لتيار والناقلية وفرط النقلية والقدرة لنموذجين غير خطيين. تم مناقشة و مقارنة النتائج النظرية المتحصل عليها مع النتائج التجريبية المدروسة سابقا.

**الكلمات المفتاحية:** MESFET GaAs، النماذج الغير خطية، النانو مركبات.



## **Comparaison des modèles non linéaire I-V du transistor MESFET GaAs**

### **Résumé:**

Dans ce travail nous présentons une comparaison des deux modèles non linéaires du transistor MESFET GaAs utilisés dans la littérature avec le modèle standard.

D'abord, nous avons présenté la famille des différents composants actifs et qui utilisent les techniques CAO pour modéliser ces caractéristiques. C'est dans ce cadre, nous avons étudié les propriétés physiques de l'arséniure de gallium et du contact Schottky de grille. Ensuite, nous exposons un rappel de la structure du composant MESFET et son principe de fonctionnement ainsi les phénomènes physiques qui régissent ses performances.

Enfin, nous présentons une étude des propriétés statiques du MESFET GaAs pour décrire le comportement de la zone active tel que le courant de drain, l'expression de la transconductance, la conductance et la capacité, ainsi que les propriétés statiques des deux modèles non linéaires que nous avons adopté. Nos résultats obtenus ont été discutés et comparés avec celle de l'expérimental.

**Mots clés :** MESFET GaAs, modèles non linéaires, nano composants.