

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

UNIVERSITE MENTOURI – CONSTANTINE -
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre : / /

Série :

THESE
PRESENTEE POUR OBTENIRE LE DIPLOME DE
DOCTORAT EN SCIENCES
EN SCIENCES DES MATERIAUX
OPTION : SEMICONDUCTEURS

INTITULE

**MODELISATION NON LINEAIRE DES COMPOSANTS A
EFFET DE CHAMP**

Par

Mr KHEMISSI SAADEDDINE

Soutenu le : 01 / 07 / 2009

Devant le jury :

Président :

M. S. AIDA

Prof.

Univ. Mentouri –Constantine-

Rapporteur :

C. AZIZI

Prof.

Univ. Oum El Bouaghi.

Examineurs :

Y. SAIDI

M.C "A"

Univ. Mentouri –Constantine-

N. ATTAF

M.C "A"

Univ. Mentouri –Constantine-

H. DJEBAILI

M.C "A"

C. Univ. Khenchela.

M. ZAA BAT

M.C "A"

Univ. Oum El Bouaghi.

*A mes très chers parents.
A ma femme et mon enfant.
A mon frère et mes sœurs.
A toute ma famille.
A tous mes amis et mes collègues.
Je dédie ce travail.*

Saâd Eddine.

Remerciements

Mes remerciements vont en particulier à Mme C. AZIZI, professeur au département de Physique, Institut des Sciences Exactes, Université Larbi Ben M'Hidi d'Oum El Bouaghi pour avoir accepté de m'encadrer ainsi que pour ses compétences scientifiques, ses conseils et ses qualités humaines m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je remercie vivement Monsieur M. S. AIDA, professeur au département de Physique, Université Mentouri de Constantine pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de mémoire.

Mes remerciements vont également à Monsieur H. DJEBAILI, Maître de conférences « A » au Institut des Sciences Exactes et Technologie, Centre Universitaire de Khenchela d'avoir accepté d'être membre de jury.

Mes remerciements vont également à Monsieur M. ZAABAT, Maître de conférences « A » au département de Physique, Institut des Sciences Exactes, Université Larbi Ben M'Hidi d'Oum El Bouaghi d'avoir accepté d'être membre de jury.

Mes remerciements vont également à Madame Y. SAIDI, Maître de conférences « A » au département de Physique, Université Mentouri de Constantine d'avoir accepté d'être membre de jury.

Mes remerciements vont également à Monsieur N. ATTAF, Maître de conférences « A » au département de Physique, Université Mentouri de Constantine d'avoir accepté d'être membre de jury.

J'exprime mes remerciements à Monsieur N. MERABTINE, Maître de conférences au département d'Electronique, Université Mentouri, Monsieur R. GUEMMINI, Maître de conférences au département de Physique, Institut des Sciences Exactes, Université Larbi Ben M'Hidi d'Oum El Bouaghi et Monsieur F. DEHANE pour leur soutien, leur gentillesse et leur sympathie qui ont rendu très agréables.

Je remercie aussi Monsieur H. BAUDRAND Professeur émérite à l'institut national polytechniques de Toulouse – France- pour m'avoir accueilli dans son laboratoire RCEM de Toulouse ainsi pour ses conseils scientifiques et ses qualités humaines.

Enfin je remercie infiniment tous mes amis, mes collègues et surtout ma famille qui m'a toujours aidée et encouragée pour poursuivre mes travaux.

Mercie à tous.

Sommaire

Sommaire

Introduction générale	1
Chapitre I : Etat de l'art des composants à effet de champ	4
I.1 : Introduction	4
I. 2 : Diode Schottky	4
I.2.1 : Structure métal-semiconducteur	4
I.2.2) Travail de sortie du métal	5
I.2.3) Affinité électronique du semiconducteur	5
I.2.4) Contact métal-semiconducteur	6
I.2.5) Etude du contact Schottky	9
I.2.6) Contact Ohmique	11
I.3) Transistors à effet de champ « FET »	12
I.3-1) Généralités	12
I.3-2) Etat de l'art des transistors à effet de champ	12
I.3.2-1) JFET et MESFET	12
I.3.2-2) MOSFET	16
I.3.2-3) HEMT	18
I.3-3) Effets dispersifs des transistors à effet de champ	20
I.3.3-1) Les phénomènes de pièges	20
I.3.3-2) Effets thermiques	23
I.3.3-3) Phénomènes d'avalanche	24
I.3-4) Amélioration des structures des FETs (cas du MESFET GaAs)	26
I.3.4-1) MESFET à grille creusée	26
I.3.4-2) MESFET à grille champignon	26
I.3.4-3) MESFET en structure LDD	27
I.3.4-4) MESFET à grille divisée en plusieurs doigts	28
I.3.4-5) Autres structures	29
I.4) GaAs : un semiconducteur privilégié pour les composants haute fréquence	30
I.4.1) Généralités sur les semi-conducteurs	30
I.4-2) Principales propriétés physiques d'autres matériaux semiconducteurs	31
I.4-3) Propriétés de l'Arséniure de Gallium	32
I.4.3.1) Structure cristalline	32
I.4.3-2) Structure de bandes d'énergie	32

I.4.3-3) Champ de claquage	34
I.4.3-4) Densité de porteurs intrinsèques	34
I.4.3-5) Mobilité et vitesse des porteurs	34
I.4.3-6) Conductivité thermique	35
I.4.3-7) Propriétés physiques et électriques	36
I.4.3-8) Résumé	37
Chapitre II : Modélisation du transistor MESFET GaAs	38
I.1 : Introduction	38
II. 2 : Modélisation des composants à effet de champ	38
II. 3 : Modélisation des caractéristiques statiques du transistor MESFET GaAs	39
II .3.1) Position du problème	39
II. 3.2) Caractéristiques générales du modèle	39
II. 3.3) Formulation des équations	40
II. 3.4) Détermination du potentiel sous la grille	40
II .3.4-1) Détermination du terme unidimensionnel du potentiel	42
II .3.4-2) Détermination du terme bidimensionnel du potentiel	43
II .3.5) Zone de charge d'espace	45
II .3.6) Caractéristiques courant- tension I-V	46
II .3.6-1) Détermination de l'équation générale du courant en régime intrinsèque	47
II .3.6-2) Effet de la loi de mobilité	48
II.3.6-3) Détermination de l'expression du courant selon les différents régimes de fonctionnement	49
II .3.6-4) Effet de la tension bidimensionnelle $\Phi(x, y)$	53
II .3.6-5) Effet des résistances parasites	53
II .3.6-6) Effets thermiques	55
II .3.7) Transconductance et conductance de drain	55
II .3.8) Modèle des capacités	57
II .3.8-1) Détermination de la charge stockée dans la zone de charge d'espace	58
II .3.8-2) Détermination des capacités	62
II .3.9) Calcul de la fréquence de coupure	67
II. 4 : Modélisation des caractéristiques dynamiques du transistor MESFET GaAs	69
II. 4.1) Equations décrivant le comportement dynamique	69
II. 4.2) Résolution du système d'équations différentielles régissant le comportement dynamique	72

II. 4.2-1) Basses fréquences	72
II. 4.2-2) hautes fréquences	74
II. 4.3) Détermination des paramètres $[Y_{ij}]$ de la matrice admittance intrinsèque	75
II. 4.3-1) Calcul des paramètres $[Y_{ij}]$ au moyen des séries	76
II. 4.3-2) Expressions asymptotiques des paramètres $[Y_{ij}]$	77
II. 4.4) Schéma équivalent du transistor MESFET GaAs	78
II. 4.4-1) Modélisation linéaire	79
II. 4.4-2) Modélisation non-linéaire	81
II. 4.4-3) Extractions des paramètres $[Y_{ij}]$	82
II. 4.4-4) Extractions des éléments du circuit équivalent	83
Chapitre III : Résultats et interprétations	84
I.1 : Introduction	84
III-2 : Caractéristiques statiques	84
III. 2.1 : Logiciel de simulation	84
III. 2. 2) Caractéristiques courant tension I-V	86
III. 2. 3 : Validité du modèle	90
III. 2. 4 : Vitesse des porteurs	92
III. 2. 5 : Loi de mobilité des porteurs	92
III. 2. 6) Evolution de la tension, du champ électrique et de la vitesse des électrons et de la zone de charge d'espace dans le canal	93
III. 2. 7 : Effet des paramètres physique et mathématiques sur l'exactitude de modèle ...	96
III. 2. 7-1 : Effet de l'analyse bidimensionnelle de la tension	96
III. 2. 7-2 : Effet de la loi de mobilité	99
III. 2. 7-3 : Effet de l'auto échauffement	100
III. 2. 7-4 : Effet des résistances parasites	102
III. 2. 8 : Influence des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques I-V.103	
III. 2. 8-1 : Influence de la mobilité des porteurs	103
III. 2. 8-2 : Influence de la température ambiante	105
III. 2. 8-3 : Influence des paramètres « L », « Nd », « a » et « Z »	107
III. 2. 9 : Transconductance	110
III. 2. 10 : Conductance de drain	113
III. 2. 11 : Caractéristiques capacité tension « C-V »	115
III. 2.11-1 : Capacité grille-source « C _{gs} »	115
III. 2. 11-2 : Capacité grille-drain « C _{gd} »	115

III. 2. 11-3 : Capacité de grille totale « Cgt »	118
III. 2. 12 : Fréquence de coupure	119
III. 3 : Caractéristiques dynamiques	122
III. 3. 1) Variation des paramètres [Yij] normalisés (plan de Nyquist)	122
III. 3. 2) Variation des paramètres [Yij] en fonction de la fréquence	123
III. 3. 3) Détermination des différents éléments du schéma équivalent	130
Conclusion générale	131
Annexes	133
Références bibliographiques	140

Introduction générale

<h2>Introduction générale</h2>

Le développement de nouvelles technologies pour les applications de télécommunications, de radionavigations et radars sont aujourd'hui d'un intérêt stratégique et commercial majeur. Plusieurs défis sont actuellement à relever dans ces domaines, le développement de réseaux hauts débits pour la numérisation des réseaux terrestres, télévision et radio à grande échelle, la mise au point de systèmes de radiocommunications mobiles, le développement de systèmes électroniques à hautes fréquences embarqués dans le secteur automobile ou encore les systèmes radars modernes. Ces marchés offrent aujourd'hui des perspectives commerciales importantes.

Le développement de nouvelles filières de composants à effet de champ prend un formidable essor dans ces nouvelles technologies, la demande et la production de circuits intégrés à base de transistors à effet de champ est très élevée. Ce développement spectaculaire a conduit à une recherche robuste soit au niveau de composants plus en plus performants ou vers nouvelles applications, entraînant une montée en fréquence et autorisant une amplification de puissance plus importante.

Les transistors à effet de champ sont toujours parmi les composants électroniques omniprésents dans notre vie quotidienne, ils jouent un rôle très important dans la nouvelle technologie. Ils résident au coeur 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. Shockley en 1952 [1]. 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 semiconducteur présente de nombreux avantages pour la réalisation de composants électroniques : structure cristalline simple, peu onéreux, 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 de 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 semiconductrices 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 [2], puis réalisé par W. W. Hooper et W. L. Lahrer en 1967 [3], ce composant a été utilisé pour mettre à profit 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.

Pour mieux exploiter les qualités de ces transistors (fréquences de fonctionnement élevées, niveau de puissance de sortie important, circuits intégrés logiques rapides, ...) et avant toute réalisation, il est nécessaire de mettre au point des techniques de conception des systèmes utilisant ce dispositif. Ces techniques seront basées sur des méthodes de calculs numériques sophistiqués utilisant en particulier la dépendance entre les caractéristiques électriques, statiques et dynamiques des dispositifs et les paramètres géométriques et technologiques des composants.

Ainsi l'objectif de notre travail est de présenter une étude sur la modélisation et la simulation des transistors à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium dit MESFET GaAs, Ce travail comportera les chapitres suivants :

Le premier chapitre est consacré dans la première partie à une présentation et un commentaire général sur les propriétés physiques des structures métal-semiconducteur. Une attention particulière est accordée au contact redresseur de type Schottky. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée en détaille à la structure et le principe de fonctionnement des composants à effet de champ de type JFET, MESFET, MOSFET et HEMT. Et enfin dans la troisième partie, les propriétés physiques et structurales du semiconducteur arséniure de gallium « GaAs » ont été précisées.

Le deuxième chapitre est consacré dans la première partie à la modélisation physique non-linéaire des caractéristiques statiques du transistor MESFET GaAs. Cette modélisation prend en considération l'ensemble des phénomènes physiques spécifiques à ce composant. Une formulation analytique des principaux mécanismes statiques est effectuée et permet d'aboutir à un modèle mathématique du transistor MESFET GaAs

Dans la deuxième partie de ce chapitre, un modèle analytique qui décrit le comportement dynamique du transistor MESFET GaAs à été développé, ainsi que une présentation de son schéma équivalent. Les paramètres de la matrice admittance $[Y_{ij}]$ du composant sont déterminés en fonction des éléments constitutifs de ce schéma ainsi que leur dépendance en fréquence.

Le dernier chapitre de ce mémoire présente l'ensemble des résultats de la simulation des caractéristiques statiques et dynamiques des transistors MESFET GaAs de longueurs de grille différentes. Au cours de cette présentation, l'interprétation des résultats obtenus est faite en détail, avec une comparaison entre les résultats du modèle et ceux de l'expérience existants dans la littérature.

Une conclusion générale et des perspectives à ses travaux seront indiquées en fin de ce manuscrit.

Chapitre I

*Etat de l'art des composants à effet de
champ*

Chapitre I Etat de l'art des composants à effet de champ
--

I. 1 : Introduction

Dans ce premier chapitre, nous présentons une description physique et fonctionnelle des principaux éléments des transistors à effet de champ. Par la suite, nous présentons :

- Un rappel sur les structures métal-semiconducteur en général et la diode Schottky en particulier qui est très utilisée dans tous les dispositifs microélectroniques, en insistant sur les divers mécanismes de conduction.
- Les différentes familles des transistors à effet de champ (JFET, MESFET, MOSFET et HEMT), nous parlons du dispositif lui même, ses structures, ses modes de fonctionnement lors de ses polarisations, des effets parasites, ainsi que l'amélioration de ses structures.
- Une étude sur les propriétés physiques et électriques des matériaux semiconducteurs III-V en générale et l'Arséniure de Gallium GaAs en particulier qui possède des caractéristiques très importantes pour les composants aux hautes fréquences.

I. 2: Diode Schottky

La diode SCHOTTKY [4]-[8] est un élément de base très utilisé pour la plupart des composants à l'état solide en hyperfréquences dans la mesure où :

- Elle peut être utilisée seule pour ses caractéristiques non-linéaires en détecteur, mélangeur ou multiplieur, selon les dimensions de la zone active, et les fréquences de coupure supérieures au Téra hertz ;
- Le contact Schottky est l'élément de commande en tension des transistors à effet de champ à grille métal-semiconducteur (MESFET, HEMT ...).
- L'hétérojonction métal-semiconducteur est aussi à la base du fonctionnement de nombreux dispositifs.

I.2.1) Structure métal-semiconducteur

La structure métal-semiconducteur est le dispositif unipolaire le plus simple à base d'un grand nombre de structure plus complexe. Les structures métal-semiconducteur sont particulièrement bien adaptées à la technologie des composants hyperfréquences. Elles sont

souvent réalisées en ouvrant une fenêtre et en déposant sous vide un film métallique qui entre en contact intime avec le semiconducteur.

Pour étudier la jonction métal-semiconducteur, il faut connaître deux paramètres essentiels :

1. le travail de sortie du métal : $e\phi_m$
2. l'affinité électronique du semiconducteur: $e\chi_s$

I.2.2) Travail de sortie du métal

Le travail de sortie du métal $e\phi_m$ est défini comme l'énergie minimale qu'il faut fournir à un électron situé au niveau de Fermi pour l'arracher du métal et l'amener au niveau du vide N_v .

Le travail de sortie d'un métal est donc :

$$e\phi_m = N_v - E_F \quad \dots \quad I-1$$

On note que $e\phi_m$: est une constant physique du métal considéré.

Le travail de sortie des métaux peut varier de 2 eV à 6 eV. Toutefois, les métaux les plus utilisables dans la fabrication des composants électroniques ont une gamme beaucoup plus restreinte qui s'étende de 4,3 eV à 5,7 eV. Dans le tableau suivant nous donnons quelques valeurs du travail de sortie de certains métaux.

Métal	Cr	Fe	Ni	Al	Ag	Au	Cu	Pt
$e\phi_m$ (eV)	4,6	4,4	4,4	4,3	4,3	4,8	4,4	5,3

Tableau (I.1).

I.2.3) Affinité électronique du semiconducteur

Dans les semiconducteurs et les isolants, le travail de sortie est défini de la même manière. Cependant pour les semiconducteurs la position du niveau de Fermi dépend du dopage.

Sauf pour les semiconducteurs dégénères, il n'y a pas d'électrons au niveau de Fermi. On définit l'affinité électronique comme l'énergie qu'il faut fournir à un électron situé dans le bas de la bande de conduction pour l'amener au niveau du vide.

$$\text{Donc : } e\phi_s = N_v - E_F \quad \dots \quad I-2$$

$$e\chi_s = N_v - E_C \quad \dots \quad I-3$$

Cette grandeur physique est une constante du semiconducteur. Le tableau suivant donnant l'affinité électronique de quelques semiconducteurs.

	Si	Ge	GaP	InP	CdTe	GaAs
$e\chi_s$ (eV)	4,01	4,13	4,30	4,38	4,22	4,07
$e\phi_s$ (eV)	5,13	4,49	6,55	5,65	5,72	5,50

Tableau (I.2).

I.2.4) Contact métal-semiconducteur

Pour comprendre le diagramme d'énergie des jonctions métal-semiconducteur, il faut tout d'abord tracer le diagramme des deux matériaux avant et après le contact, les figures (I.1), (I.2) et (I.3) représentent ces deux cas successivement.

a- Avant le contact

Le niveau de Fermi du métal étant situé dans la bande de conduction. Pour le semiconducteur par exemple uniformément dopé de type N nous supposant la structure idéale sans perturbations au niveau des liaisons chimiques du contact métal-semiconducteur.

b- Après le contact

Lorsque le contact est réalisé, le principe qui régit l'établissement physique est l'alignement des niveaux de Fermi du métal ϕ_m et du semiconducteur ϕ_s , puisque la structure est à l'équilibre thermodynamique.

Loin du contact, du côté semiconducteur, les niveaux des bandes de valence, de conduction et du vide conservent leur position respective par rapport au niveau du Fermi. Le métal, restant une équipotentielle donc le niveau énergétique du vide est toujours constant.

Deux situations peuvent alors se rencontrer en fonction de la différence des travaux de sortie : soit le travail de sortie du métal est supérieur à celui du semiconducteur, soit l'inverse.

Cas où $\phi_m > \phi_s$

On voit dans ce cas, que le niveau de Fermi du métal s'éloigne de la bande de conduction et se rapproche de la bande de valence. Un certain nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal et désertent le semi-conducteur, du fait de la très forte concentration électronique dans le

métal et une zone vide de porteurs côté semiconducteur. Un champ électrique interne va se créer pour lutter contre cette diffusion, et le phénomène s'arrêtera en équilibre. Un effet redresseur, ou diode Schottky peut être attendu.

Cas où $\phi_m < \phi_s$

Dans ce cas, le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction. Il y a donc une accumulation d'électrons à l'interface et le semiconducteur se comporte alors comme un matériau très dopé.

L'absence de barrière de potentiel et la zone de charge d'espace ainsi qu'une accumulation d'électrons à l'interface créent une diminution de résistance du contact métal-semiconducteur.

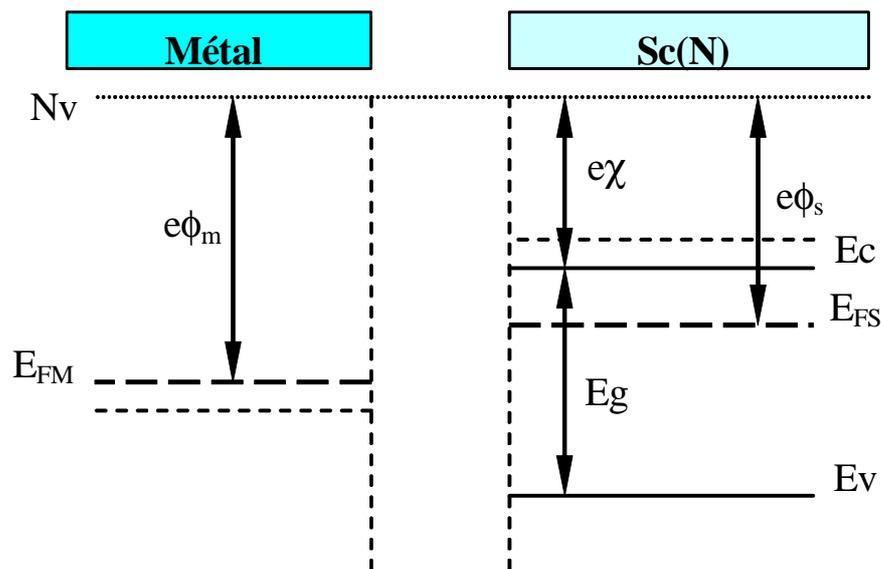


Figure I.1) : Diagramme énergétique avant le contact.

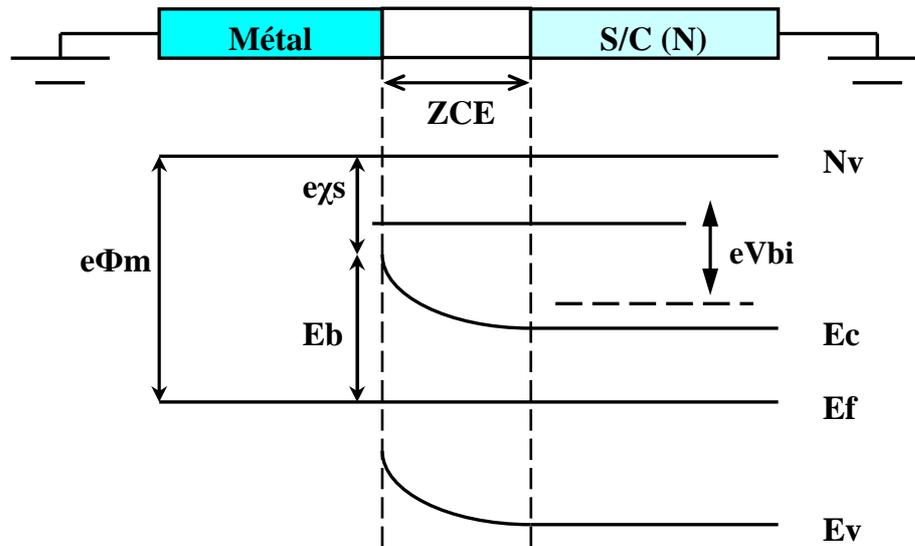


Figure I.2) : Diagramme énergétique d'un contact métal-semiconducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque : $\phi_m > \phi_s$.

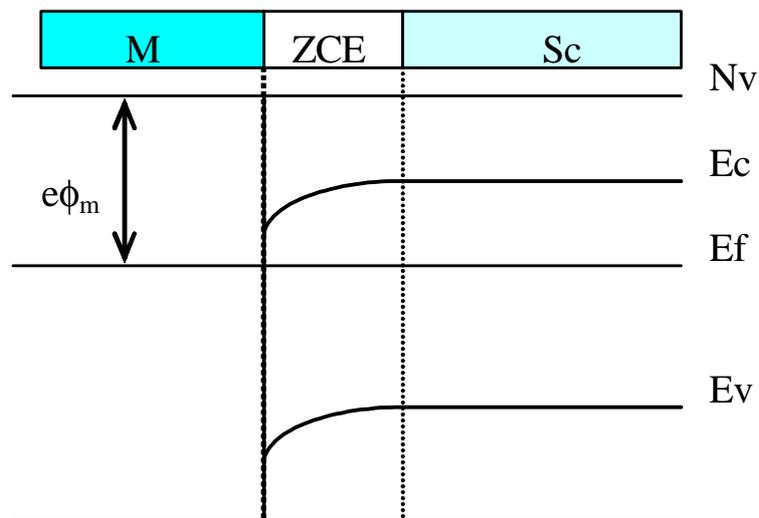


Figure I.3) : Diagramme énergétique d'un contact métal-semiconducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque : $\phi_m < \phi_s$.

I.2.5) Etude du contact Schottky

Le contact Schottky exploite l'effet redresseur que peut présenter une structure métal-semiconducteur de type N. Lorsque $\phi_m > \phi_s$ [figure (I-2)]. L'énergie de la hauteur de barrière Schottky E_b représente dans le diagramme énergétique la différence d'énergie qui existe à l'équilibre thermodynamique entre le niveau maximal de conduction du semiconducteur et le niveau de Fermi du métal, donc :

$$e\phi_m = E_b + e\chi_s \quad \dots \quad \text{I-4}$$

Où : χ_s est l'affinité électronique du semiconducteur.

a- Zone de charge d'espace et barrière de potentiel

Les électrons libres du semiconducteur au voisinage de la jonction métal-semiconducteur du contact Schottky migrent vers le métal laissant les atomes donneurs ionisés. Ces atomes forment à l'interface du côté semiconducteur une zone de charge d'espace « ZCE » positive et un champ électrique « E » s'établit [Figure (I-4)]. A l'équilibre thermodynamique, le courant de diffusion des électrons s'équilibre avec le courant de conduction engendré par E.

La courbure des bandes d'énergie se produit dans une zone d'énergie variant de « eVbi » telle que représenté sur la figure (I.2), « Vbi » correspond à la barrière de potentiel que doivent surmonter les électrons de la bande de conduction du semiconducteur pour passer dans le métal. Cette barrière est essentiellement dépendante de la nature des matériaux utilisés pour réaliser la structure et des conditions de fabrication.

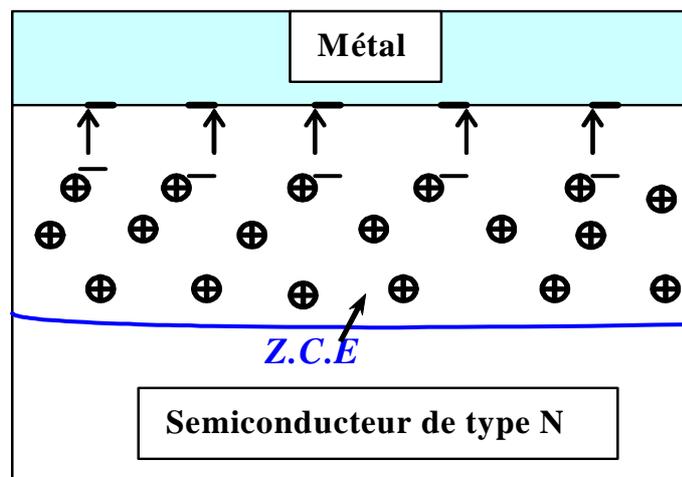


Figure I.4) : Zone de charge d'espace (ZCE).

b- Champ et potentiel électrique

Pour déterminer l'évolution du potentiel, du champ électrique et de la charge dans le semiconducteur il faut donc chercher une solution bidimensionnelle de l'équation de Poisson.

$$\Delta\psi(x, y) = -\frac{\rho(x, y)}{\epsilon_{SC}\epsilon_0} \Rightarrow \nabla E(x, y) = \frac{\rho(x, y)}{\epsilon_{SC}\epsilon_0} \quad \dots \quad \text{I-5}$$

Où : $\rho(x, y)$ est la densité de charge dans le semiconducteur.

ϵ_{SC} est la constante diélectrique du semiconducteur.

ϵ_0 est la permittivité du vide.

c- Charge totale de la zone de charge d'espace

En considérant que la charge d'espace est essentiellement due aux atomes dopants ionisés, la densité de charge par unité de surface à l'équilibre thermodynamique s'exprime par :

$$Q = eN_D W \quad \dots \quad \text{I-6}$$

Où : W est la largeur de la zone de charge d'espace.

d- Capacité de la zone de charge d'espace

Si la structure est polarisée par une tension électrique, les variations du potentiel dans la zone de charge d'espace entraîne une modulation de la largeur de cette zone et par suite une modulation de la charge totale développée dans le semiconducteur. Il en résulte que la structure présente une capacité différentielle.

La relation de la capacité équivalente par unité de surface est donnée par :

$$C_{SC} = \frac{dQ_{SC}}{dV_{\text{métal}/SC}} \quad \dots \quad \text{I-7}$$

e- Polarisation de la diode Schottky

Si on applique une tension extérieure « $V_e = V_{\text{Métal}} - V_{S/C}$ » sur l'électrode métallique de la diode [voire la figure (I.5)], la largeur de la zone de charge d'espace va être modulée et par la suite la hauteur de barrière Schottky est modifiée.

- En polarisation directe c'est-à-dire une tension « V_e » positive, la bande de conduction du semiconducteur s'élève et les électrons diffusent du semiconducteur vers le métal et créent un courant du métal vers le semiconducteur.

- En polarisation inverse c'est-à-dire une tension « V_e » négative, il y a extension de la zone de charge d'espace, ce qui augmente la hauteur de la barrière qui s'oppose à la diffusion des électrons.

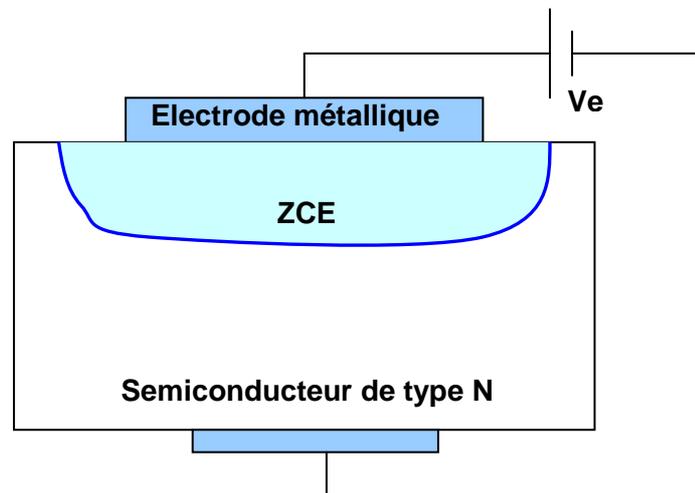


Figure I.5) : Polarisation de la diode Schottky

I.2.6) Contact Ohmique :

Tout échantillon ou structure semi-conductrice est inévitablement relié à des lignes métalliques de transport du courant. Il est indispensable que les contacts entre les lignes de transport et le semiconducteur laissent passer le courant dans les deux sens et présentent des résistances les plus faibles possible, c'est le cas d'un contact Ohmique.

Ce type de contact sur un semiconducteur par exemple de type N est théoriquement réalisable avec un métal de travail de sortie inférieur à celui du semiconducteur.

- **Résistance du contact**

La résistance d'un contact ohmique est définie par :

$$R = \frac{R_c}{S} \quad (\Omega) \quad \dots \quad \text{I-8}$$

R_c : résistance spécifique du contact ($\Omega \cdot \text{cm}^2$).

S : surface du contact.

I.3) Transistors à effet de champ « FET »

I.3-1) Généralités

Le principe physique des transistors à effet de champ FET (**F**ield **E**ffect **T**ransistors) a été inventé en 1952 par W. Shockley [1]. Le transistor à effet de champ est un dispositif unipolaire où seul les porteurs majoritaires interviennent dans le fonctionnement. Les électrons présentant les propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion) les plus intéressantes, donc les FETs fabriqués sont essentiellement de type N. Principalement il y a trois structures des transistors à effets de champ correspondant à différents contacts de grille [9]:

- Grille à jonction PN pour le transistor JFET (**J**unction **F**ield **E**ffect **T**ransistor),
- Grille métallique isolée pour les transistors MOSFET (**M**etal **O**xide **S**emi-conductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor) et MISFET (**M**etal **I**solant **S**emi-conductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor),
- Grille métallique à barrière Schottky pour les transistors MESFET (**M**etal **S**emi-conductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor) et HE MT (**H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor).

Le MESFET fut le premier composant à être fabriqué à partir d'un composé III-V. C. A. Mead [2] proposa en premier lieu de remplacer le Silicium des premiers FETs par un semiconducteur III-V tel que l'Arséniure de Gallium (GaAs). Cette évolution au niveau matériau a permis l'utilisation des FETs aux fréquences micro-ondes. Les premiers résultats en puissance obtenus avec un MESFET 4H-SiC datent de 1994 [10]. La première apparition des transistors HEMT est au début des années quatre-vingt [11].

I.3-2) Etat de l'art des transistors à effet de champ

I.3.2-1) JFET et MESFET

a) Structure générale (Cas du MESFET GaAs)

Le transistor MESFET GaAs est le plus ancien des transistors à effet de champ hyperfréquence et sa technologie est maintenant bien établie. La structure du MESFET sous sa forme la plus classique est schématisée dans la figure (I.6). Cette structure est la plus simple parmi les différentes structures des transistors FET [4] [12], elle est tout à fait comparable à celle du transistor JFET mais la jonction P.N est remplacée par une barrière Schottky (métal-semiconducteur).

Il est construit sur un substrat en GaAs non dopé qui doit être le plus isolant possible. Celui-ci sert uniquement de support mécanique et possède une épaisseur de l'ordre de 100 μm .

Sur ce substrat, on dépose une couche active dopée « Nd », d'une épaisseur « a » de l'ordre de 0,1 à 0,3 μm . Elle est déposée soit par épitaxie, soit par implantation ionique et constitue le canal conducteur du transistor. Elle doit comporter le moins possible d'impuretés et des défauts cristallins qui perturbent la circulation des électrons.

De part et d'autre du canal, deux zones fortement dopées « N^+ » sont ajoutées par implantation ionique ou par diffusion. Elles permettent le contact avec les électrodes métalliques de drain et de source. La résistance de la zone de contact doit être la plus faible possible afin de ne pas dégrader les performances du transistor. L'électrode de la grille doit être formée avec le semiconducteur du canal un contact redresseur de type Schottky (le travail de sortie du métal est supérieur à celui du semiconducteur). Les électrodes métalliques de grille, de drain et de source sont déposées directement sur la structure. La largeur « Z » des électrodes est de quelques micromètres (de 20 à 300 μm) et la longueur de la grille « L » est de quelques dixièmes de micromètres (de 0,2 à 1 μm).

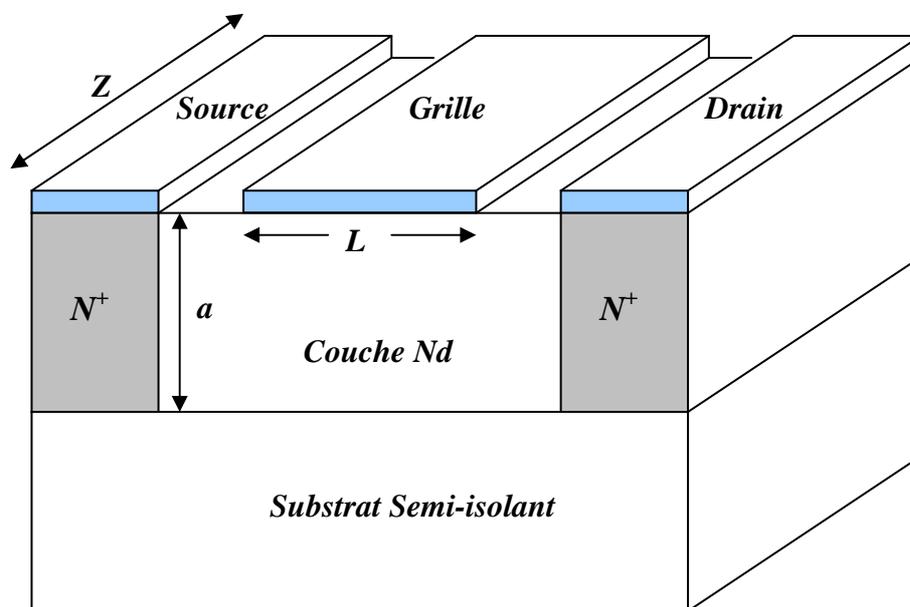


Figure I.6) : Coupe schématique du transistor MESFET GaAs.

b) Principe de fonctionnement

Dans le transistor à effet de champ à jonction « JFET », l'électrode de commande est constituée d'une jonction « P.N » latérale. Le principe de fonctionnement de ce composant repose essentiellement sur cette jonction, les électrons libres du semiconducteur de type « N » au voisinage de la jonction migrent vers le type « P » laissant les atomes donneurs ionisés. Ces atomes forment à l'équilibre thermodynamique la zone de charge d'espace « ZCE » positive et un champ électrique « E_i » s'établit.

Dans le transistor à effet de champ à barrière Schottky « MESFET », le processus mis en jeu est le même que précédemment mais au lieu de la jonction « P.N », y a une jonction métal semiconducteur qui forme une diode de type Schottky.

Sans polarisation, il peut y avoir donc la zone de charge d'espace (c'est une zone de désertion) sur une certaine profondeur « h » dans un canal formé de semiconducteur de type « N » dit canal conducteur [voir la figure (I.7)]. La désertion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés d'interface.

Si on applique une tension extérieure négative « V_{gs} » sur l'électrode de grille, celle-ci engendre une augmentation du champ « E_i ». La zone de charge d'espace s'étend dans le canal conducteur, une diminution de la valeur de la commande « V_{gs} » entraîne une augmentation de l'épaisseur de la zone de charge d'espace de la jonction. Cette variation engendre une diminution de la section du canal. Pour une tension « $V_{gs} = V_p$ » (tension de pincement), la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal. La résistance entre drain et source devient très élevée.

Si on applique une tension de drain positive « $V_{ds} > 0$ » et une tension de grille négative ou nulle « $V_{gs} \leq 0$ », on a un canal conducteur. Un courant « I_{ds} » circule entre le drain et la source. Si V_{ds} devient de plus en plus positive, le champ électrique à travers le canal augmente ainsi que la vitesse des électrons. La distribution de tension à travers le canal aura pour conséquence une différence de potentiel entre la grille et le canal sur la longueur de celui-ci. Ceci explique la différence observée pour la profondeur de la zone de désertion le long du canal, qui augmente vers le drain [voir la figure (I.8)].

Si la tension V_{ds} atteint la valeur « V_{dsat} » (tension de saturation), le régime de saturation apparaît. L'augmentation de la tension « V_{ds} » au-delà de « V_{dsat} » n'affecte pas l'évolution du courant de drain qui garde une valeur « I_{dsat} » relativement constante [voir la figure (I.9)]. Le modèle généralement utilisé pour décrire la saturation du courant « I_{ds} » dans les FETs est celui

de la formation d'une zone de pincement dans le canal près du drain. Dans cette zone, la densité de porteurs est très faible. L'augmentation de la tension « V_{ds} » au-delà de « V_{dsat} » fait déplacer le point de pincement dans le canal vers la source. 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 électrique favorable qui les diffuse vers l'électrode de drain.

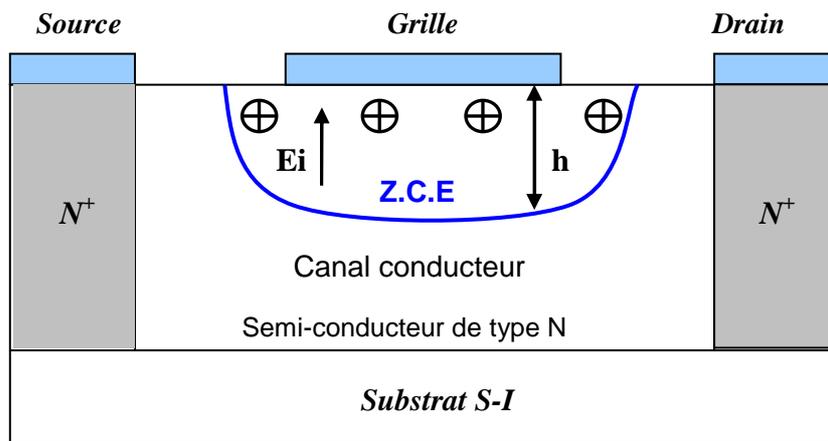


Figure I.7) : Zone de charge d'espace (Z.C.E) dans un MESFET non polarisé.

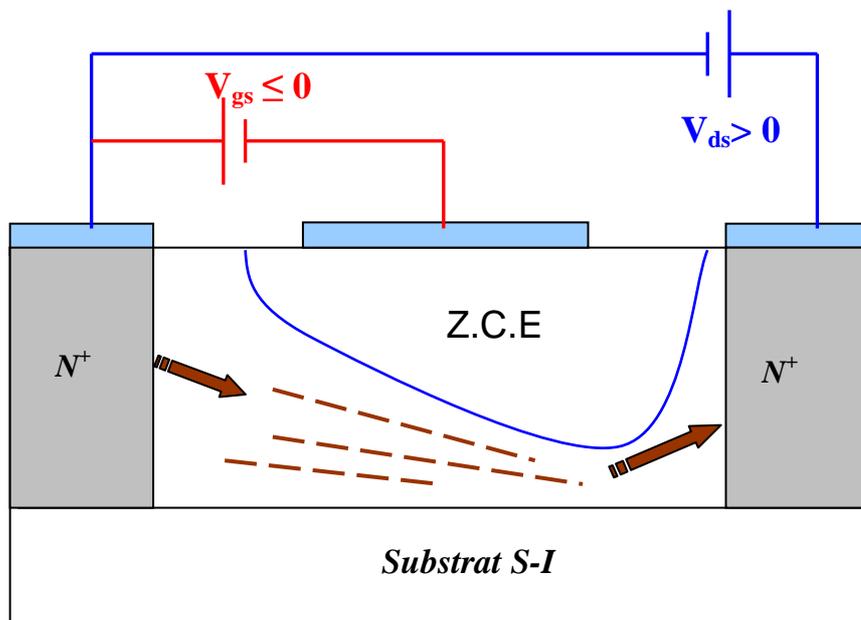


Figure I.8) : Zone de charge d'espace « Z.C.E » dans un MESFET polarisé.

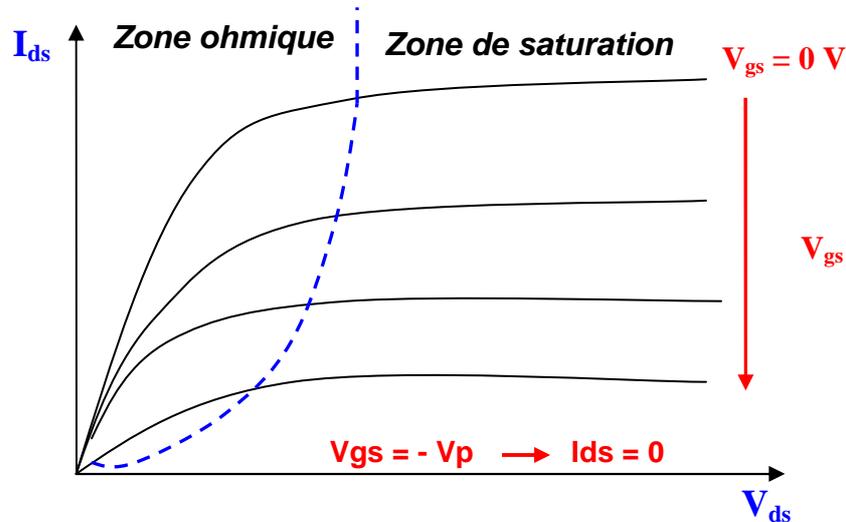


Figure I.9): Réseau typique des caractéristiques courant-tensions d'un transistor FET.

I.3.2-2) MOSFET

a) Structure générale

Le MOSFET est un composant dont la structure est proche du MESFET. La différence est que le MOSFET [voir figure (I.10)] se caractérise par le dépôt d'une couche d'oxyde isolante entre la grille et le substrat constituant une capacité MOS (Métal Oxyde Semiconductor) [13], [14]. Cette structure est basée sur la commande par une polarisation sur une électrode isolée de porteurs libres dans une zone peu dopée. La modulation du nombre de porteurs permet d'établir un canal de conduction entre deux zones conductrices semi-conductrices très dopées. Une capacité MOS est réalisée sur le substrat entre la source et le drain. L'électrode de commande de la capacité MOS constitue la grille du transistor.

b) Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement de ce FET à grille isolée consiste à moduler, par la tension de grille, la conductivité du canal drain source résultant de la couche d'inversion créée à la surface du semiconducteur. En effet, quand la capacité MOS est en régime d'inversion, un canal « N » à la surface du semiconducteur relie la source et le drain.

Il en résulte qu'une polarisation drain-source « V_{ds} » donne naissance à un courant de drain important. Pour une tension V_{ds} donnée, le courant est important quand le régime d'inversion de la capacité est prononcé. On module donc le courant de drain par la tension de polarisation de la

grille « V_{gs} ». Si la capacité MOS est en régime de forte inversion en l'absence de polarisation, le transistor est normalement conducteur. Le courant de drain peut alors être diminué par une tension de grille de polarité convenable. On dit que le transistor fonctionne en régime d'appauvrissement. Si au contraire la couche d'inversion n'existe pas en l'absence de polarisation, très peu de courant circule entre la source et le drain (conduction sous le seuil).

La grille doit être polarisée par une tension supérieure à la tension de seuil « $V_{gs} > V_{th}$ » (où « V_{th} » est la tension à partir de laquelle apparaît le régime d'inversion : apparition du canal) pour que le courant drain circule, on dit alors que le transistor fonctionne en régime d'enrichissement.

Comme dans le cas du JFET et MESFET, deux régimes, peuvent être distingués. Pour des tensions V_{ds} faibles, la variation de la conductance du canal est négligeable. C'est le régime linéaire. Le courant varie proportionnellement à la tension « V_{ds} ». Quand la tension « V_{ds} » augmente, la conductance du canal diminue suite à la diminution de la variation de la densité des porteurs dans la couche d'inversion. Pour une certaine valeur de « $V_{ds} \approx V_{dsat}$ » : tension de saturation), la capacité MOS n'est plus en régime d'inversion côté drain, la conductivité du canal s'annule au voisinage du drain, c'est le régime de pincement. Quand la tension drain continue à augmenter (au-delà de V_{dsat}), le point de pincement se déplace vers la source.

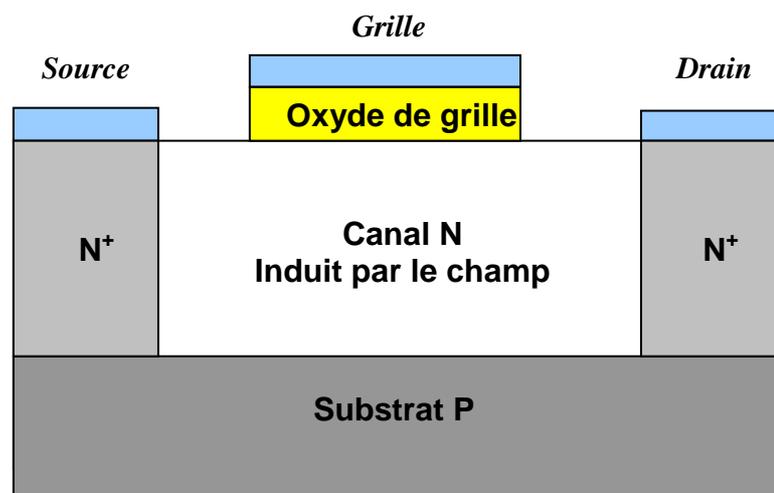


Figure I.10) : Coupe schématique d'un transistor MOSFET à canal N.

I.3.2-3) HEMT**a) Structure générale**

Le transistor HEMT [15],[16], [17] [18], (**H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor) est également nommé TEGFET (**T**wo-dimensional **E**lectron **G**as **F**ield **E**ffect **T**ransistor), MODFET (**M**odulation **D**oped **F**ield **E**ffect **T**ransistor), ou HFET (**H**eterojunction **F**ield **E**ffect **T**ransistor). Ces différentes appellations correspondant à transistor à hétérojonction à mailles cristallines de taille accordées ou quasi accordées. Une autre famille de HEMTs appelée PHEMT (**P**seudo morfic **H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor) est réalisée à l'aide de composés III-V à maille cristalline de tailles différentes.

Le but de la structure d'un transistor HEMT est de séparer les électrons libres de la couche de semiconducteur contenant les atomes donneurs ionisés et de les faire circuler dans une couche de semiconducteur non dopé. Cette dernière ne contenant pas d'atomes donneurs ionisée, permet d'obtenir une grande mobilité des porteurs.

Pour cela, un semiconducteur à gap faible non dopé est mis en contact avec un semiconducteur à grand gap fortement dopé. Il faut cependant que les deux semiconducteurs mis en contact soit de tailles de maille cristalline assez proche. Le « $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ » est un matériau qui convient bien aux hétérojonctions. En effet lors du contact du « GaAs à AlAs », la variation de la constante de maille est inférieure à 0,2 % alors que le gap de la structure de bande augmente de 66% [19].

Le HEMT se compose, comme le montre la figure (I.11) d'un empilement de plusieurs couches semiconductrices. En première étape, une couche de GaAs non dopé est déposée sur le substrat semi-isolant où le gaz d'électrons se forme. Ensuite, une couche AlGaAs est déposée ayant une épaisseur de l'ordre de 0,1 μm . Seul la partie supérieure de cette couche est dopée en atomes donneurs. La partie inférieure non dopée de la couche à une épaisseur très fine de l'ordre de 0,005 μm . Une électrode de grille métallique est déposée à la surface de la couche d'AlGaAs, cette électrode est de longueur de quelques dixième de micromètres. Les contacts des électrodes de drain et de source se font sur une couche de GaAs fortement dopée en atomes donneurs.

b) Principe de fonctionnement

Le principe de base du transistor HEMT consiste à mettre à profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz bidimensionnel d'électrons formé à l'interface d'une hétérojonction. L'idée de base est de séparer spatialement les électrons libres, des donneurs ionisés dont ils proviennent.

Le canal actif est formé à l'interface du GaAs et du AlGaAs (entre deux matériaux à petites et larges bandes interdites). La couche donneuse n-AlGaAs fournit des électrons de conduction au canal. Ces électrons libres tombent dans le plus bas état d'énergie disponible du côté GaAs de l'hétérojonction. L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de 100 Å. L'accumulation des électrons dans le canal GaAs et la présence des atomes donneurs ionisés dans la couche AlGaAs séparée du canal par l'espaceur crée un champ électrique transversal « E_T ». La dispersion des électrons dans la couche GaAs est empêchée par l'action du champ « E_T » qui ramène les électrons vers l'interface.

La bande de conduction se courbe et devient un puits de potentiel dans lequel les électrons sont confinés. Ce système est connu sous le nom de gaz bidimensionnel d'électrons (gaz 2D). Les électrons se déplacent librement à l'interface de l'hétérojonction avec une énergie quantifiée selon la direction de la croissance. La présence d'une discontinuité de la bande de conduction « ΔE_C » entre les deux matériaux AlGaAs et GaAs d'environ 237 meV lorsque le taux d'aluminium x est de 30% forme une barrière de potentiel à l'interface de l'hétérojonction qui empêche le retour des électrons vers la couche donneuse.

La présence de l'espaceur réduit l'interaction Coulombienne entre les électrons et les donneurs. L'épaisseur de cette couche est choisie de telle sorte que la mobilité soit optimale tout en ayant une densité relativement importante de porteurs. La zone de confinement des électrons constitue le canal du transistor. Il est possible donc de contrôler la densité de ces porteurs par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille. Lorsque la tension « V_{gs} » augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le canal GaAs.

Comme pour les autres FETs, la tension V_{ds} crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant « I_{ds} » (drain-source). Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule entre la source et le drain. Le HEMT est alors considéré bloqué (très peu de courant circule entre le drain et la source). L'évolution du courant « I_{ds} » en fonction de la tension « V_{ds} » et pour différentes valeurs de la tension de grille est sensiblement la même que pour le MESFET. De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le HEMT. Il provient essentiellement de la saturation de la vitesse des porteurs [14]. Lorsque V_{ds} est suffisamment élevée ou la longueur géométrique de la grille est suffisamment courte, la composante longitudinale (dans la direction drain-source) du champ électrique dans la zone de quasi-pincement peut être suffisamment élevée pour que les porteurs

atteignent leur vitesse de saturation. Le courant de saturation est dans ce cas un courant sous champ électrique avec une vitesse maximale [13].

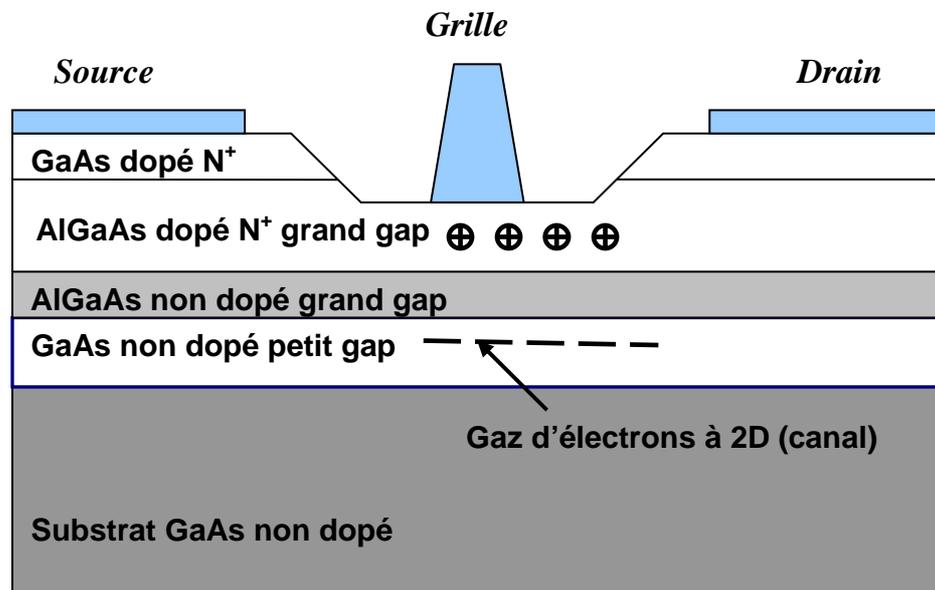


Figure I.11) : Coupe schématique d'un transistor HEMT.

I.3-3) Effets dispersifs des transistors à effet de champ

L'effet fondamental d'un transistor à effet de champ est la source de courant « I_{ds} » commandée par la tension de grille. Cependant des effets dispersifs limitent le fonctionnement des transistors. Les principaux effets limitatifs dans les FETs sont les effets de pièges, thermiques, avalanches et le bruit [20].

I.3.3-1) Les phénomènes de pièges

Les phénomènes de pièges dans les composants semiconducteurs correspondent à l'existence d'états énergétiques pouvant être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau. Ces niveaux d'énergie sont majoritairement dus à la présence d'impuretés et de défauts cristallins dans les interfaces. Ils sont capturés ou libérés des électrons qui participent au courant dans le canal. Ces effets de pièges peuvent être regroupés en deux catégories [9], [19], [21], [22], [23] :

- le « Gate-lag »,
- le « Self-backgating »,

a) Phénomène de « Gate-lag »

Les pièges de surface sont à l'origine de ce phénomène. Ils apparaissent lorsque la commande de grille passe d'un état de pincement à un état de conduction, ce qui se traduit par des états transitoires sur le courant de drain. La durée de ces états est de 1ns jusqu'à quelques secondes.

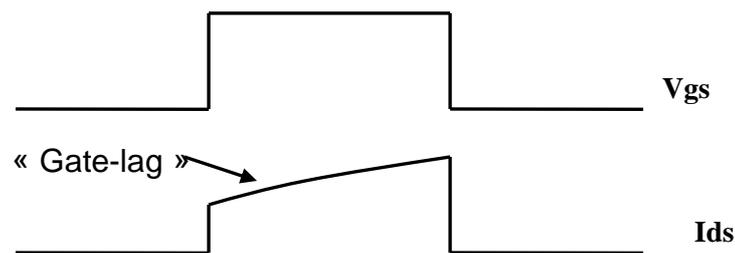


Figure I.12) : Phénomène de « Gate lag »

b) Phénomène de « Self-backgating »

La cause principale du « Self-backgating » est due au comportement non idéal du substrat semi-isolant qui contient des impuretés. Ces impuretés génèrent des états énergétiques pouvant être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau. Ils sont alors capables de capturer et réémettre les électrons qui participent au courant dans le canal. Le principal effet du « self-backgating » se traduit par la réponse transitoire du courant de sortie « Ids ».

En l'absence de champ électrique au niveau du canal, les électrons s'écoulent de façon continue par-dessus la barrière de potentiel vers le substrat. Ces électrons sont piégés par des donneurs ionisés et d'autres sont émis par les donneurs neutres. L'état permanent conduit à l'équilibre entre les concentrations d'électrons libres et piégés. Le nombre moyen d'électrons capturés dans le substrat est alors égal au nombre moyen de ceux émis dans le canal. Les taux de capture et d'émission sont égaux le long de l'interface canal/substrat.

Toutefois, une brusque augmentation du champ électrique entre le drain et la source provoque l'état transitoire. En effet, des électrons sont injectés du canal dans le substrat où ils

sont rapidement piégés dans des zones ionisées. Ces pièges deviennent électriquement neutres et le substrat au voisinage du canal est alors chargé plus négativement. Ce phénomène est représenté sur la figure (I-13).

A ce moment là, une charge positive apparaît à l'interface canal/substrat, assurant ainsi l'équilibre des charges. Le potentiel de substrat agit comme une grille arrière du canal qui diminue. Par conséquent le courant de drain « I_{ds} » diminue jusqu'à atteindre l'état permanent. Le « selfbackgating » est caractérisé par la naissance d'un potentiel spontané du substrat semi-isolant qui se traduit par une jonction canal/substrat difficile à contrôler.

Lorsque la tension de drain chute brutalement, les pièges commencent à émettre les électrons. La charge d'espace canal/substrat diminue lentement, ce qui augmente l'épaisseur du canal (figure 1-14). Le courant de drain « I_{ds} » augmente au rythme du processus d'émission des charges dans le canal jusqu'à atteindre son état permanent. Les effets de pièges sont également très sensibles à l'illumination du matériau. Lorsque le composant est placé dans l'obscurité, les phénomènes de pièges sont plus importants (augmentation du temps d'émission).

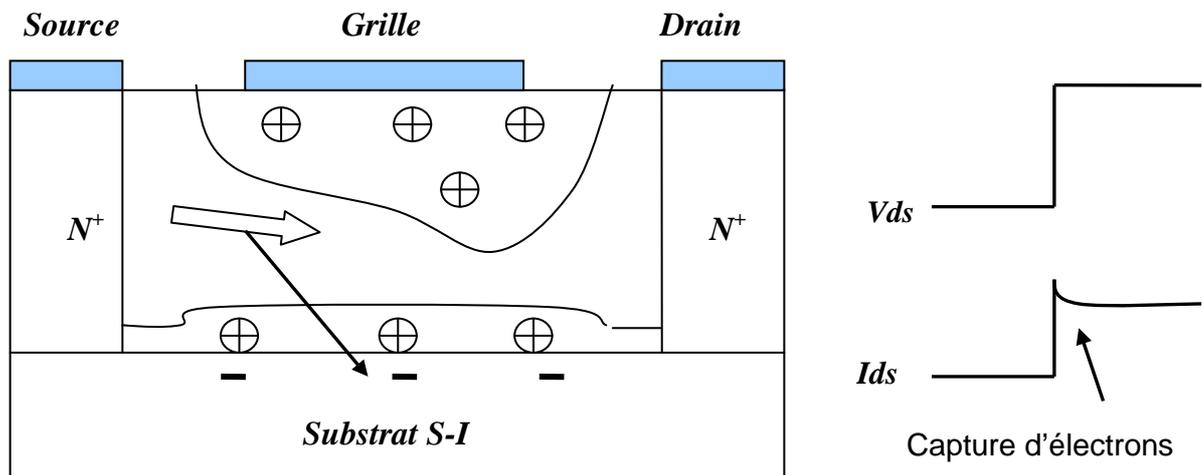


Figure I.13 : Influence de la capture des électrons dans des pièges de substrat sur le courant de sortie

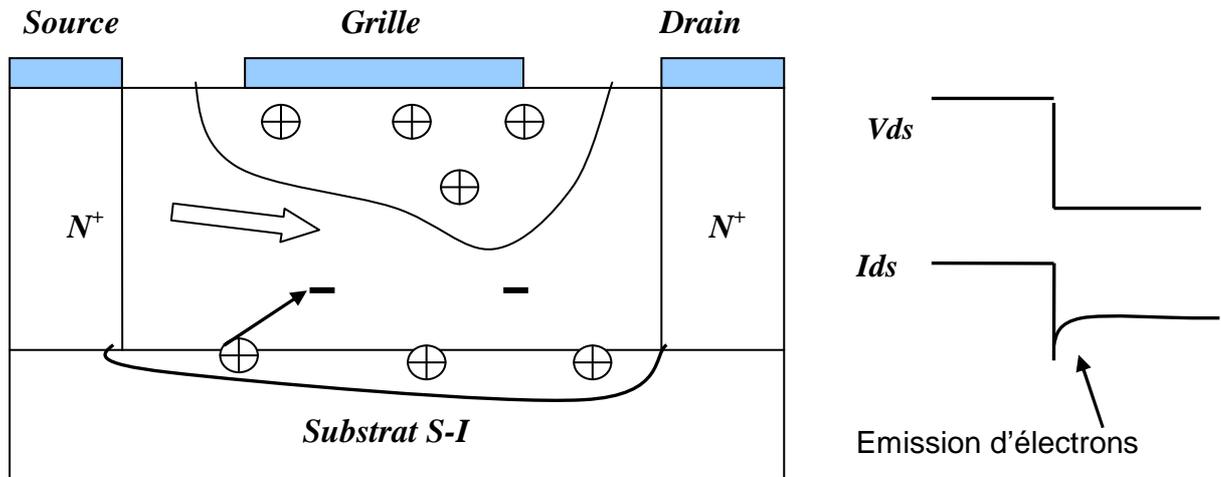


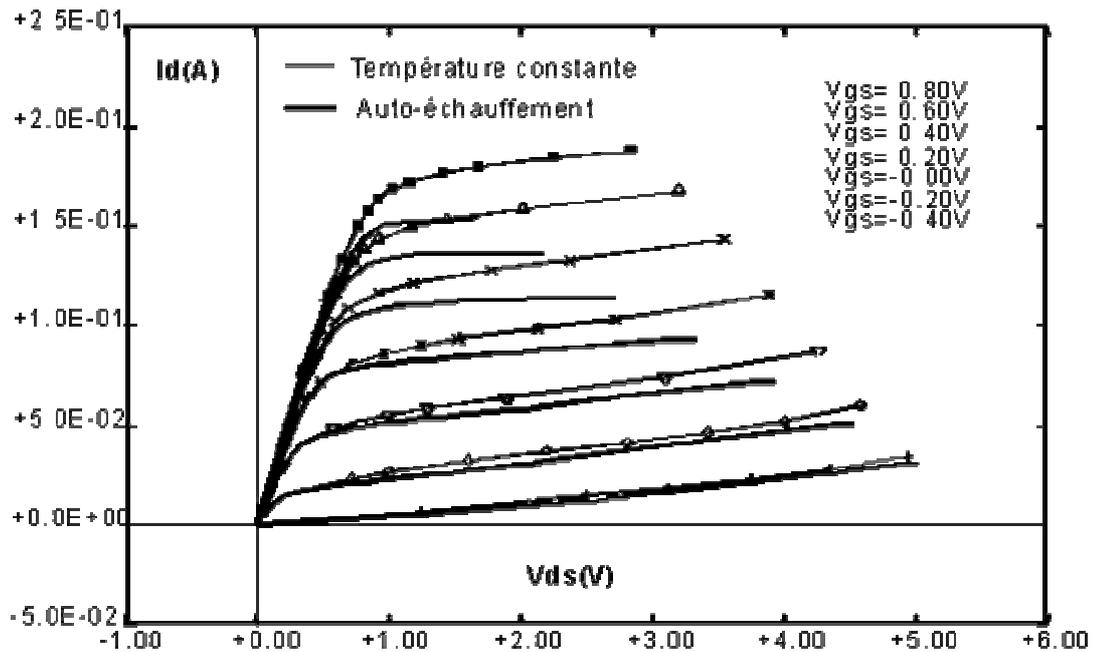
Figure I.14) : Influence de l'émission des électrons dans le canal sur le courant de sortie

I.3.3-2) Effets thermiques

Tout composant semi-conducteur est sujet à des problèmes d'auto-échauffement lorsqu'il est soumis à des contraintes électriques. Trois principaux phénomènes sont à l'origine de la création de chaleur. Il y a tout d'abord l'effet Joule des électrons et des trous. Il existe ensuite les phénomènes de radiation. Enfin, le processus de génération recombinaison des paires électrons/trous libère une quantité de chaleur proportionnelle au gap d'énergie entre les niveaux donneurs et accepteurs.

L'augmentation de la température interne du composant entraîne une diminution de la valeur de la mobilité des porteurs. Il en résulte une chute du courant de drain entraînant une diminution de la transconductance et de la conductance de sortie [24], [25], [26].

Les effets de l'échauffement du composant sur la transconductance et la conductance de sortie sont non négligeables et doivent être pris en compte dans une procédure de mesure et de modélisation précise. Un exemple de l'effet de l'auto-échauffement sur la caractéristique de sortie d'un transistor à effet de champ est représenté sur la figure (I-15) [27].



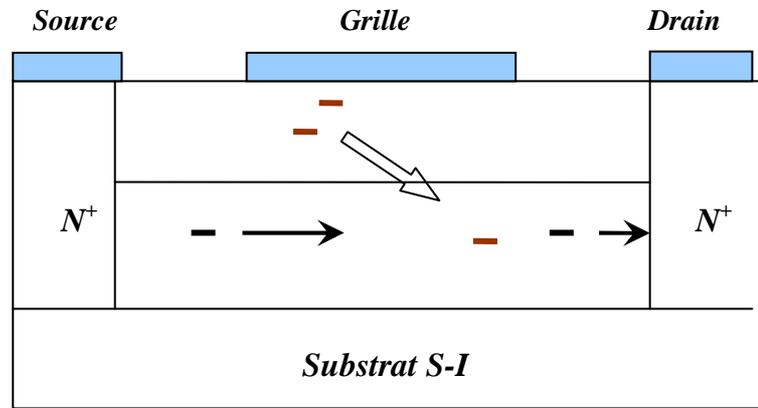
**Figure I.15) : Comparaison des caractéristiques de sortie d'un FET :
à température constante et avec auto-échauffement [9].**

I.3.3-3) Phénomènes d'avalanche

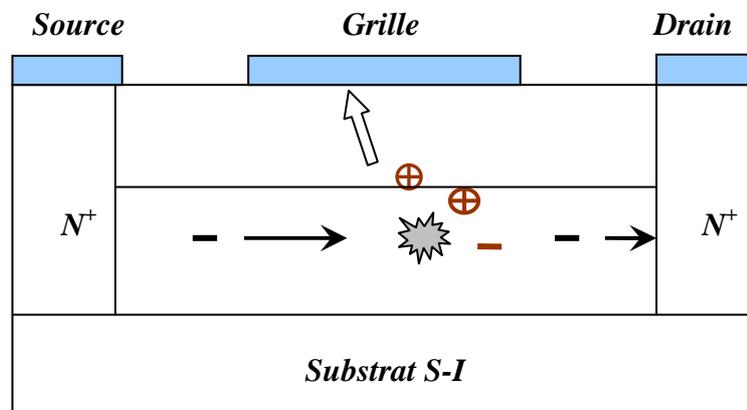
Le fonctionnement de puissance des transistors à effet de champ est essentiellement limité d'une part en courant par la conduction de la diode de grille et d'autre part en tension par les phénomènes d'avalanches. Dans les dispositifs à effet de champ, deux types d'avalanches peuvent être mis en évidence : avalanche par effet KINK et avalanche par ionisation par impact [9], [19], [28].

L'avalanche par effet KINK se produit pour une tension de grille supérieure à la tension de pincement et une tension de drain importante (courant de drain saturé). L'effet KINK est lié à la présence de pièges de surface dans le semiconducteur [voir la figure (I.16-a)].

L'avalanche par ionisation par impact se produit pour une tension de drain élevée et une tension de grille proche du pincement du canal [figure (I.16-b)]. Les électrons circulant dans le canal sont accélérés par le champ électrique. Si celui-ci est suffisamment très élevé, les électrons en percutant les atomes du cristal libèrent des paires électron trous. Les trous sont collectés par l'électrode de grille et les électrons par l'électrode de drain. Ce type d'avalanche peut provoquer une émission de lumière.



$a - V_{gs} \gg V_p$



$b - V_{gs} = V_p$

Figure I.16) : Mécanisme des phénomènes d'avalanches

I.3-4) Amélioration des structures des FETs (cas du MESFET GaAs)

Afin d'améliorer les performances des transistors à effet de champ, plusieurs techniques de réalisation ont été proposées.

Nous allons présenter quelques unes dépendantes de la forme de la grille pour les transistors MESFET GaAs.

I.3.4-1) MESFET à grille creusée

Pour améliorer la commande du transistor, une grille enterrée est réalisée [29], [30]. Cette structure est réalisée en creusant, par attaque chimique ou gravure plasma, une tranchée dans le semiconducteur entre les contacts de source et de drain. En suite, le métal de grille est pulvérisé au fond de cette tranchée. Par cette méthode les résistances d'accès dues à la zone latérale non contrôlée par la grille diminuent [figure (I.17)].

Ce procédé a cependant l'inconvénient d'augmenter la complexité des opérations technologiques, on lui préfère souvent la technique de l'implantation ionique localisée qui permet de surdoper les zones inter-électrodes et par conséquent de diminuer les résistances d'accès en augmentant la densité des donneurs sous les zones latérales.

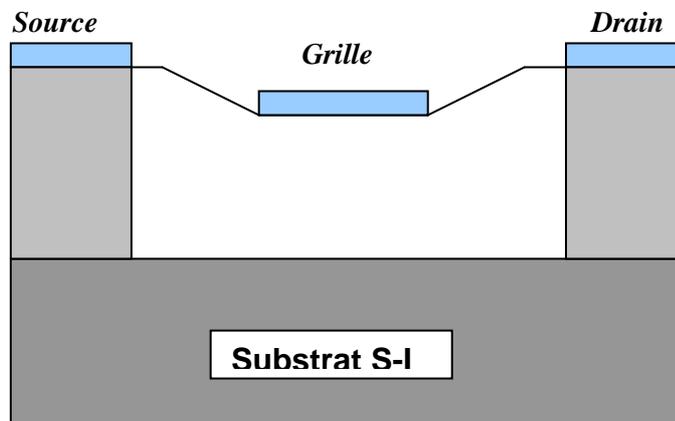


Figure I.17) : Coupe longitudinale du MESFET à grille creusée.

I.3.4-2) MESFET à 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 composants à faible bruit, il est important de la diminuer, ainsi la structure champignon [31] [figure (I.18)] a été mise au point où la résistance R_g est calculée par la relation suivante :

$$R_g = \frac{\rho_g Z}{3H_g L_{eff}} \quad \dots \quad \text{I-9}$$

ρ_g : la résistance du métal de grille exprimer en Ω .

H_g : l'épaisseur de métallisation.

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 résine photosensible.

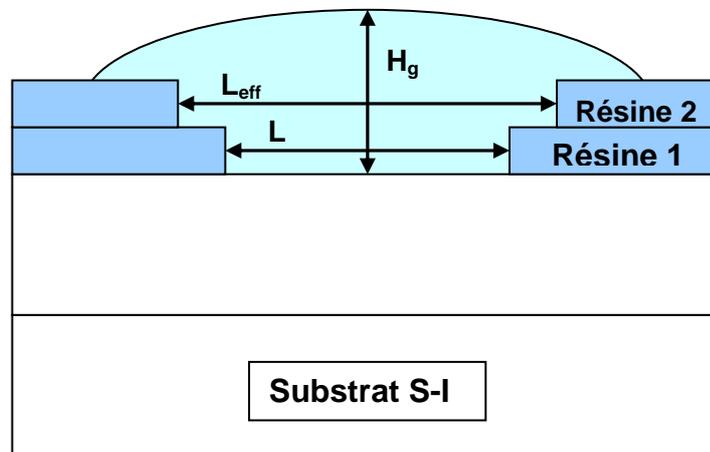


Figure I.18) : Coupe d'une grille champignon réalisée par double photogravure.

I.3.4-3) MESFET en structure LDD

La structure LDD (Light Doped Drain) [32] est améliorée par l'utilisation d'une couche sur la grille, comme il est schématisé dans la figure (I.19).

Cette structure possède les avantages suivants :

- Elle supprime les effets de bords notamment pour les canaux courts.
- Elle réduit la résistance de source.
- Et surtout elle augmente la fréquence de composants submicroniques, une fréquence de coupure de 72 Ghz peut être obtenue avec de bonnes performances en bruit.
- Ces avantages montrent que le MESFET GaAs en structure LDD reste le meilleur pour les applications digitales, analogiques, micro-onde et hybride.

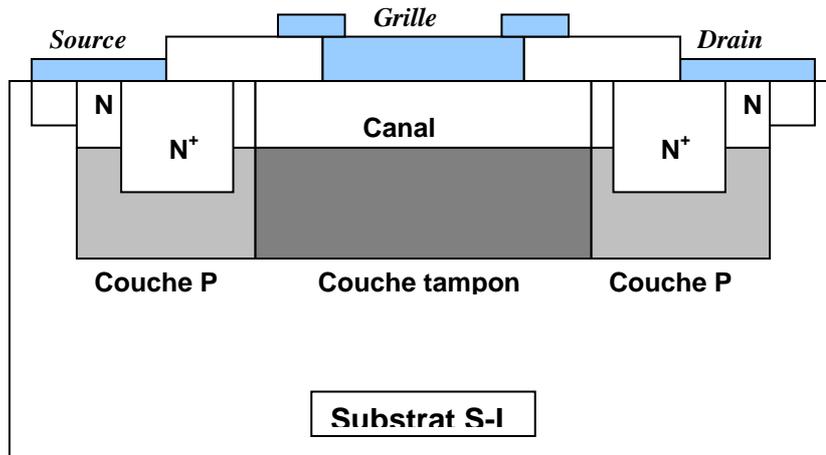


Figure I.19) : Coupe longitudinale du MESFET en structure LDD.

I.3.4-4) MESFET à grille divisée en plusieurs doigts

Cette amélioration permet de diminuer la résistance de grille [33]. Elle consiste à diviser la métallisation de grille en plusieurs doigts comme il est schématisé dans la figure (I.20). Si N_k est le nombre de doigts de grille, la résistance de grille est donnée par la relation suivante :

$$R_g = \frac{R_{gi}}{N_k^2} \dots \text{I-10}$$

Où : R_{gi} est la résistance de grille d'un doigt.

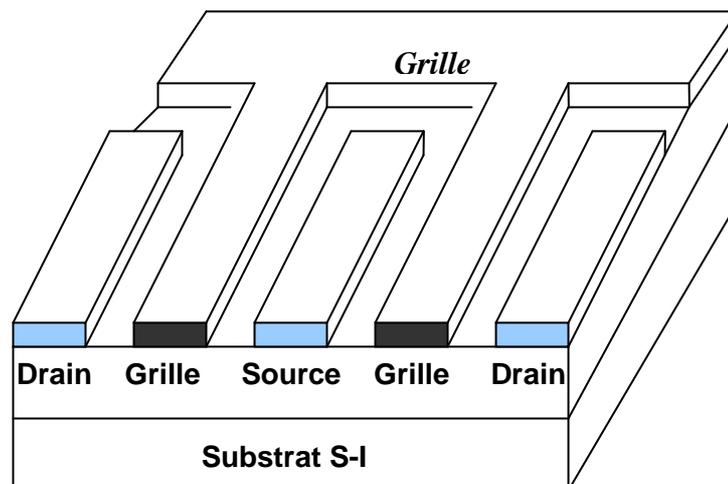


Figure I.20) : exemple de métallisation de grille à deux doigts ($N_k = 2$)

I.3.4-5) Autres structures

Pour augmenter les fréquences micro-ondes et baisser le bruit, plusieurs configurations de grilles sont considérées [5].

La figure (I.21-a) montre une structure avec une grille semi-isolante, fabriquée par bombardement en Ar de la région de grille, du dispositif peut réduire la capacité de grille, diminuer le courant de fuite de grille et augmenter la tension de claquage.

La figure (I.21-b) 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 à été utilisée pour réaliser des composants avec une longueur de grille submicronique.

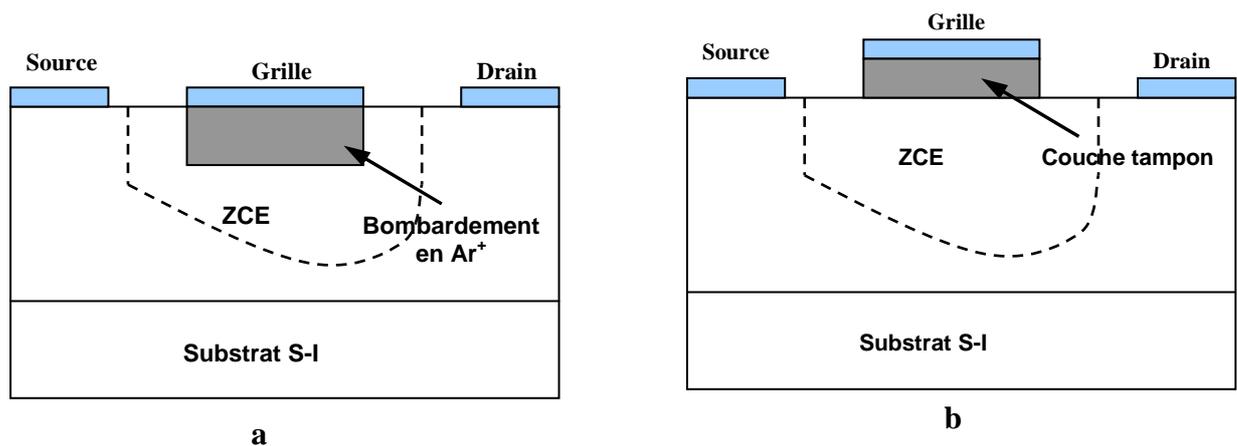


Figure I.21) : différentes configurations de grille pour améliorer les performances du MESFET.

- a- Bombardement de la grille avec les ions d'argon.**
- b- Couche tampon de grille.**

I.4) GaAs : un semiconducteur privilégié pour les composants haute fréquence

I.4.1) Généralités sur les semi-conducteurs III-V: [34]- [37]

Les matériaux semi-conducteurs « III-V » sont des corps composés formés à partir d'un élément de la 3^{ème} colonne et d'un élément de la 5^{ème} colonne de la classification périodique. Parmi tous les composés binaires possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel. L'étude de leurs propriétés, et en particulier de la structure de bandes d'énergie, montre que les éléments les plus légers comme AlAs, AlSb, GaP donnent des composés à large bande interdite avec une structure indirecte, dont les propriétés se rapprochent de celles des isolants. A l'autre extrémité, les éléments lourds comme le thallium ou le bismuth donnent des composés à caractère métallique. On considérera donc essentiellement les composés à base de gallium (GaAs, GaSb), ou d'indium (InP, InAs, InSb), dont les propriétés sont les plus intéressantes, ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide, qui demande des semiconducteurs à forte mobilité de porteurs, ou pour l'optoélectronique où une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces. Le tableau I résume quelques paramètres pour différents matériaux de la famille III-V.

L'intérêt pratique de ces semi-conducteurs en général et l'arséniure de gallium GaAs en particulier est encore considérablement renforcé par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de cet élément par un autre élément de la même colonne. On sait par exemple obtenir des alliages ternaires du type $Ga_xAl_{1-x}As$, $Ga_xIn_{1-x}As$, ou quaternaires comme $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$.

Par ailleurs, l'interface entre hétérojonctions, présente des propriétés spécifiques, par exemple la présence d'un gaz d'électrons bidimensionnel, que l'on peut mettre à profit dans la réalisation de composants performants. L'empilement de couches alternées très minces de deux composés différents peut également faire apparaître des effets quantiques (puits quantiques multiples), ou même une périodicité supplémentaire du réseau cristallin (super réseaux).

Les matériaux semiconducteurs III-V offrent donc de multiples possibilités, aussi bien pour la microélectronique rapide que pour l'optoélectronique, par la grande variété des composés réalisables et aussi leurs propriétés très intéressantes.

Composé III-V	E_g (eV)	λ_g (μm)	m^*/m_0	a_0 (\AA)	Structure de la bande interdite
Al.As	2,16	0,57		5,66	Indirecte
Al.Sb	1,58	0,75	0,12	6,13	Indirecte
Ga.P	2,26	0,55	0,82	5,44	Indirecte
Ga.As	1,42	0,87	0,06	5,65	Directe
Ga.Sb	0,72	1,85		6,09	Directe
In.P	1,35	0,92	0,08	5,86	Directe
In.Sb	0,17	7,30	0,01	6,47	Directe
In.As	0,36	3,44	0,02	6,05	Directe

Tableau I.3) : Paramètres caractéristiques pour les principaux composés III-V.

E_g : Energie de bande interdite ; λ_g : longueur d'onde du seuil d'absorption

m^* : masse effective des électrons ; a_0 : paramètre de maille du cristal.

I.4-2) Principales propriétés physiques d'autres matériaux semiconducteurs

Une présentation des caractéristiques principales des matériaux semiconducteurs permet de mettre en avant leur potentialité pour les différentes applications microélectroniques et optoélectroniques. Plusieurs technologies de semiconducteurs peuvent être envisagées.

Le tableau suivant (Tableau I.4) regroupe ces principaux paramètres pour quelques semiconducteurs les plus fréquents.

Semiconducteur		Si	GaAs	GaN	4H-SiC	Al.N	Diamant
Caractéristique	Unité						
Largeur de bande interdite	eV	1,1	1,43	3,39	3,26	6,1	5,45
Champ critique	$10^6 \cdot \text{V/cm}$	0,3	0,4	3,3	3	N.C	5,6
Mobilité des électrons à 300 K°	$\text{Cm}^2 / \text{V.s}$	1350	6000	1500	800	1100	1900
Conductivité thermique	W/cm.K°	1,5	0,5	1,7	4,9	2,5	20
Constante diélectrique relative	ξ_r	11,8	12,5	9,0	10,0	8,4	5,5
Température max	K°	600	760	1930	1720	N.C	2800
Température de fusion	K°	1412	1238	2500	3103	N.C	N.C

*N.C : Non communiqué

Tableau I.4)

I.4-3) Propriétés de l'arséniure de Gallium

I.4.3.1) Structure cristalline

L'arséniure de gallium GaAs est un composé de la famille III-V. Il cristallise dans la structure du « Zinc Blende » [Fig (I.22)] [6]. son réseau cristallin peut se décomposer en deux sous-réseaux cubiques à faces centrées interpénétrés, l'un étant constitué des atomes de l'élément « III » (**Ga**), l'autre des atomes de l'élément « V » (**As**) ; Ces deux sous-réseaux sont décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale, c'est-à-dire d'une quantité de $\frac{a_0}{4} (1, 1, 1)$, a_0 étant le paramètre cristallin, où chaque atome se trouve donc au centre d'un tétraèdre régulier dont les sommets sont occupés par un atome de l'autre espèce.

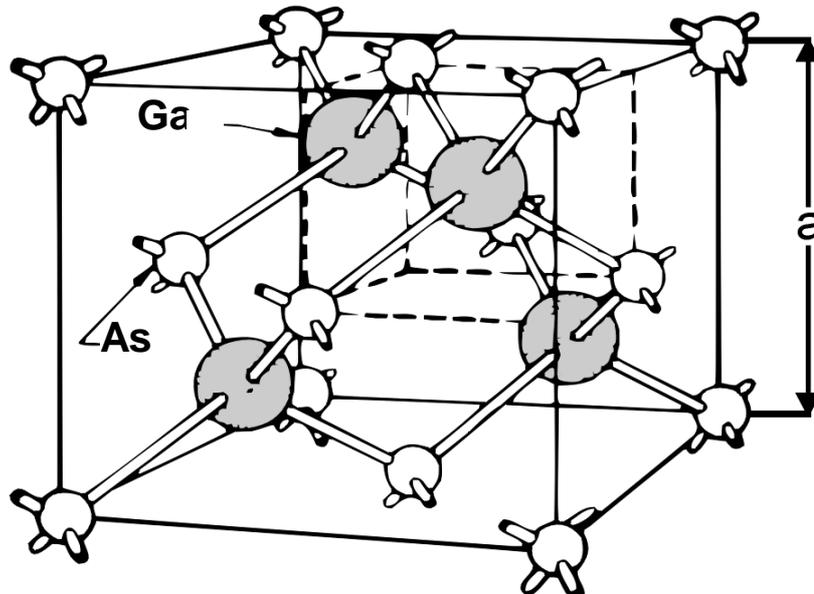


Figure I.22) : Structure cristalline du GaAs.

I.4.3-2) Structure de bandes d'énergie

L'énergie de bande interdite (appelé **gap** ; noté **E_g**) est la quantité d'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction lorsque celui-ci est soumis à une excitation. Les bandes de conduction et de valence sont multiples, mais les

propriétés de transport électronique dépendent principalement de la structure de la bande de conduction la plus basse et celle de la bande de valence la plus élevée.

L'arséniure de gallium est un matériau semiconducteur à gap direct « transition directe », Figure (I.23), L'énergie minimale « Γ_1 » de la bande de conduction et l'énergie maximale « Γ_{15} » de la bande de valence sont localisées au centre de la zone de Brillouin, d'où des conséquences importantes du point de vue des propriétés électroniques.

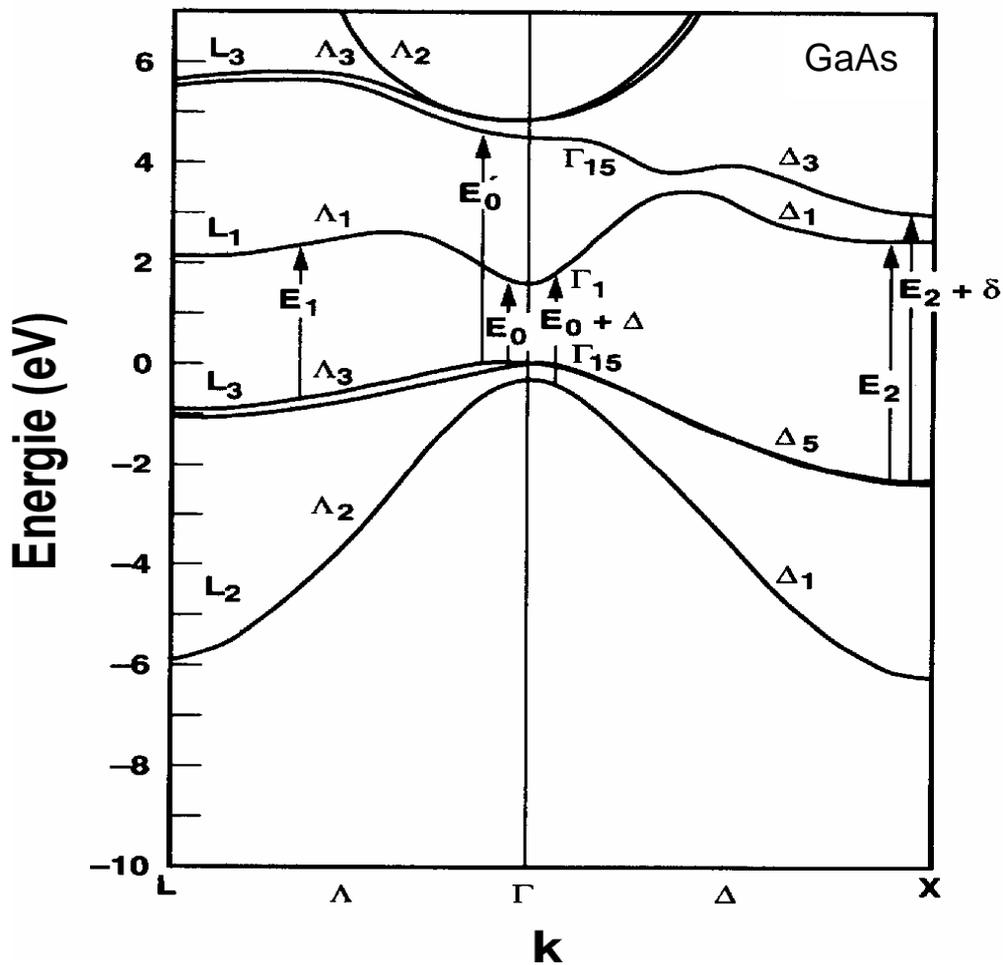


Figure I.23) : Diagramme d'énergie du GaAs en volume.

I.4.3-3) Champ de claquage

Le champ de claquage ou champ critique (noté E_c ; unité : [V/cm]) fixe la valeur de la tension maximale que peut supporter le composant. Nous pouvons remarquer qu'il existe un rapport de huit entre le champ de claquage de GaAs et celui du nitrure de gallium GaN, et un rapport de quatorze entre le champ de claquage de GaAs et celui du diamant (Tableau I. 4). La valeur de ce champ de claquage est directement liée à la largeur de bande interdite. Plus le gap est important, plus la tension de polarisation du transistor peut être importante, ce qui est intéressant pour les applications de puissance. A noter aussi que le champ de claquage diminue lorsque la température augmente.

I .4.3-4) Densité de porteurs intrinsèques

Un semi-conducteur intrinsèque n'est jamais dégénéré de sorte que le produit « $n.p= n_i$ », où n et p représentent respectivement la densité d'électrons dans la bande de conduction et la densité de trous dans la bande de valence. n_i est appelé densité des porteurs intrinsèques, c'est une caractéristique du semi-conducteur à une température donnée. Il en résulte que la densité de porteurs intrinsèques s'écrit :

$$n_i = \sqrt{N_c \times N_v} \times \exp\left(\frac{-E_g}{2.K.T}\right) = A \times T^3 \times \exp\left(\frac{-E_g}{2.K.T}\right) \quad \dots \text{ I-11}$$

Où A est une constante dépendante du matériau mais indépendante de la température, E_g est la valeur du gap à « 0°K », « K » est la constante de Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J}/^\circ\text{K}$) et « T » la température en $^\circ\text{K}$. Les quantités « N_c et N_v » sont les caractéristiques des densités d'états dans les bandes de conduction et de valence respectivement. La densité de porteurs intrinsèques principalement est une fonction exponentielle de la température. Le facteur « T^3 » est nettement moins important que le facteur « $\exp(-E_g/2KT)$ ». La densité en porteurs intrinsèques est donc un paramètre important à prendre en compte pour des applications à haute température.

I.4.3-5) Mobilité et vitesse des porteurs

La mobilité et la vitesse des porteurs représentent deux grandeurs physiques très intéressantes caractérisant les matériaux semiconducteurs. Nous traçons la vitesse des électrons en fonction du champ électrique appliqué pour quelques semiconducteurs (GaAs, InP, GaInAs), nous obtenons alors les courbes représentées sur la figure (I.24). Pour les faibles champs électriques, nous vérifions une proportionnalité entre l'augmentation de la vitesse des électrons et celui du champ. Pour les forts champs la vitesse présente une partie de résistance différentielle négative. L'explication simplifiée de ce phénomène est que lorsque le champ

électrique devient important, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des électrons. Cette diminution de la mobilité se traduit par une variation non linéaire de la vitesse des électrons.

Si l'on conserve la définition habituelle de la mobilité comme étant le rapport entre la vitesse électronique et le champ électrique.

$$v = \mu(E) \times E \quad \dots \quad \text{I- 12}$$

Alors la mobilité des électrons n'est pas constante et varie fortement avec l'augmentation du champ électrique.

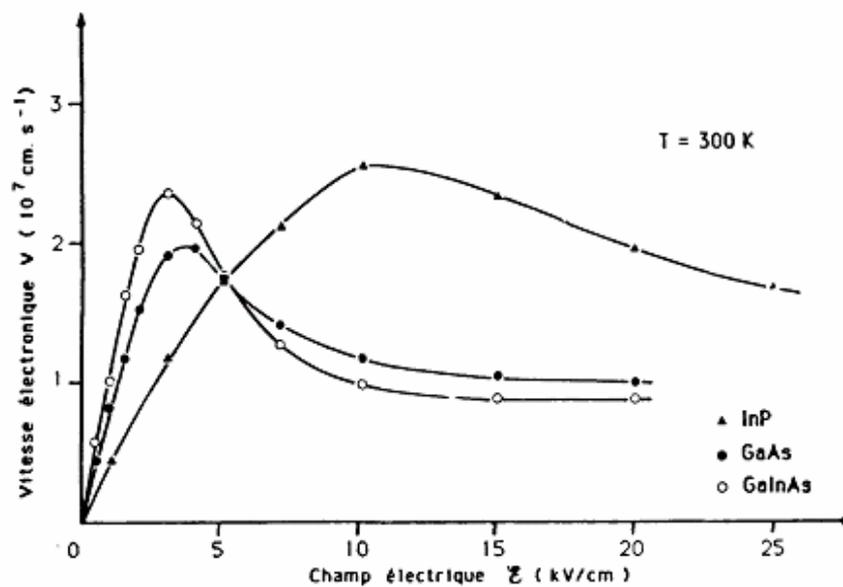


Figure I.24) : Caractéristiques vitesse - champ électrique en régime de transport stationnaire pour quelques semiconducteurs à 300 °K [35].

I.4.3-6) Conductivité thermique

La conductivité thermique d'un matériau semiconducteur traduit sa capacité à évacuer les calories. La chaleur non dissipée provoque une élévation de la température du composant qui va entraîner une chute de la mobilité des électrons, causant une diminution des performances électriques radio fréquence RF. Alors, une forte conductivité thermique est préférable pour des applications de puissance.

* L'expression de la conductivité thermique est donnée comme suit :

$$K = L \times T \times \sigma \quad \dots \quad \text{I- 13}$$

Où L : est le nombre de Lorentz ($L = 2,45 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega / ^\circ\text{K}$), T : est la température en $^\circ\text{K}$, σ : est la conductivité électrique en S/m , K : est la conductivité thermique en $\text{W/m} \cdot ^\circ\text{K}$.

** La résistance thermique R_{th} est inversement proportionnelle à la conductivité thermique :

I.4.3.7) Propriétés physiques et électriques

Les propriétés physiques et électriques de l'arséniure de gallium à la température ambiante (300K°) sont regroupées dans le tableau suivant [7] :

Poids atomique	144,63 g/mole
Structure cristalline	Zinc blinde
Structure de la bande interdite	Directe
Largeur de la bande interdite	$E_g = 1,424 \text{ eV}$
Permittivité	11,6 pF/cm
Constante diélectrique	12,5
Densité	$5,32 \text{ g/cm}^3$
Densité effective d'état Dans la bande de conduction Dans la bande de valence	$N_c = 4,7 \times 10^{17} \text{ at.cm}^{-3}$ $N_v = 6 \times 10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$
Affinité électronique	$\chi = 4,07 \text{ eV}$
Concentration intrinsèque des porteurs	$N_i = 9 \times 10^6 \text{ at.cm}^{-3}$
Résistivité intrinsèque	$\rho = 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$
Température maximale de fonctionnement	$760 \text{ }^\circ\text{K}$
Température de fusion	$T_f = 1238 \text{ }^\circ\text{K}$
Durée de vie des porteurs minoritaires	$\tau = 10^{-8} \text{ s}$
Mobilité d'un matériau intrinsèque	μ (trous) = $400 \text{ cm} / \text{V} \cdot \text{s}$ μ (électrons) = $8500 \text{ cm} / \text{V} \cdot \text{s}$

Tableau I.5) : Principales propriétés physiques et électriques du GaAs.

I.4.3-8) Résumé

Le schéma suivant résume et présente la relation liée entre quelques propriétés des matériaux semiconducteurs et la puissance aux hautes fréquences des différentes filières de composants microélectroniques.

Propriétés du matériau	Performance du composant
Champ critique élevé.	Puissance élevée (forte densité de puissance).
Bande interdite directe.	Compatibilité aux applications optoélectroniques.
Conductivité thermique élevée.	Meilleur rendement.
Mobilité électronique élevée.	Fonctionnement possible à haute fréquence.
	Fonctionnement possible à température élevée

Figure 1.25) : Influence des propriétés des matériaux sur les performances en puissance aux fréquences micro-ondes des composants.

Chapitre II

Modélisation du transistor MESFET GaAs

Chapitre II

Modélisation du transistor MESFET GaAs

II. 1 : Introduction

Ce deuxième chapitre est consacré dans la première partie à la modélisation physique non-linéaire du transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium dit MESFET GaAs. Ce modèle prend en considération l'ensemble des phénomènes physiques spécifiques à ce composant. Pour cela un ensemble d'hypothèses basées sur des approximations nous permettra de résoudre les équations différentielles et de simplifier les expressions mathématiques. Une formulation analytique des principaux mécanismes statiques est effectuée et permet d'aboutir par association aux éléments parasites interne et externe à la zone active du composant à un modèle mathématique du transistor MESFET GaAs. Ensuite les expressions de la transconductance, de la conductance de drain et de la capacité de grille sont déterminées en fonction des tensions de polarisations, l'influence des paramètres physiques et géométriques (la température, la longueur de grille, le niveau de dopage dans le canal, son épaisseur...) du composant sur les performances de lui même.

Dans la deuxième partie, nous développons d'une part un modèle mathématique qui décrit le comportement dynamique de la zone active du transistor. En tenant compte dans cette analyse de l'effet de la dépendance de la mobilité des porteurs avec le champ électrique longitudinale appliqué. D'autre part nous présentons un schéma équivalent du transistor MESFET, nous décrivons les paramètres admittance $[Y_{ij}]$ du composant en fonction des éléments constitutifs de ce schéma ainsi que leur dépendance en fréquence.

II. 2 : Modélisation des composants à effet de champ

La modélisation d'un transistor à effet de champ peut être réalisée sous deux approches très différentes :

- **L'approche physique :** [38]-[41], cette approche consiste à résoudre un système d'équations différentielles obtenues à partir de l'analyse de la distribution des charges et du champ électrique dans le canal du transistor.
- **L'approche électronique :** [42]-[46], cette approche est basée sur une proposition d'un circuit électrique équivalent au composant. Les éléments du circuit sont déterminés à partir des paramètres physiques et géométriques du composant, les valeurs de ces éléments préétablis à l'aide des résultats des caractérisations expérimentales.

Ces deux approches sont complémentaires : la première s'intéresse au composant lui-même, elle établit un lien entre la technologie et les performances du circuit, lien indispensable à toute amélioration. Son utilisation pour la conception de circuit serait trop lourde puisque le concepteur ne s'intéresse qu'aux performances du composant sans se préoccuper des causes microscopiques de ces performances. C'est la raison qui existe dans le deuxième modèle, généralement utilisé pour l'analyse et l'optimisation des circuits.

II. 3 : Modélisation des caractéristiques statiques du transistor MESFET GaAs

Dans ce paragraphe nous allons présenter un modèle physique des caractéristiques statiques du transistor à effet de champ à barrière Schottky à l'arséniure de gallium dit MESFET GaAs. Ce modèle prend en compte l'ensemble des phénomènes physiques spécifiques à ces transistors tel que le transport des porteurs majoritaires dans le canal conducteur, la déformation de la zone de charge d'espace ainsi que l'effet de la température sur le fonctionnement du transistor. Il est très important aussi de prendre en compte la connaissance de certains paramètres physiques et géométriques pour permettre la conception d'être la plus proche possible de la réalité.

II .3.1) Position du problème

La plupart des modèles physiques actuels [47]-[50], sont basés sur la résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson. Cette équation très importante pour la description des phénomènes de transport dans les semiconducteurs est aussi la base de tous les modèles des transistors à effet de champ pour expliquer la déformation de la zone de charge d'espace et calculer les variations du potentiel et du champ électrique dans le canal conducteur dans les différents régimes de fonctionnement.

Mais le problème principal pour ces modèles réside dans le couplage des équations différentielles, partielles et non-linéaires qui nécessitent d'être résolues simultanément. La difficulté de poser des hypothèses valables pour les conditions limites aux interfaces libres nécessite le recours à des approximations et la négligence d'un certain nombre de termes qui agissent négativement sur l'exactitude du modèle.

II. 3.2) Caractéristiques générales du modèle

Dans ce chapitre nous présentons un modèle dont les principaux paramètres sont directement liés aux caractéristiques physiques et géométriques du composant. C'est dans cette optique qu'un modèle analytique de transistor MESFET GaAs basé sur la résolution d'un ensemble d'équations régissant les phénomènes de transport de charges dans la région active du transistor a été développé.

➤ Pour résoudre le système d'équations mathématiques bidimensionnelles nous avons utilisé la technique de Green à deux dimensions. Cette technique est très évoluée, elle donne une distribution acceptable de la charge d'espace et une forme de la région de déplétion en accord avec les phénomènes physiques.

➤ En divisant le canal conducteur en régions selon l'état du champ électrique. Nous avons utilisé quelques approximations afin de résoudre les équations différentielles afin d'obtenir des expressions simples.

➤ En utilisant un modèle de la loi de mobilité satisfaisant pour calculer l'expression du courant de drain en fonction des tensions de drain et de grille.

➤ La résolution du système d'équations s'effectue dans le canal, directement sous la zone de charge d'espace, les autres régions du transistor seront modélisées à partir d'éléments parasites extrinsèques.

II. 3.3) Formulation des équations

Notre démarche de modélisation consiste dans un premier temps à déterminer l'équation analytique de la tension sous l'électrode de grille du transistor, puis nous déterminons les expressions de la loi de mobilité et de vitesse des porteurs en fonction du champ électrique, par la suite l'expression du courant de drain « I_{ds} » commandée par les deux tensions V_{GS} et V_{DS} est bien déterminée dans les différents régimes de fonctionnement.

Plusieurs étapes intermédiaires de calcul sont alors nécessaires.

II. 3.4) Détermination du potentiel sous la grille

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

$$\Delta\psi(x, y, z) = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad \dots \quad \text{II- 1}$$

Où : ψ : est le potentiel électrique dans la zone d'activité.

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

ϵ : est la permittivité du semiconducteur.

La figure (II- 1) représente les directions des axes cartésiens « ox , oy et oz » considérés dans cette étude, où l'origine « O » de repère est prise côté source.

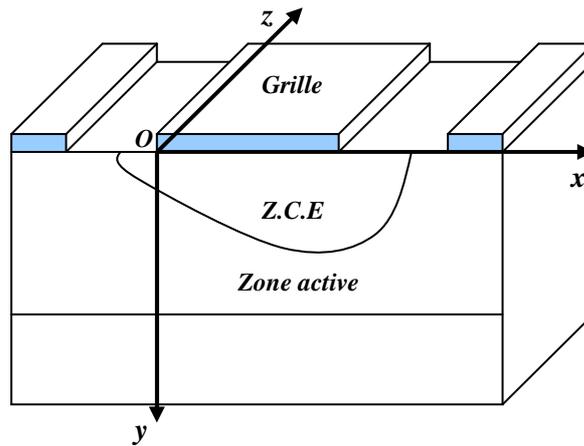


Figure (II- 1) : Direction des axes x, y et z.

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

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad \dots \quad \text{II-2}$$

- Si le dopage au niveau du canal est homogène, la densité des charges est constante dans le plan de structure, mais peut varier dans la direction perpendiculaire (y). Dans ces conditions, la densité des charges dans la zone d'activité s'écrit :

$$\rho = \rho(y) = eNd(y) \quad \dots \quad \text{II-3}$$

Où e : est la charge de l'électron ; $e = - 1,6 \cdot 10^{-19}$ C.

Nd : la densité des porteurs dans le semiconducteur.

L'équation de Poisson sera la suivante : (équation bidimensionnelle)

$$\Delta \psi(x, y) = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = - \frac{eNd(y)}{\epsilon} \quad \dots \quad \text{II-4}$$

Pour simplifier l'étude, on considère que cette équation est une superposition de deux équations simples [50], [54], on peut écrire:

$$\psi(x, y) = U(y) + \phi(x, y) \quad \dots \quad \text{II- 5}$$

$$\text{Où : } U(y) = \frac{-eNd(y)}{\epsilon} \quad \dots \quad \text{II- 6}$$

$$\text{Et : } \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y^2} = 0 \quad \dots \quad \text{II- 7}$$

Pour trouver une solution de l'équation de Poisson, nous séparons les deux termes précédents. On cherche une solution unidimensionnelle du premier terme (équation II-6), et une solution bidimensionnelle du deuxième terme (équation II-7).

II .3.4-1) Détermination du terme unidimensionnel du potentiel

La détermination de ce terme est effectuée dans la plupart des modèles unidimensionnels [4], [5], [37], [51], [52]. Ces modèles prennent en considération l'hypothèse du canal graduel [voir la figure (II-2)], le champ électrique, le potentiel et par suite la largeur « $h(x)$ » de charge d'espace varie graduellement entre la source et le drain.

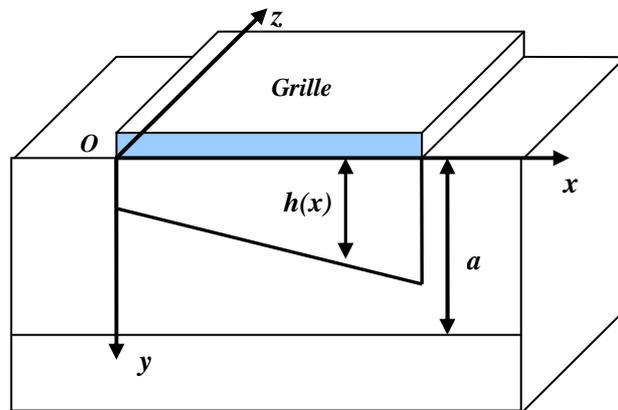


Figure II-2 : Canal graduel (approximation unidimensionnelle).

Pour déterminer le terme $U(y)$, nous prenons en considération la condition suivante :

$E_y = 0$ en $y = h(x)$, (où h : est la limite de la charge d'espace).

En intégrant l'équation (II- 6) de « $h(x)$ » à « y », on obtient :

$$\frac{dU(y)}{dy} = -E_y = \frac{1}{\epsilon} \left(\int_0^{h(x)} eNd(y)dy - \int_0^y eNd(y)dy \right) \dots \text{II- 8}$$

En intégrant une deuxième fois entre $y = 0$ et $y = h(x)$, on obtient la tension aux bornes de la zone de charge d'espace, $U(h(x)) = U(y = h(x)) - U(y = 0)$.

$$U(h) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^{h(x)} e.Nd(y).y.dy \dots \text{II-9}$$

Pour simplifier l'étude, on obtient toujours : $Nd(y) = Nd$ constante. (Cette approximation est valable pour les modèles où l'hypothèse du canal graduel est valable).

L'expression de $U(h)$ s'écrit simplement.

$$U(h) = \frac{eNd}{2\epsilon} h(x)^2 \quad \dots \quad \text{II-10}$$

Dans cette approximation, on obtient la tension aux bornes de la zone de déplétion côté source et côté drain successivement comme suit :

$$U(h_s) = \frac{eNd}{2\epsilon} h_s^2 \quad \dots \quad \text{II-11}$$

$$U(h_d) = \frac{eNd}{2\epsilon} h_d^2 \quad \dots \quad \text{II-12}$$

Où : V_g et V_d : sont des tensions de polarisations de grille et de drain respectivement.

V_{bi} : est la tension de diffusion de la jonction, l'expression de cette tension est donnée par :

$$V_{bi} = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{Nd}{ni}\right) \quad \dots \quad \text{II-13}$$

o Etat de pincement

Lorsque le canal conducteur est très étroit et la largeur de la zone de charge d'espace est égale à l'épaisseur de la zone active, la tension dans ce cas est dite tension de pincement.

Donc l'état de pincement est atteint quand : $h(x) = a$.

$$V_p = U(a) = \frac{eNd}{2\epsilon} a^2 \quad \dots \quad \text{II-14}$$

II.3.4-2) Détermination du terme bidimensionnel du potentiel

Pour déterminer ce terme du potentiel, plusieurs techniques sont utilisées et par la suite des solutions sont proposées [53], [54], [55]. Dans cette étude nous avons utilisé la technique des fonctions de Green dans un milieu homogène, cette technique donne une distribution acceptable de charge dans la zone active et aussi une forme de la région de déplétion en accord avec les autres modèles (simulation Monte Carlo, méthode itérative) [56], [57].

Pour résoudre la fonction (II-7) avec cette technique, on obtient les conditions limites suivantes :

$$- \text{ Pour } (x < 0, \text{ ou } x > L) : E_{\perp}(x,0) = -\frac{\partial\phi(x,y)}{\partial y} - \frac{\partial\phi(x,y)}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0 \quad \dots \quad \text{II-15}$$

$$- \text{ Pour } (0 \leq x \leq L) : \phi(x, y)|_{y=0} = 0 \quad \dots \quad \text{II-16}$$

$$- \psi(x, y)|_{x=0} = V_{bi} - V_g \quad \dots \quad \text{II-17}$$

$$- \psi(x, y)|_{x=L} = V_d + V_{bi} - V_g \quad \dots \quad \text{II-18}$$

$$- E_{\bar{n}}|_{x=0} = E_{\bar{n}}|_{x=L} = 0 \quad \dots \quad \text{II-19}$$

La solution de la fonction (II-7) proposée dans cette étude s'écrit sous la forme suivante :

$$\phi(x, y) = \sum_m \left[A_m^s \frac{\sinh k_m (L-x)}{\sinh(k_m L)} + A_m^d \frac{\sinh(k_m x)}{\sinh(k_m L)} \right] \sin(k_m y) \quad \dots \quad \text{II-20}$$

$$\text{Avec : } k_m = \left(m - \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{a} \quad \dots \quad \text{II-21}$$

A_m^d et A_m^s : sont des coefficients de Fourier cotés drain et source respectivement où :

$$A_m^s = \frac{2}{a} \int_0^a [\psi(0, y) - U(0, y)] \sin(k_m y) dy \quad \dots \quad \text{II-22}$$

$$A_m^d = \frac{2}{a} \int_0^a [\psi(L, y) - U(L, y)] \sin(k_m y) dy \quad \dots \quad \text{II-23}$$

Dans cette étude, nous utilisons seulement le premier terme de la série de Fourier pour trouver une solution acceptable de cette fonction, parce que les autres termes décroissent rapidement et on peut les négliger.

L'expression II-15 devient comme suit :

$$\phi(x, y) = \left[A_1^s \frac{\sinh(k_1 (L-x))}{\sinh(k_1 L)} + A_1^d \frac{\sinh(k_1 x)}{\sinh(k_1 L)} \right] \sin(k_1 y) \quad \dots \quad \text{II-24}$$

$$\text{Avec : } k_1 = \frac{\pi}{2a} \quad \dots \quad \text{II-25}$$

$$A_1^s = \frac{2}{a} \int_0^a [\psi(0, y) - U(0, y)] \sin(k_1 y) dy \quad \dots \quad \text{II-26}$$

$$A_1^d = \frac{2}{a} \int_0^a [\psi(L, y) - U(L, y)] \sin(k_1 y) dy \quad \dots \quad \text{II-27}$$

Les expressions des coefficients précédents « A_1^s et A_1^d » sont très complexes [54], elles sont liées essentiellement aux tensions de polarisations « V_d , V_g » et la distribution de charges dans la zone active.

Pour un dopage uniforme « $N_d(y) = N_d$ » ; ces coefficients sont écrits comme suit :

$$A_1^s = V_p \left[a_1 + b_1 \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} - c_1 \right)^{1/2} \right] \quad \dots \quad \text{II-28}$$

$$A_1^d = V_p \left[a_1 + b_1 \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} - c_1 \right)^{1/2} \right] \quad \dots \quad \text{II-29}$$

Avec : a_1 , b_1 , c_1 sont des constantes.

A partir de (II-10) et (II-19), on obtient l'expression de la tension totale $\psi(x, y)$ comme suit :

$$\psi(x, y) = \frac{eN_d}{2\epsilon} h^2(x) + \left[A_1^s \frac{\sinh(k_1(L-x))}{\sinh(k_1L)} + A_1^d \frac{\sinh(k_1x)}{\sinh(k_1L)} \right] \sin(k_1y) \quad \dots \quad \text{II-30}$$

II .3.5) Zone de charge d'espace

Considérons la figure (II-3) dont la zone de charge d'espace est divisée en trois régions principales :

La région (1) au-dessous de la grille directement, elle dite région contrôlée par la grille. Nous utilisons les hypothèses suivantes pour calculer la largeur de cette zone :

$$\text{Pour } x = 0 ; \psi(0, u_s) = V_{bi} - V_g. \quad \dots \quad \text{II-31}$$

$$\text{Pour } x = L ; \psi(L, u_d) = V_d + V_{bi} - V_g. \quad \dots \quad \text{II-32}$$

Pour : $0 \leq x \leq L$; nous nous placerons dans l'hypothèse du canal graduel.

$$\text{Et : } \psi(x, h(x)) = V(x) + V_{bi} - V_g \quad \dots \quad \text{II-33}$$

Avec : V_g et V_d sont les tensions de polarisations en régime intrinsèque côté source et côté drain respectivement.

u_s , u_d et $u(x)$: les extensions de la zone de charge d'espace, par ordre : côté source, côté drain et dans un point « x » entre les deux cotés.

A partir des équations précédentes, les expressions de u_s , u_d et $u(x)$ deviennent comme suit :

$$u_s = \left[\frac{2\epsilon}{e.N_d} (V_{bi} - V_g - \phi(0, h_s)) \right]^{1/2} = a \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g - \phi(0, h_s)}{V_p}} \quad \dots \quad \text{II-34}$$

$$u_d = \left[\frac{2\varepsilon}{e.Nd} (Vd + Vbi - Vg - \phi(L, h_d)) \right]^{1/2} = a \sqrt{\frac{Vd + Vbi - Vg - \phi(L, h_d)}{Vp}} \quad \dots\dots \quad \text{II-35}$$

$$u(x) = \left[\frac{2\varepsilon}{e.Nd} (V(x) + Vbi - Vg - \phi(x, y)) \right]^{1/2} = a \sqrt{\frac{V(x) + Vbi - Vg - \phi(x, y)}{Vp}} \quad \dots\dots \quad \text{II-36}$$

$$\text{Où : } \phi(0, h_s) = A_1^s \sin(k_1 h_s) \quad \dots\dots \quad \text{II-37}$$

$$\text{et : } \phi(L, y) = A_1^d \sin(k_1 h_d) \quad \dots\dots \quad \text{II-38}$$

Les régions (2 et 3) en dehors de la première région dites régions non contrôlées par la grille, elle représente les bords des extensions de la zone de charge d'espace, que sont considérés comme étant des portions de cercle.

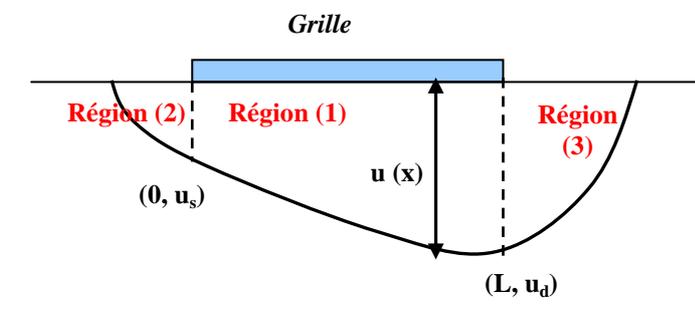


Figure II-3 : Zone de charge d'espace

II .3.6) Caractéristiques courant- tension I-V

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

- On néglige le courant dans le sens « y ».
- On néglige le courant de diffusion.
- Premièrement, on suppose la mobilité des électrons constante et on calcule l'expression du courant en régime intrinsèque.
- On néglige les effets de bords, le débordement de la zone de charge d'espace sur les côtés de la grille.
- On divise le canal conducteur en trois régions (linéaire, pincement et saturation) selon les valeurs du champ électrique dans la zone active.

II .3.6-1) Détermination de l'équation générale du courant en régime intrinsèque

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

$$J_x = qNd\mu_n E_x + qD_n \text{grad}.n \quad \dots \quad \text{II-39}$$

Où : μ_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.

$$\text{Donc : } J_x = qNd\mu_n E_x = -e\mu_n Nd \frac{dV}{dx} \quad \dots \quad \text{II-40}$$

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

$$I_d = - \iint_S J_x dS = -Z \int_{h(x)}^a J_x dy \quad \dots \quad \text{II-41}$$

Par utilisation des intégrales simples [4], [5] ; l'expression du courant total traversant la zone active s'écrit comme suit :

$$I_d = \frac{(e.Nd)^2 Z . \mu_n}{\epsilon . L} \left[\frac{a}{2} (h_d^2 - h_s^2) - \frac{1}{3} (h_d^3 - h_s^3) \right] \quad \dots \quad \text{II-42}$$

Pour simplifier l'étude nous avons utilisé l'approximation unidimensionnelle, puis nous ajoutons le terme bidimensionnel $\Phi(x, y)$ à l'expression totale de la tension.

Dans ce cas les expressions de h_s et h_d sont données comme suit :

$$h_s = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e.Nd} (V_{bi} - V_g)} = a \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g}{V_p}} \quad \dots \quad \text{II-43}$$

$$h_d = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e.Nd} (V_d + V_{bi} - V_g)} = a \sqrt{\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p}} \quad \dots \quad \text{II-44}$$

$$\text{En définissant le courant de pincement par : } I_p = \frac{(e.Nd)^2 Z . a^3 . \mu}{2 . \epsilon . L} \quad \dots \quad \text{II-45}$$

L'expression générale du courant I_d en régime intrinsèque devient :

$$I_d = \left[\frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \dots \quad \text{II-46}$$

II .3.6-2) Effet de la loi de mobilité

L'hypothèse de mobilité constante et indépendante du champ électrique dans les semiconducteurs (dans notre cas le GaAs de type N) ne peut pas traduire les phénomènes physiques dans ces matériaux.

L'expression analytique des variations de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique dans l'arséniure de galium GaAs, que nous utilisons est une relation simplifiée [58], [59], [60] donnée comme suit :

- Dans le domaine des faibles champs électriques où « $E < E_0$ », les électrons sont en équilibre thermodynamique avec le réseau et leur mobilité est constante et indépendante du champ électrique.

$$\mu = \mu_0 \quad \dots \dots \quad \text{II-47}$$

- Lorsque le champ électrique devient important « $E \geq E_0$ », les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des électrons. Cette diminution de la mobilité se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des électrons. La loi de variation de cette mobilité en fonction du champ électrique dans ce cas, est donnée par :

$$\mu = \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{E - E_0}{Ec}\right)^2\right]^{1/2}} \quad \dots \dots \quad \text{II-48}$$

En d'autre terme, l'expression de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique s'écrit simplement comme suit :

$$\vec{v}(E) = \pm \mu \vec{E} \quad \dots \dots \quad \text{II-49}$$

$$\text{Où : } \mu_0 = \frac{q\tau}{m^*} \quad \dots \dots \quad \text{II-50}$$

Avec : τ : temps de relaxation et m^* : masse effective de l'électron.

$$Ec = \frac{v_s}{\mu_0} \quad \dots \dots \quad \text{II-51}$$

Avec : v_s : est la vitesse de saturation du GaAs.

$$E_0 = \frac{1}{2} \left[E_s + (E_s^2 - 4E_C^2)^{1/2} \right] \quad \dots \quad \text{II-52}$$

Avec : E_0 est le champ critique et E_s est le champ de seuil correspondant à la valeur maximale de la vitesse des électrons, qui peut être calculé à partir de la relation suivante :

$$\left. \frac{d.v}{d.E} \right|_{E=E_s} = 0 \quad \dots \quad \text{II-53}$$

II.3.6-3) Détermination de l'expression du courant selon les différents régimes de fonctionnement

La loi de mobilité permet d'obtenir les différentes expressions du courant de drain dans différents régimes de fonctionnement (linéaire, pincé et saturé) [figure II-4]:

❖ Régime linéaire :

Ce régime existe tant que « La » occupe tout le canal, il correspond au domaine des champs faibles où la mobilité est égale à μ_0 .

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

$$I_d = I_{p_L} \left[\frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \dots \quad \text{II-54}$$

$$\text{Où : } I_{p_L} = \frac{e^2 N_d^2 Z a^3 \mu_0}{2 \epsilon \cdot L} \quad \dots \quad \text{II-55}$$

Le maximum de ce régime correspond à une tension de drain « V_{d_L} ». La valeur de cette tension peut être déterminée à partir de l'équation suivante :

$$V_{d_L} + V_{bi} - V_g = E_0 \cdot L \quad \dots \quad \text{II-56}$$

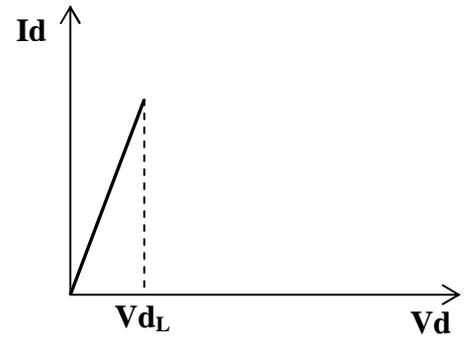
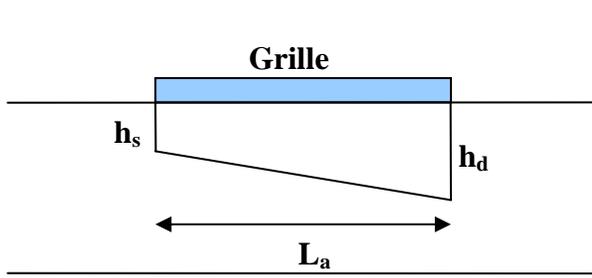
Cette valeur de tension, correspondante à une valeur maximale d'extension de la zone de charge d'espace qui est donnée par l'expression suivante :

$$h a = a \sqrt{\frac{V_{d_L} + V_{bi} - V_g}{V_p}} \quad \dots \quad \text{II-57}$$

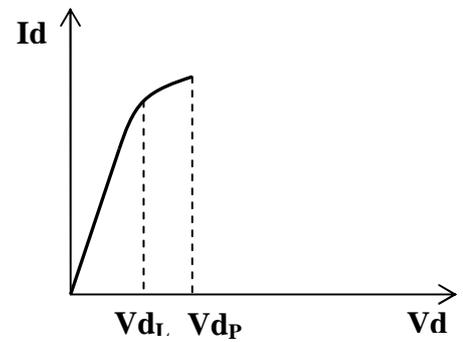
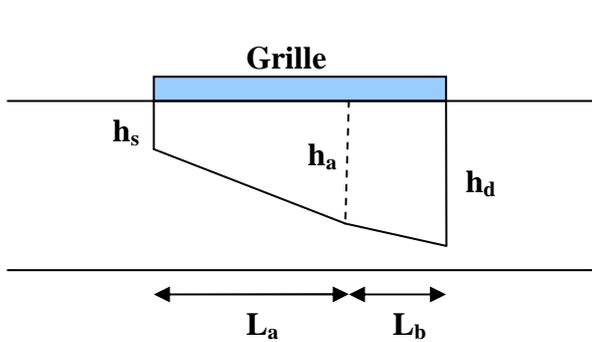
Le courant maximum du régime linéaire est alors donné par :

$$I_{d_L} = I_{p_L} \left[\frac{V_{d_L}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{d_L} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \dots \quad \text{II-58}$$

a- Régime linéaire $E < E_0$



b- Régime de pincement $E_0 < E < E_m$



c- Régime de saturation $E > E_m$

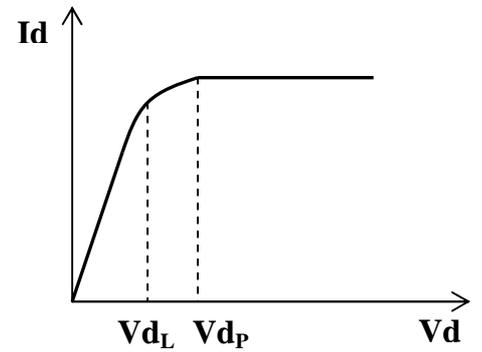
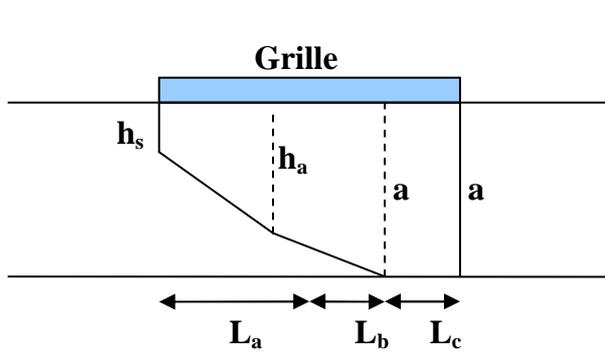


Figure II-4 : Répartition de la zone de charge d'espace « ZCE » dans les différents régimes de fonctionnement.

❖ **Régime de pincement :**

Quand la tension de drain augmente, le champ électrique dans le canal augmente au delà de E_0 . Le canal sous la grille présente alors deux régions : L'une de longueur « L_a » dans laquelle le champ est inférieur à E_0 et la mobilité des électrons est constante donnée par $\mu = \mu_0$. L'autre de longueur « L_b » ($L = L_a + L_b$) dans laquelle le champ est supérieur au champ E_0 mais inférieur au champ E_m , et la mobilité des électrons est donnée par l'expression (II-48).

1^{ère} Région : Pour : $E < E_0$ et $0 < x < L_a$

$$L_a = \frac{I_{pL} \cdot L}{I_d} \left[\frac{V_{dL}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{dL} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \dots \quad \text{II-59}$$

2^{ème} Région : Pour : $E_0 < E < E_m$ et $L_a < x < L$

$$L_b = \frac{I_{pL} \cdot L}{I_d} \left[\frac{V_d - V_{dL}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{dL} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \dots \quad \text{II-60}$$

$$\text{Où : } I_{p_s} = \frac{e^2 N_d^2 Z a^3}{2 \epsilon L} \cdot \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{E - E_0}{E_c} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad \dots \quad \text{II-61}$$

L'expression du courant de drain dans ce régime est donné par :

$$I_d = \left\{ \begin{array}{l} I_{pL} \left[\frac{V_{dL}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{dL} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \\ + I_{p_s} \left[\frac{V_d - V_{dL}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{dL} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \end{array} \right\} \quad \dots \quad \text{II-62}$$

Le maximum de ce régime correspond à une tension de drain « V_{d_p} ». La valeur de cette tension peut être déterminée à partir de l'équation suivante :

$$V_p = V_{d_p} + V_{bi} - V_g \quad \dots \quad \text{II-63}$$

❖ **Régime de saturation :**

Dans le cadre de la partition du canal et lorsque la tension de drain devient supérieure à la tension « V_{dp} », le canal est divisé en trois régions : La première de longueur « L_a », dans laquelle le champ est inférieur à E_0 et la mobilité des électrons est constante donnée par « $\mu = \mu_0$ ». La deuxième de longueur « L_b », dans laquelle le champ est supérieur au champ E_0 mais inférieur au champ E_m , et la mobilité des électrons n'est pas constante « $\mu = \mu(E)$ » et la dernière de longueur « L_c », dans laquelle la zone de charge d'espace atteint l'interface zone active substrat semi-isolant « $h(x) = a$ ».

1^{ère} Région : Pour : $E < E_0$ et $0 < x < L_a$

La relation (II-58) reste valable donc :

$$L_a = \frac{I_{p_s} \cdot L}{I_d} \left[\frac{V_{d_L}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{d_L} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \dots \text{II-64}$$

2^{ème} Région : Pour : $E_0 < E < E_m$ et $L_a < x < L_a + L_b$

$$L_b = \frac{I_{p_s} \cdot L}{I_d} \left[\frac{V_{d_p} - V_{d_L}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{d_p} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{d_L} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \dots \text{II-65}$$

3^{ème} Région : Pour : $E > E_m$ et $L_a + L_b < x < L$

$$L_c = \frac{I_{p_s} \cdot L}{I_d} \left[\frac{V_d - V_{d_p}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{d_p} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \dots \text{II-66}$$

Où : V_{d_L} et V_{d_p} sont des tensions maximales des régimes linéaire et de pincement respectivement.

$$L_b + L_c = \frac{I_{p_s} \cdot L}{I_d} \left[\frac{V_d - V_{d_L}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{d_L} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \dots \text{II-67}$$

L'expression du courant de drain « I_d » dans ce régime est donné par :

$$I_d = \left\{ \begin{array}{l} I_{p_L} \left[\frac{V_{d_L}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{d_L} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \\ + I_{p_{ST}} \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{V_{d_L} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{d_L} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \end{array} \right\} \dots \quad \text{II-68}$$

$$\text{Où : } I_{p_{ST}} = \frac{e^2 N_d^2 Z a^3}{2 \epsilon L} \cdot \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{E_{ST} - E_0}{E_c} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad \text{II-69}$$

Avec : $V_{ST} = (E_{ST} \cdot L) = V_p - V_{bi} + V_g$: est la tension de saturation.

II .3.6-4) Effet de la tension bidimensionnelle $\Phi(x, y)$

Le terme bidimensionnel de la tension « $\Phi(x, y)$ » est pris en considération dans l'expression de la tension dans la zone active [expression II-24], donc il faut remplacer les termes V_d , V_g , V_{d_L} et V_{d_p} dans toutes les expressions de courant de drain « I_d » comme suit :

$$\left. \begin{array}{l} V_g \longrightarrow V_g - \Phi(0, h_s) \\ V_d \longrightarrow V_d - (\Phi(L, h_d) - \Phi(0, h_s)) \\ V_{d_L} \longrightarrow V_{d_L} - (\Phi(L_a, h_a) - \Phi(0, h_s)) \\ V_{d_p} \longrightarrow V_{d_p} - (\Phi(L_b, a) - \Phi(0, h_s)) \end{array} \right\} \dots \quad \text{II-70}$$

II .3.6-5) 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 , et aussi l'effet de la résistance R_p parallèle au canal sur les valeurs des tensions de polarisations [voir la figure II-5].

R_s et R_d : représentent les résistances parasites dues aux contacts ohmiques et aux zones conductrices inactives du canal entre les métallisations de drain et de source, et la limite de la zone de charge d'espace. Ces résistances sont de l'ordre de quelques ohms.

R_p : est la résistance parasite qui est en parallèle avec le canal. Elle est due essentiellement aux effets dispersifs de substrat. Elle est de l'ordre de quelques kilos ohms.

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

$$\left. \begin{aligned} \text{Donc : } V_d &= V_{ds} - (R_s + R_d) I_d \\ V_g &= V_{gs} - R_s I_d \\ I_d &= I_{ds} - (V_d / R_p) \end{aligned} \right\} \dots \text{ II-71}$$

Les valeurs des résistances « R_s et R_d » sont obtenues à partir des expressions suivantes :

$$R_s = \frac{L_{gs}}{e \cdot N_d \cdot \mu_0 \cdot Z \cdot a} + R_{os} \quad \dots \text{ II-72}$$

$$R_d = \frac{L_{gd}}{e \cdot N_d \cdot \mu_0 \cdot Z \cdot a} + R_{od} \quad \dots \text{ II-73}$$

Où : L_{gs} est la distance entre la grille et la source, L_{gd} la distance entre la grille et le drain.

R_{os} est la résistance du contact ohmique de la source.

R_{od} est la résistance du contact ohmique de drain.

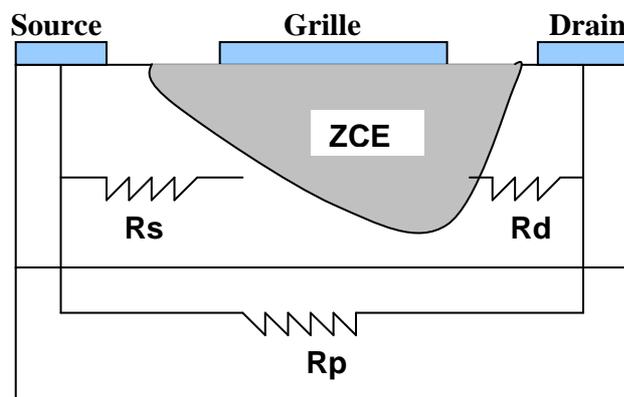


Figure II-5 : Résistances parasites dans le MESFET.

II .3.6-6) Effets thermiques

La température de fonctionnement d'un transistor MESFET GaAs est un paramètre très important qui affecte aussi bien les performances, les limites de fonctionnement ou la durée de vie du composant.

Sous l'influence de la puissance continue qui lui est appliquée, la température « T_R » du composant augmente suivant la relation :

$$T_R = T_0 + R_{Th} \cdot V_{ds} \cdot I_{ds} \quad \dots \quad \text{II-74}$$

Où : T_0 est la température ambiante.

Et : R_{Th} [K^0 /Joules] est la résistance thermique du composant, elle est dépendante essentiellement aux paramètres physiques et géométriques du composant.

En effet, une augmentation de la température de jonction entraîne une décroissance de la mobilité des électrons et par conséquent une diminution du courant de drain « I_{ds} ». L'équation suivante donne la loi de variation classique de la mobilité des électrons en fonction de la température pour l'arséniure de gallium GaAs [61], [62].

$$\mu_0(T) = \mu_0|_{T=T_0} \cdot \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/3} \quad \dots \quad \text{II-75}$$

Aussi la tension de diffusion de la jonction « V_{bi} » varie avec la température comme suit :

$$V_{bi}(T) = V_{bi}|_{T=T_0} \cdot (T/T_0) \quad \dots \quad \text{II-76}$$

II .3.7) 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_m » traduisent par leur nature les comportements localisés de la structure physique des transistors.

La transconductance représente le mécanisme de commande d'un transistor : c'est la variation du courant de drain « I_d » en fonction de la tension de grille pour une tension de drain constante.

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

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

$$d.Id = \frac{\partial Id}{\partial Vg} dVg + \frac{\partial Id}{\partial Vd} dVd \quad \dots \quad \text{II-77}$$

$$d.Id = g_m .dVg + g_d .dVd \quad \dots \quad \text{II-78}$$

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

$$g_m = \left. \frac{\partial Id}{\partial Vg} \right|_{Vd} \quad \dots \quad \text{II-79}$$

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

$$g_d = \left. \frac{\partial Id}{\partial Vd} \right|_{Vg} \quad \dots \quad \text{II-80}$$

Après des dérivations simples des expressions de courant de drain « Id » dans les différents régimes de fonctionnement, on obtient les relations suivantes :

❖ Régime linéaire

$$g_m = \frac{Ip_L}{Vp} \left[\left(\frac{Vd + Vbi - Vg - \phi(L, h_d)}{Vp} \right)^{1/2} - \left(\frac{Vbi - Vg + \phi(0, h_s)}{Vp} \right)^{1/2} \right] \quad \dots \quad \text{II-81}$$

$$g_d = \frac{Ip_L}{Vp} \left[1 - \left(\frac{Vd + Vbi - Vg - \phi(L, h_d)}{Vp} \right)^{1/2} \right] \quad \dots \quad \text{II-82}$$

❖ Régime de pincement

$$g_m = \left\{ \begin{array}{l} \frac{Ip_L}{Vp} \left[\left(\frac{Vd_L + Vbi - Vg - \phi(La, h_a)}{Vp} \right)^{1/2} - \left(\frac{Vbi - Vg + \phi(0, h_s)}{Vp} \right)^{1/2} \right] \\ + \frac{Ip_S}{Vp} \left[\left(\frac{Vd + Vbi - Vg - \phi(L, h_d)}{Vp} \right)^{1/2} - \left(\frac{Vd_L + Vbi - Vg - \phi(La, h_a)}{Vp} \right)^{1/2} \right] \end{array} \right\} \quad \dots \quad \text{II-83}$$

$$g_d = \left\{ \begin{array}{l} \frac{I_{pL}}{V_p} \left[1 - \left(\frac{V_{dL} + V_{bi} - V_g - \phi(L, h_a)}{V_p} \right)^{1/2} \right] \\ + \frac{d.\mu(E)}{d.V_d} . I_{pS} \left[\frac{V_d - V_{dL} - \phi(L, h_s) + \phi(L, h_d)}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g - \phi(L, h_d)}{V_p} \right)^{3/2} \right. \\ \left. + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{dL} + V_{bi} - V_g - \phi(L, h_a)}{V_p} \right)^{3/2} \right] \end{array} \right\} \dots$$

... II-84

$$\text{Avec : } \frac{d.\mu(E)}{d.V_d} = -\frac{\mu_0}{L} \frac{E - E_0}{E_c^2 \left[1 + \left(\frac{E - E_0}{E_c} \right)^2 \right]^{3/2}} \dots \quad \text{II-85}$$

❖ Régime de saturation

$$g_m = \left\{ \begin{array}{l} \frac{I_{pL}}{V_p} \left[\left(\frac{V_{dL} + V_{bi} - V_g - \phi(L, h_a)}{V_p} \right)^{1/2} - \left(\frac{V_{bi} - V_g + \phi(0, h_s)}{V_p} \right)^{1/2} \right] \\ + \frac{I_{pST}}{V_p} \left[1 - \left(\frac{V_{dL} + V_{bi} - V_g - \phi(L, h_a)}{V_p} \right)^{1/2} \right] \end{array} \right\} \dots \quad \text{II-86}$$

$$g_d \approx 0 \quad \dots \quad \text{II-87}$$

II .3.8) Modèle des capacités

Dans cette étape de modélisation physique, nous allons proposer un modèle de calcul des capacités grille–source « C_{gs} » et drain–source « C_{gd} » intrinsèques à partir des équations établies précédemment. Ce modèle est basé sur des distributions simplifiées des charges stockées dans la zone de charge d'espace. Dans ce qui suit, nous calculons les équations qui décrivent les caractéristiques capacité – tension « C-V » dans les différents régimes de fonctionnement.

Pour trouver les différentes expressions des caractéristiques « C-V », nous utilisons les hypothèses suivantes :

- On considère une structure à dopage homogène caractérisée par une densité de donneurs « N_d » constante dans tous les régimes de fonctionnement.

- On utilise quelques approximations afin de résoudre les équations différentielles et d'obtenir des expressions simples.
- On divise la zone de charge d'espace en régions selon les différents régimes de fonctionnement du transistor [voir la figure II-6].
- Dans la région contrôlée par la grille, on considère l'hypothèse du canal graduel.

II .3.8-1) Détermination de la charge stockée dans la zone de charge d'espace

Pour déterminer les capacités « Cgs » et « Cgd », nous devons tout d'abord déterminer les expressions de la charge stockée dans les différentes régions de la zone de charge d'espace, aux différents régimes de fonctionnement.

L'expression de la charge stockée dans la zone de charge d'espace est donnée simplement comme suit :

$$Q = e.Nd.Z.S \quad \dots \quad \text{II-88}$$

Où : S est la surface de la coupe longitudinale de la zone de charge d'espace.

Pour calculer cette expression dans les différents régimes de fonctionnement, il faut déterminer tout d'abord la surface de la coupe longitudinale de la zone dépeuplée [63], [64].

❖ Régime linéaire

Dans ce régime, la zone de charge d'espace est divisée en trois régions comme il est montré dans la figure (II-6) :

La région « 1 » côté source, est une portion de cercle de rayon « u_s » (expression II-34). La surface de cette région donne comme suit :

$$S_1 = \frac{\pi}{4} . u_s^2 \quad \dots \quad \text{II-89}$$

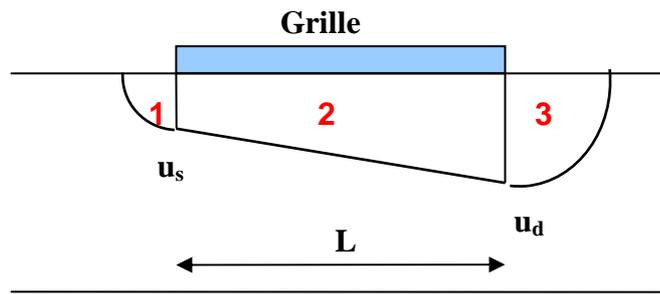
La région « 2 » au dessous de la grille directement, on utilise dans cette région l'approximation du canal graduel. La surface de cette région donne comme :

$$S_2 = L . \frac{u_d + u_s}{2} \quad \dots \quad \text{II-90}$$

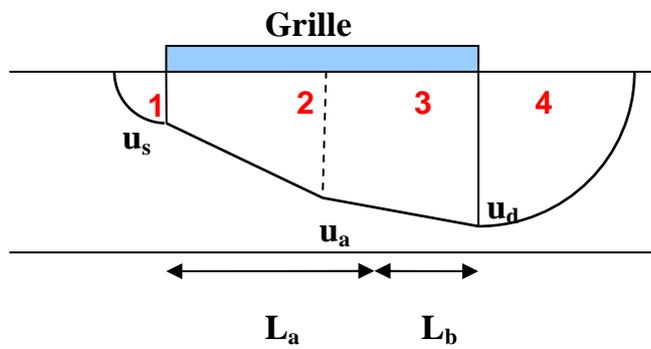
La région « 3 » côté drain, est une portion du cercle de rayon « u_d » (expression II-35). La surface de cette région donne comme suit :

$$S_3 = \frac{\pi}{4} . u_d^2 \quad \dots \quad \text{II-91}$$

a- Régime linéaire $E < E_0$



b- Régime de pincement $E_0 < E < E_m$



c- Régime de saturation $E > E_m$

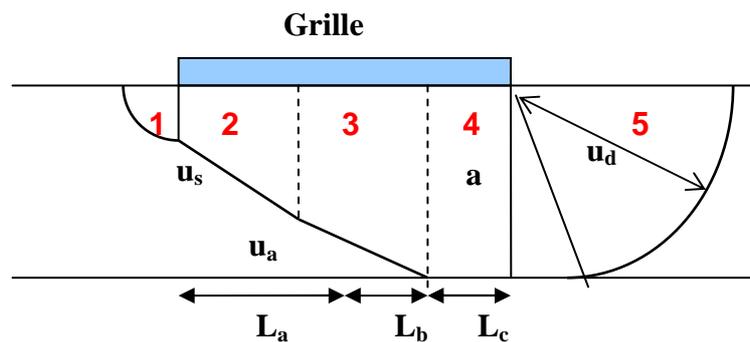


Figure II-6 : Configuration de la zone de charge d'espace « Z.C.E » dans les différents régimes de fonctionnement.

La charge totale stockée dans la zone de charge d'espace dans ce régime, peut être calculée à partir de l'expression suivante :

$$Q_L = e.Nd.Z.(S_1 + S_2 + S_3) = e.Nd.Z \left[L. \frac{u_d + u_s}{2} + \frac{\pi}{4} (u_d^2 + u_s^2) \right] \quad \dots \quad \text{II-92}$$

u_s et u_d : sont les extensions de la zone de charge d'espace côté source et côté drain respectivement.

❖ Régime de pincement

Dans le régime de pincement, la zone de charge d'espace est divisée en quatre régions :

La région « 1 » côté source, est une portion du cercle de rayon « u_s ». L'expression (II-88) reste valable pour calculer la surface de cette région.

La région « 2 » au dessous de la grille directement, elle est de longueur « La » [voir l'expression (II-59) du paragraphe (II-3.6-3)]. La surface de cette région est :

$$S_2 = La. \frac{u_a + u_s}{2} \quad \dots \quad \text{II-93}$$

u_a : est la valeur d'extension de la zone de charge d'espace correspondant à « $x = La$ ».

$$u_a = a \sqrt{\frac{Vd_L + Vbi - Vg - \phi(La, ha)}{Vp}} \quad \dots \quad \text{II-94}$$

La région « 3 », aussi au dessous de la grille directement, elle est de longueur « Lb » [voir l'expression II- 60]. La surface de cette région est donnée par :

$$S_3 = Lb. \frac{u_d + u_a}{2} \quad \dots \quad \text{II-95}$$

La région « 4 » côté drain, est une portion du cercle de rayon « u_d ». L'expression (II-89) reste valable pour calculer la surface de cette région.

La charge totale stockée dans la zone de charge d'espace dans ce régime, peut être calculée à partir de l'expression suivante :

$$Q_p = e.Nd.Z.(S_1 + S_2 + S_3 + S_4) \quad \dots \quad \text{II-96}$$

A partir des expressions précédentes, cette expression devient :

$$Q_p = e.Nd.Z \left[La. \frac{u_a + u_s}{2} + Lb. \frac{u_d + u_a}{2} + \frac{\pi}{4} (u_d^2 + u_s^2) \right] \quad \dots \quad \text{II-97}$$

❖ Régime de saturation

Dans le régime de saturation, la zone de charge d'espace est divisée en cinq régions :

La région « 1 » côté source, est une portion de cercle de rayon « u_s ». L'expression (II-88) reste toujours valable pour calculer la surface de cette région.

La région « 2 » au dessous de la grille directement, elle est de longueur « La ». L'expression de la surface de cette région reste inchangée à celle du régime de pincement, elle donne :

$$S_2 = La \cdot \frac{u_a + u_s}{2} \quad \dots \quad \text{II-98}$$

La région « 3 », aussi au dessous de la grille directement, elle est de longueur « Lb ». La surface de cette région donne :

$$S_3 = Lb \cdot \frac{a + u_a}{2} \quad \dots \quad \text{II-99}$$

La région « 4 », au dessous de la grille directement, elle est de longueur « Lc ». La surface de cette région donne comme :

$$S_4 = a \cdot Lc \quad \dots \quad \text{II-100}$$

La région « 5 » côté drain, est une somme de deux parties, une portion de cercle de rayon « u_d » et une triangle rectangulaire [voire la figure II-6]. L'expression de la surface de cette région.

$$S_5 = \frac{1}{2} \cdot a \cdot \sqrt{u_d^2 - a^2} + \frac{u_d^2}{2} \cdot \text{Arc sin} \left(\frac{a}{u_d} \right) \quad \dots \quad \text{II-101}$$

La charge totale stockée dans la zone de charge d'espace dans ce régime, peut être calculée à partir de l'expression suivante :

$$Q_{St} = e \cdot Nd \cdot Z \cdot (S_1 + S_2 + S_3 + S_4 + S_5) \quad \dots \quad \text{II-102}$$

A partir des expressions précédentes, cette expression devient comme suit :

$$Q_{St} = e \cdot Nd \cdot Z \left[La \cdot \frac{u_a + u_s}{2} + Lb \cdot \frac{a + u_a}{2} + a \cdot Lc \right. \\ \left. + \frac{\pi}{4} \cdot u_s^2 + \frac{1}{2} \cdot a \cdot \sqrt{u_d^2 - a^2} + \frac{u_d^2}{2} \cdot \text{Arc sin} \left(\frac{a}{u_d} \right) \right] \quad \dots \quad \text{II-103}$$

II .3.8-2) Détermination des capacités

Par définition, les capacités grille source « Cgs » et grille drain « Cgd » sont respectivement le résultat des variations de la charge d'espace par rapport à la tension de grille, lorsque la tension de drain est constante et par rapport à la tension de drain quand la tension de grille est constante. Dans le paragraphe suivant, nous avons déterminé les expressions analytiques de ces capacités dans les différents régimes de fonctionnement du transistor, en prenant en considération les différentes expressions de la charge établies précédemment.

L'expression générale de la capacité « Cgs » est donnée par :

$$C_{gs} = \left. \frac{\partial Q}{\partial V_g} \right|_{V_d = cst} \quad \dots \quad \text{II-104}$$

D'autre part l'expression générale de la capacité « Cgd » donnée par :

$$C_{gd} = \left. \frac{\partial Q}{\partial V_d} \right|_{V_g = cst} \quad \dots \quad \text{II-105}$$

❖ Régime linéaire

A partir de l'expression de la charge totale dans le régime linéaire (II-92) et l'expression fondamentale de la capacité « Cgs » (II-104), et après quelques dérivations simples, on peut écrire l'expression de la capacité grille source dans ce régime comme suit :

$$C_{gs} = -e.Nd.Z \left[\frac{L}{2} \left(\left. \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \right|_{V_d} + \left. \frac{\partial u_d}{\partial V_g} \right|_{V_d} \right) + \frac{\pi}{4} \left(2.u_s \cdot \left. \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \right|_{V_d} + 2.u_d \cdot \left. \frac{\partial u_d}{\partial V_g} \right|_{V_d} \right) \right] \quad \dots \quad \text{II-106}$$

$$\text{Avec : } \left. \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \right|_{V_d} = \frac{-a^2}{2.V_p} \frac{1}{u_s} \quad \dots \quad \text{II-107}$$

$$\left. \frac{\partial u_d}{\partial V_g} \right|_{V_d} = \frac{-a^2}{2.V_p} \frac{1}{u_d} \quad \dots \quad \text{II-108}$$

L'expression de la capacité « Cgs » dans le régime linéaire devient comme suit :

$$C_{gs} = e.Nd.Z \cdot \left[\frac{a^2}{2.V_p} \right] \cdot \left[\frac{L}{2} \left(\frac{1}{u_s} + \frac{1}{u_d} \right) + \pi \right] \quad \dots \quad \text{II-109}$$

Pour calculer la capacité source drain dans le régime linéaire, nous allons utiliser les mêmes étapes précédentes.

A partir des expressions de la charge totale (II-92) et de la capacité « Cgd » (II-105), on peut déterminer l'expression de la capacité grille drain dans ce régime :

$$C_{gd} = e.Nd.Z \left[\frac{L}{2} \left(\frac{\partial u_s}{\partial Vd} \Big|_{Vg} + \frac{\partial u_d}{\partial Vd} \Big|_{Vg} \right) + \frac{\pi}{4} \left(2u_s \cdot \frac{\partial u_s}{\partial Vd} \Big|_{Vg} + 2u_d \cdot \frac{\partial u_d}{\partial Vd} \Big|_{Vg} \right) \right] \quad \dots \quad \text{II-110}$$

$$\text{Avec : } \frac{\partial u_s}{\partial Vd} \Big|_{Vg} \approx 0 \quad \dots \quad \text{II-111}$$

$$\frac{\partial u_d}{\partial Vd} \Big|_{Vg} = \frac{a^2}{2.Vp} \frac{1}{u_d} \quad \dots \quad \text{II-112}$$

L'expression de la capacité « Cgd » dans le régime linéaire devient comme suit :

$$C_{gd} = e.Nd.Z \cdot \left[\frac{a^2}{2.Vp} \right] \cdot \left[\frac{L}{2} \left(\frac{1}{u_d} \right) + \pi \right] \quad \dots \quad \text{II-113}$$

❖ Régime de pincement

Nous allons suivre le même travail pour déterminer les expressions des capacités « Cgs » et « Cgd » dans le régime de pincement, à partir des expressions de la charge totale dans ce régime (II-92) et des capacités « Cgs » (II-104) et « Cgd » (II-105), on peut obtenir les expressions suivantes :

$$C_{gs} = -e.Nd.Z \left\{ \left[\frac{La}{2} \left(\frac{\partial u_s}{\partial Vg} \Big|_{Vd} + \frac{\partial u_a}{\partial Vg} \Big|_{Vd} \right) + \frac{\partial La}{\partial Vg} \Big|_{Vd} \left(\frac{u_s + u_d}{2} \right) + \frac{Lb}{2} \left(\frac{\partial u_a}{\partial Vg} \Big|_{Vd} + \frac{\partial u_d}{\partial Vg} \Big|_{Vd} \right) \right] \right. \\ \left. + \frac{\partial Lb}{\partial Vg} \Big|_{Vd} \left(\frac{u_a + u_d}{2} \right) + \frac{\pi}{4} \left(2u_s \cdot \frac{\partial u_s}{\partial Vg} \Big|_{Vd} + 2u_d \cdot \frac{\partial u_d}{\partial Vg} \Big|_{Vd} \right) \right] \quad \dots \quad \text{II-114}$$

$$\text{Avec : } \frac{\partial u_s}{\partial Vg} \Big|_{Vd} = \frac{-a^2}{2.Vp} \frac{1}{u_s} \quad \dots \quad \text{II-115}$$

$$\frac{\partial u_a}{\partial Vg} \Big|_{Vd} = \frac{-a^2}{2.Vp} \frac{1}{u_a} \quad \dots \quad \text{II-116}$$

$$\frac{\partial u_d}{\partial Vg} \Big|_{Vd} = \frac{-a^2}{2.Vp} \frac{1}{u_d} \quad \dots \quad \text{II-117}$$

$$\left. \frac{\partial.La}{\partial Vg} \right|_{vd} = \frac{Ip.L}{Id.a.Vp}(u_a - u_s) - \frac{Ip.La}{Id.a.Vp}(u_d - u_s) \quad \dots \quad \text{II-118}$$

$$\left. \frac{\partial.Lb}{\partial Vg} \right|_{vd} = \frac{Ip.L}{Id.a.Vp}(u_d - u_a) - \frac{Ip.Lb}{Id.a.Vp}(u_d - u_s) \quad \dots \quad \text{II-119}$$

L'expression de la capacité « Cgs » dans le régime de pincement devient comme suit :

$$Cgs = e.Nd.Z \cdot \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{a^2}{2.Vp} \right] \cdot \left[\frac{La}{2} \left(\frac{1}{u_s} + \frac{1}{u_a} \right) + \frac{Lb}{2} \left(\frac{1}{u_a} + \frac{1}{u_d} \right) + \pi \right] \\ \left[\frac{Ip.L}{2.Id.a.Vp} \cdot \left[(u_d + u_a)^2 - (u_a + u_s)^2 - (u_d^2 - u_s^2) \right] \right] \end{array} \right\} \quad \dots \quad \text{II-120}$$

A partir des expressions (II-97) et (II-105), nous déterminons l'expression de la capacité grille drain dans ce régime :

$$Cgd = e.Nd.Z \cdot \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{La}{2} \left(\left. \frac{\partial.u_s}{\partial Vd} \right|_{vg} + \left. \frac{\partial.u_a}{\partial Vd} \right|_{vg} \right) + \left. \frac{\partial.La}{\partial Vd} \right|_{vg} \left(\frac{u_s + u_d}{2} \right) + \frac{Lb}{2} \left(\left. \frac{\partial.u_a}{\partial Vd} \right|_{vg} + \left. \frac{\partial.u_d}{\partial Vd} \right|_{vg} \right) \right] \\ \left[+ \left. \frac{\partial.Lb}{\partial Vd} \right|_{vg} \left(\frac{u_a + u_d}{2} \right) + \frac{\pi}{4} \left(2.u_s \cdot \left. \frac{\partial.u_s}{\partial Vd} \right|_{vg} + 2.u_d \cdot \left. \frac{\partial.u_d}{\partial Vd} \right|_{vg} \right) \right] \end{array} \right\} \quad \dots \quad \text{II-121}$$

$$\text{Avec : } \left. \frac{\partial.u_s}{\partial Vd} \right|_{vg} \approx 0 \quad \dots \quad \text{II-122}$$

$$\left. \frac{\partial.u_a}{\partial Vd} \right|_{vg} \approx 0 \quad \dots \quad \text{II-123}$$

$$\left. \frac{\partial.u_d}{\partial Vd} \right|_{vg} = \frac{a^2}{2.Vp} \frac{1}{u_d} \quad \dots \quad \text{II-124}$$

$$\left. \frac{\partial.La}{\partial Vd} \right|_{vg} = - \left. \frac{\partial.Lb}{\partial Vd} \right|_{vg} = - \frac{Ip.La}{Id.a.Vp} (a - u_d) \quad \dots \quad \text{II-125}$$

L'expression de la capacité « Cgd » dans le régime de pincement devient :

$$Cgd = e.Nd.Z \left[\frac{a^2}{2.Vp} \left(\frac{Lb}{2} \cdot \frac{1}{u_d} + \frac{\pi}{2} \right) + \frac{Ip.La}{2.Id.a.Vp} \cdot (u_d - u_s)(a - u_d) \right] \quad \dots \quad \text{II-126}$$

❖ Régime de saturation

Les expressions (II-94) et (II-103), nous permettant d'obtenir l'expression de la capacité grille source « Cgs » dans le régime de saturation comme suit :

$$Cgs = -e.Nd.Z \left\{ \left[\frac{La}{2} \left(\frac{\partial u_s}{\partial Vg} \Big|_{vd} + \frac{\partial u_a}{\partial Vg} \Big|_{vd} \right) + \frac{\partial La}{\partial Vg} \Big|_{vd} \left(\frac{u_s + u_d}{2} \right) + \frac{Lb}{2} \left(\frac{\partial u_a}{\partial Vg} \Big|_{vd} \right) \right] \right. \\ \left. + \frac{\partial Lb}{\partial Vg} \Big|_{vd} \left(\frac{u_a + a}{2} \right) + a \cdot \frac{\partial Lc}{\partial Vg} \Big|_{vd} + \frac{\pi}{4} \left(2u_s \cdot \frac{\partial u_s}{\partial Vg} \Big|_{vd} \right) \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial Vg} \left(\frac{a}{2} \sqrt{u_d^2 - a^2} + \frac{u_d^2}{2} \text{Arc sin} \left(\frac{a}{u_d} \right) \right) \Big|_{vd} \right\} \quad \dots \quad \text{II-127}$$

$$\text{Avec : } \frac{\partial u_s}{\partial Vg} \Big|_{vd} = \frac{-a^2}{2.Vp} \frac{1}{u_s} \quad \dots \quad \text{II-128}$$

$$\frac{\partial u_a}{\partial Vg} \Big|_{vd} = \frac{-a^2}{2.Vp} \frac{1}{u_a} \quad \dots \quad \text{II-129}$$

$$\frac{\partial u_d}{\partial Vg} \Big|_{vd} = \frac{-a^2}{2.Vp} \frac{1}{u_d} \quad \dots \quad \text{II-130}$$

$$\frac{\partial La}{\partial Vg} \Big|_{vd} = \frac{Ip.L}{Id.a.Vp} (u_a - u_s) - \frac{Ip.La}{Id.a.Vp} (a - u_s) \quad \dots \quad \text{II-131}$$

$$\frac{\partial Lb}{\partial Vg} \Big|_{vd} = \frac{Ip.L}{Id.a.Vp} (a - u_a) - \frac{Ip.Lb}{Id.a.Vp} (a - u_s) \quad \dots \quad \text{II-132}$$

$$\frac{\partial Lc}{\partial Vg} \Big|_{vd} = \frac{Ip.L}{Id.a.Vp} (u_d - a) - \frac{Ip.Lc}{Id.a.Vp} (a - u_s) \quad \dots \quad \text{II-133}$$

$$\frac{\partial}{\partial Vg} \left(\frac{a}{2} \sqrt{u_d^2 - a^2} + \frac{u_d^2}{2} \text{Arc sin} \left(\frac{a}{u_d} \right) \right) \Big|_{vd} + \frac{\pi}{4} \left(2u_s \frac{\partial u_s}{\partial Vg} \Big|_{vd} \right) \approx -\frac{a^2}{2.Vp} \pi \quad \dots \quad \text{II-134}$$

L'expression de la capacité « Cgs » dans le régime de saturation devient comme suit :

$$C_{gs} = e.Nd.Z \cdot \left\{ \begin{aligned} & \frac{a^2}{2.Vp} \left[\frac{La}{2} \left(\frac{1}{u_s} + \frac{1}{u_a} \right) + \frac{Lb}{2} \left(\frac{1}{u_a} \right) + \pi \right] \\ & + \frac{Ip.L}{2.Id.a.Vp} \cdot \left[(a+u_a)^2 - (u_a+u_s)^2 - (a^2 - u_s^2) \right] \\ & + \frac{Ip.(Lb+Lc)}{2.Id.a.Vp} [a.(u_d - u_s)] \end{aligned} \right\} \dots \quad \text{II-135}$$

A partir des expression (II-95) et (II-103), on peut obtenir l'expression de la capacité grille drain dans ce régime comme suit :

$$C_{gd} = e.Nd.Z \cdot \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{La}{2} \left(\frac{\partial u_s}{\partial Vd} \Big|_{Vg} + \frac{\partial u_a}{\partial Vd} \Big|_{Vg} \right) + \frac{\partial La}{\partial Vd} \Big|_{Vg} \left(\frac{u_s + u_d}{2} \right) + \frac{Lb}{2} \left(\frac{\partial u_a}{\partial Vd} \Big|_{Vg} \right) \right] \\ & + \frac{\partial Lb}{\partial Vd} \Big|_{Vg} \left(\frac{u_a + a}{2} \right) + a \cdot \frac{\partial Lc}{\partial Vd} \Big|_{Vg} + \frac{\pi}{4} \left(2.u_s \cdot \frac{\partial u_s}{\partial Vd} \Big|_{Vg} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial Vd} \left(\frac{a}{2} \sqrt{u_d^2 - a^2} + \frac{u_d^2}{2} \text{Arc sin} \left(\frac{a}{u_d} \right) \right) \Big|_{Vg} \end{aligned} \right\} \dots \quad \text{II-136}$$

$$\text{Avec : } \frac{\partial u_s}{\partial Vd} \Big|_{Vg} \approx 0 \quad \dots \quad \text{II-137}$$

$$\frac{\partial u_a}{\partial Vd} \Big|_{Vg} \approx 0 \quad \dots \quad \text{II-138}$$

$$\frac{\partial u_d}{\partial Vd} \Big|_{Vg} = \frac{a^2}{2.Vp} \frac{1}{u_d} \quad \dots \quad \text{II-139}$$

$$\frac{\partial}{\partial Vd} \left(\frac{a}{2} \sqrt{u_d^2 - a^2} + \frac{u_d^2}{2} \text{Arc sin} \left(\frac{a}{u_d} \right) \right) \Big|_{Vg} \approx \frac{a^2}{2.Vp} \frac{\pi}{2} \quad \dots \quad \text{II-140}$$

L'expression de la capacité « Cgd » dans le régime de saturation devient comme suit :

$$C_{gd} = e.Nd.Z \left[\frac{a^2}{2.Vp} \right] \left[\frac{Lb}{2.a} + \frac{Lc}{2.u_d} + \frac{\pi}{2} \right] \quad \dots \quad \text{II-141}$$

II .3.9) Calcul de la fréquence de coupure

Le transistor MESFET GaAs est un composant à haute fréquence, la fréquence de coupure est un paramètre caractéristique important pour ce composant. Elle correspond à la fréquence maximale d'utilisation du transistor comme un amplificateur de puissance. Cette fréquence est définie par la relation :

$$f_c = \frac{g_m}{2.\pi.Cg} \quad \dots \quad \text{II-142}$$

Avec : g_m est la transconductance donnée par l'expression (II-79).

Cg est la capacité de grille donnée par l'expression suivante :

$$Cg = \left| \frac{dQ_{dep}}{dVg} \right| \quad \dots \quad \text{II-143}$$

Où : Q_{dep} : représente la charge de déplétion formée sous la grille, elle donne comme suit :

$$Q_{dep} = -e.nd.Z.S_{dep} \quad \dots \quad \text{II-144}$$

S_{dep} est la surface de la zone de charge d'espace dans la région contrôlée par la grille, elle peut être exprimée dans les différents régimes de fonctionnement comme suit :

❖ Régime linéaire

$$S_{dep} = \left[L. \frac{u_d + u_s}{2} \right] \quad \dots \quad \text{II-145}$$

La charge de déplétion devient :

$$Q_{dep} = e.Nd.Z \left[L. \frac{u_d + u_s}{2} \right] \quad \dots \quad \text{II-146}$$

Après quelques dérivations simples, la capacité de la grille dans le régime linéaire exprimée par la relation suivante:

$$Cg = e.Nd.Z. \left[\frac{a^2}{2.Vp} \right] \cdot \left[\frac{L}{2} \left(\frac{1}{u_s} + \frac{1}{u_d} \right) \right] \quad \dots \quad \text{II-147}$$

Où : u_s et u_d sont les extensions de la zone de charge d'espace côté source et côté drain respectivement.

La transconductance dans ce régime est donnée par l'expression (II-81).

❖ **Régime de pincement**

$$S_{dep} = \left[La \frac{u_a + u_s}{2} + Lb \frac{u_a + u_d}{2} \right] \quad \dots \quad \text{II-148}$$

La charge de déplétion est alors :

$$Q_{dep} = e.Nd.Z \left[La \frac{u_a + u_s}{2} + Lb \frac{u_a + u_d}{2} \right] \quad \dots \quad \text{II-149}$$

Et la capacité de la grille devient :

$$C_g = e.Nd.Z \cdot \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{a^2}{2.Vp} \right] \left[\frac{La}{2} \left(\frac{1}{u_s} + \frac{1}{u_a} \right) + \frac{Lb}{2} \left(\frac{1}{u_a} + \frac{1}{u_d} \right) \right] \\ \frac{Ip.L}{2.Id.a.Vp} \cdot \left[(u_d + u_a)^2 - (u_a + u_s)^2 - (u_d^2 - u_s^2) \right] \end{array} \right\} \quad \dots \quad \text{II-150}$$

La transconductance dans ce régime est donnée par l'expression (II-83).

❖ **Régime de saturation**

En régime de saturation, la surface de la zone de déplétion s'écrit par la relation :

$$S_{dep} = \left[La \frac{u_a + u_s}{2} + Lb \frac{u_a + a}{2} + a.Lc \right] \quad \dots \quad \text{II-151}$$

La charge de déplétion est alors :

$$Q_{dep} = e.Nd.Z \left[La \frac{u_a + u_s}{2} + Lb \frac{u_a + a}{2} + a.Lc \right] \quad \dots \quad \text{II-152}$$

Et la capacité de la grille devient :

$$C_g = e.Nd.Z \cdot \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{a^2}{2.Vp} \right] \left[\frac{La}{2} \left(\frac{1}{u_s} + \frac{1}{u_a} \right) + \frac{Lb}{2} \left(\frac{1}{u_a} \right) \right] \\ \frac{Ip.L}{2.Id.a.Vp} \left[(a + u_a)^2 - (u_a + u_s)^2 - (a^2 - u_s^2) \right] \\ \left[+ 2.a(2.a - u_s - u_d) \right] \end{array} \right\} \quad \dots \quad \text{II-153}$$

La transconductance dans ce régime est donnée par l'expression (II-86).

II. 4 : Modélisation des caractéristiques dynamiques du transistor MESFET GaAs

L'étude des propriétés dynamiques constitue un atout majeur dans l'application des composants à effet de champ, et surtout pour les applications des transistors au niveau des circuits électroniques.

Dans ce paragraphe, nous présentons un modèle mathématique qui décrit le comportement dynamique de la zone active du transistor MESFET GaAs [29], [31], en tenant compte dans cette analyse l'effet de la dépendance de la mobilité des électrons avec le champ électrique.

L'utilisation de la notion des variables réduits : fréquence, paramètres de polarisation, coefficient de la réduit de la mobilité et l'introduction de la normalisation sur les paramètres de la matrice admittances $[Y_{ij}]$ permet une présentation simple des résultats théoriques et principalement l'évolution des paramètres normalisés en fonction des variables réduites.

L'analyse théorique présentée en quatre parties principales :

- La première partie est consacrée à l'établissement du système d'équations différentielles explicitant le courant et la tension en un point « x » de la zone active.
- Dans la deuxième partie la résolution du système des équations différentielles est à été proposée avec l'utilisation de différentes méthodes.
- La troisième partie est consacrée au calcul des paramètres $[Y_{ij}]$ de la matrice admittance.
- Dans la dernière partie on décrit le schéma équivalent du transistor MESFET GaAs, on déduit les valeurs des différents éléments constitués ce schéma ainsi que leurs dépendance en fréquence.

II. 4.1) Equations décrivant le comportement dynamique

Le système d'équations différentielles qui régit le comportement du MESFET en régime dynamique est obtenu en tenant compte d'une part de la continuité du courant et d'autre part de la conservation de son flux.

Le flux à travers la zone active est unidimensionnel, et la condition de neutralité est satisfaite par cette hypothèse [voir la figure (II-7)].

La loi des variations de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique est donnée par la relation suivante [4] :

$$\mu(E) = \frac{\mu_0}{1 + \frac{1}{E_0} \left| \frac{dV}{dx} \right|} \quad \dots \quad \text{II-154}$$

On utilise des signaux d'excitation de faible amplitude devant les valeurs de polarisation continues pour pouvoir utiliser le développement de « Taylor » lors de la linéarisation des équations fondamentales en fonction des paramètres dépendants du temps.

La référence du potentiel est prise à l'électrode de source, elle est mise à la masse. Dans ce qui suit, les expression de la tension du canal est donnée par :

$$U_0(x) = V(x) + V_{bi} - V_g \quad \dots \quad \text{II-155}$$

L'extension de la zone de charge est donnée comme suit :

$$h(x) = a \sqrt{\frac{U_0(x)}{V_p}} \quad \dots \quad \text{II-156}$$

Le courant total s'écrit comme la somme des courants du à la polarisation continue et faible courant qui est du au signal d'excitation :

$$I(x,t) = Id + i(x,t) \quad \dots \quad \text{II-157}$$

Ainsi que pour les tensions :

$$U(x,t) = U_0(x) + \varepsilon(x,t) \quad \dots \quad \text{II-158}$$

Avec $\varepsilon(x, t)$ est le terme qui est du à la tension d'excitation.

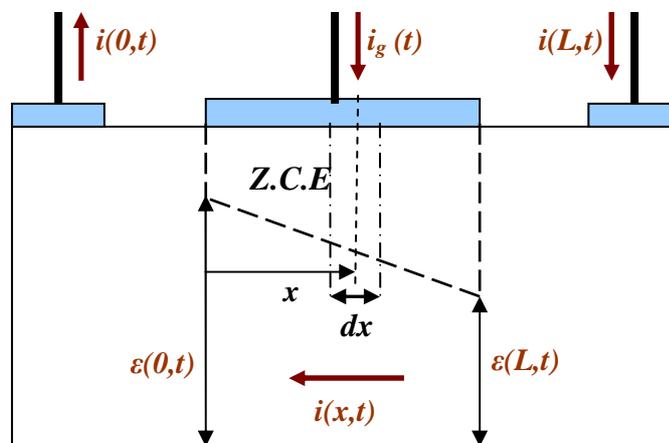


Figure II-7 : Coupe schématique du MESFET « définition des variables électriques ».

L'expression du courant « Id » en régime statique est donnée par la loi de mobilité précédente par :

$$Id = q.Nd.Z\mu_0.(a - h(x)) \frac{1}{1 + \frac{1}{E_0} \frac{\partial U(x,t)}{\partial x}} \frac{\partial U(x,t)}{\partial x} \quad \dots \quad \text{II-159}$$

Compte tenu des expressions (II-157), (II-158) et (III-159) [Annexe A] est après plusieurs simplifications, l'expression du courant $i(x, t)$ s'écrit :

$$i(x,t) = \left[\frac{\partial \mathcal{E}(x,t)}{\partial U_0(x)} \left(1 - \frac{1}{1 + E_0 \frac{\partial x}{\partial U_0(x)}} \right) - \frac{\mathcal{E}(x,t)}{2U_0(x)} \frac{\sqrt{\frac{U_0(x)}{Vp}}}{1 - \sqrt{\frac{U_0(x)}{Vp}}} \right] \quad \dots \quad \text{II-160}$$

En effet la perte du courant de drain se fait par l'intermédiaire de la grille qui consiste une diode Schottky avec le canal et qui est polarisée en inverse.

Dans une tranche de canal de largeur « dx » [figure (II-7)], le courant $i(x, t)$ est modifié d'une quantité $\Delta i(x, t)$ [Annexe B].

$$\Delta i(x,t) = \frac{\partial i(x,t)}{\partial x} = C_T \frac{\partial \mathcal{E}(x,t)}{\partial t} \quad \dots \quad \text{II-161}$$

Avec : C_T est la capacité de transition. Elle définie par :

$$C_T = Z \sqrt{\frac{q.Nd.\epsilon_0 \epsilon_{GaAs}}{2.U_0(x)}} \quad \dots \quad \text{II-162}$$

En introduisant une nouvelle variable réduite X :

$$X = 1 - \sqrt{\frac{U_0(x)}{Vp}} \quad \dots \quad \text{II-163}$$

Les expressions (II-159), (III-160) et (III-161) fournissent en régime alternatif de pulsation « ω » [Annexe C]

$$\frac{\partial^2 i(X, \omega)}{\partial X^2} + 2K^2(X - X^2)i(X, \omega) = 0 \quad \dots \quad \text{II-164}$$

$$\mathcal{E}(X, \omega) = \frac{-Vp}{K^2.Id} \frac{1}{X - \frac{Id}{A.E_0}} \frac{\partial i(X, \omega)}{\partial X} \quad \dots \quad \text{II-165}$$

$$\text{Avec : } A = q\mu_0 Nd.Z.a \quad \dots \quad \text{II-166}$$

$$\text{et } K^2 = -j \frac{A^2 V_p \omega}{\mu_0 Id^2} \quad \dots \quad \text{II-167}$$

C'est le système d'équations différentielles qui traduit le comportement dynamique d'un transistor MESFET GaAs sous l'action d'une tension sinusoïdale de pulsation « ω ».

Il est remarquable de noter que la même forme mathématique de l'expression (II-164) peut être trouvée avec une mobilité constante [65]. Cette équation appartient à la famille d'équations différentielles paraboliques [66].

II. 4.2) Résolution du système d'équations différentielles régissant le comportement dynamique

Pour résoudre le système d'équation différentielle (II-164) et (III-165), nous proposons différentes méthodes de résolution selon l'état de la fréquence appliquée :

Pour les fréquences limitées, nous avons utilisé la méthode de développement en série.

Pour les hautes fréquences, nous utilisons la méthode d'approximation asymptotique.

II. 4.2-1) Basses fréquences

Pour recherche des solutions des équations (III-164) et (III-165) en basses fréquences nous avons utilisée la méthode de développement en séries infinies. Cette méthode constitue une généralisation des analyses classiques effectuées dans le cadre de la mobilité constante.

a- Calcul du courant $i(X, \omega)$

La solution générale de l'équation (III-164) est une fonction parabolique, et pour obtenir une telle fonction il est nécessaire de faire un changement de variable : $\left[W = X - \frac{1}{2} \right]$

La forme générale du courant $i(X, \omega)$ est donnée par :

$$i(X, \omega) = B \cdot \exp\left(-\frac{KW^2}{\sqrt{2}}\right) \quad \dots \quad \text{II-168}$$

L'équation (II-164) devient :

$$\frac{\partial^2 B}{\partial W^2} - 2\sqrt{2}KW \frac{\partial B}{\partial W} + \frac{1}{2}(K^2 - 2\sqrt{2}K)B = 0 \quad \dots \quad \text{II-169}$$

Le principe de résolution consiste à chercher à priori une solution de la forme :

$$B(W) = \sum_n a_n \cdot W^n \quad \dots \quad \text{II-170}$$

Par identification on obtient la relation de récurrence :

$$a_2 = 0$$

$$a_{2n} = \left[\frac{1}{\text{Fact}(2n)} \prod_{i=1}^n (\beta - 2(i-1)\alpha) \right] a_0$$

$$a_{2n+1} = \left[\frac{1}{\text{Fact}(2n+1)} \prod_{i=1}^n (\beta - 2(i-1)\alpha) \right] a_1$$

$$\text{Avec : } \alpha = -2\sqrt{2}K \quad \text{et} \quad \beta = \frac{K^2}{2} - \alpha$$

Compte tenu de la formulation précédente des termes pairs et impairs, le courant $i(X, \omega)$ devient :

$$i(X, \omega) = (a_0 P(X, K) + a_1 Q(x, K)) G(X, K) \quad \dots \quad \text{II-171}$$

$$G(X, K) = \exp \left[\frac{-K}{\sqrt{2}} \left(X - \frac{1}{2} \right)^2 \right] \quad \dots \quad \text{II-172}$$

$$P(X, K) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{K^n}{\text{Fact}(2n)} \left(X - \frac{1}{2} \right)^{2n} \prod_{i=1}^n \left(\sqrt{2}(4i-3) - \frac{K}{2} \right) \right] \quad \dots \quad \text{II-173}$$

$$Q(X, K) = X - \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{K^n}{\text{Fact}(2n)} \left(X - \frac{1}{2} \right)^{2n+1} \prod_{i=1}^n \left(\sqrt{2}(4i-1) - \frac{K}{2} \right) \right] \quad \dots \quad \text{II-174}$$

b- Calcule du potentiel $\varepsilon(X, \omega)$

La relation (III-165) conduit à écrire le potentiel $\varepsilon(X, \omega)$ sous la forme :

$$\varepsilon(X, \omega) = \frac{V_p}{Id} (a_0 R(X, K) + a_1 S(X, K)) G(X, K) \quad \dots \quad \text{II-175}$$

$$R(X, K) = \left[K^2 \left(X - \frac{Id}{AE_0} \right) \right]^{-1} \left[-\sqrt{2}K^2 \left(X - \frac{1}{2} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(1 - \frac{\sqrt{2}K}{2n} \left(X - \frac{1}{2} \right)^2 \right) \frac{K^n}{\text{Fact}(2n-1)} \times \left(X - \frac{1}{2} \right)^{2n+1} \prod_{i=1}^n \left(\sqrt{2}(4i-3) - \frac{K}{2} \right) \right] \right] \dots$$

III- 176

$$S(X, K) = \left[K^2 \left(X - \frac{Id}{AE_0} \right) \right]^{-1} \left[1 - \sqrt{2K} \left(X - \frac{1}{2} \right)^2 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(1 - \frac{\sqrt{2K}}{2n} \left(X - \frac{1}{2} \right)^2 \right) \frac{K^n}{Fact(2n)} \times \right. \right. \\ \left. \left. \left(X - \frac{1}{2} \right)^{2n} \prod_{i=1}^n \left(\sqrt{2}(4i-1) - \frac{K}{2} \right) \right] \right] \dots$$

..

III-177

II. 4.2-2) Hautes fréquences

Pour obtenir la solution valable en hautes fréquences du système d'équations (III-164) et (III-165), en effectuant les changements des variables suivants :

$$u = \int_{X_L}^X j\omega.K(X).dX \quad \dots \quad \text{II-178}$$

X_L : étant la valeur particulière de X au droit du drain.

$$\hat{X} = \frac{\varepsilon}{\sqrt{K(X)}} \frac{A^2}{\mu_0 Id} \left(X - \frac{Id}{AE_0} \right) \quad \dots \quad \text{II-179}$$

$$\hat{i} = i\sqrt{K(X)} \quad \dots \quad \text{II-180}$$

En obtient enfin le système homogène de type Sturem-Lioville [Annexe D] où :

$$\frac{d^2 \hat{X}}{du^2} = \left[1 + \frac{3}{4} \frac{K'^2(u)}{K^2} - \frac{K''(u^2)}{2K} \right] \hat{X} \quad \dots \quad \text{II-181}$$

$$\frac{d^2 \hat{i}}{du^2} = \left[1 + \frac{3}{4} \frac{K'^2(u)}{K^2} - \frac{K''(u^2)}{2K} \right] \hat{i} \quad \dots \quad \text{II-182}$$

Pour avoir une solution asymptotique pour les équations (II-181) et (II-182) il faut de considérer que les termes entre les crochets soient des voisins de l'unité.

Cette condition impose que soient respectées en tout point du canal les inégalités :

$$|K^2| \gg \left| \frac{12Xi^2 - 12Xi + 5}{32(Xi - Xi^2)^3} \right| \quad \dots \quad \text{II-183}$$

$$|K^2| \gg \left| \frac{20Xi^2 - 20Xi - 7}{32(Xi - Xi^2)^3} \right| \quad \dots \quad \text{II-184}$$

Xi : étant défini en fonction des valeurs de X à la source ($x=0$; $X=0$) et au drain

($x=L$; $X=X_L$) par le tableau suivant :

	$X_0 > 0,5$	$X_0 \leq 0,5$
$X_L > 0,5$	$X_i = X_0$	$X_i = X_L$
$X_L \leq 0,5$	Si $X_L < 1 - X_0$ $X_i = X_L$ Si $X_L < 1 - X_0$ $X_i = X_L$	$X_i = X_L$

Tableau II-

Lorsque (II-183) et (II-184) sont vérifiées, et compte tenu des conditions au drain :

$\varepsilon(x, \omega) = \varepsilon(L, \omega)$ on obtient aussi :

$$i(x, \omega) = \sqrt[4]{\frac{1}{K(X)}} \left[\frac{\varepsilon(X_L, \omega)}{C(X_L)\sqrt{K(X_L)}} \sinh \int_{X_L}^x j\omega K(X).dX + i(X_L, \omega)\sqrt{K(X_L)} \cosh \int_{X_L}^x j\omega K(X).dX \right]$$

... II-185

$$\varepsilon(x, \omega) = C(X)\sqrt[4]{K(X)} \left[\frac{\varepsilon(X_L, \omega)}{C(X_L)\sqrt{K(X_L)}} \sinh \int_{X_L}^x j\omega K(X).dX + i(X_L, \omega)\sqrt{K(X_L)} \cosh \int_{X_L}^x j\omega K(X).dX \right]$$

... II-186

Avec :
$$C(X) = \frac{\mu_0 Id}{A^2 \left(X - \frac{Id}{AE_0} \right)}$$

II. 4.3) Détermination des paramètres [Yij] de la matrice admittance intrinsèque

Le comportement électrique d'un transistor MESFET est peut être représenté sous forme d'un circuit électrique quadripôle. Pour extraire les paramètres de la matrice admittance [Yij] du transistor on s'appuie sur la théorie des quadripôles.

Désignons par les amplitudes des tensions variables appliquées sur la grille « Vg (ω) » et sur le drain « Vd (ω) ». Dans le formalisme choisi elles sont liées par la relation :

$$Vd(\omega) = \varepsilon(L, \omega) + Vg(\omega) \quad \dots \quad \text{II-187}$$

Les paramètres de la matrice admittance sont donnés directement par :

$$I_g(\omega) = Y_{11}.Vg(\omega) + Y_{12}.Vd(\omega) \quad \dots \quad \text{II-188}$$

$$I(L, \omega) = Y_{21}.Vg(\omega) + Y_{22}.Vd(\omega) \quad \dots \quad \text{II-189}$$

Le système précédent sera écrit sous forme matricielle comme suit :

$$\begin{bmatrix} i_g(\omega) \\ i(L, \omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_g \\ \varepsilon(L, \omega) + V_g(\omega) \end{bmatrix} \quad \dots \quad \text{II-190}$$

La loi de conservation du courant s'exprime par :

$$i(0, \omega) = i(L, \omega) + i_g(\omega) \quad \dots \quad \text{II-191}$$

A partir de l'égalité matricielle précédente et les expressions du courant $i(X, \omega)$ et de tension $\varepsilon(X, \omega)$, les facteurs $[Y_{ij}]$ sont déterminés, en tenant compte des conditions aux limites sur les électrodes sous forme de l'identité :

$$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left. \frac{i(0, \omega) - i(L, \omega)}{Vg(\omega)} \right|_{\varepsilon(L, \omega) = \varepsilon(0, \omega) = -Vg(\omega)} & \left. \frac{i(0, \omega) - i(L, \omega)}{\varepsilon(L, \omega)} \right|_{\varepsilon(L, \omega) = Vg(\omega) = 0} \\ \left. \frac{i(L, \omega)}{Vg(\omega)} \right|_{\varepsilon(L, \omega) = \varepsilon(0, \omega) = -Vg(\omega)} & \left. \frac{i(L, \omega)}{\varepsilon(L, \omega)} \right|_{\varepsilon(L, \omega) = Vg(\omega) = 0} \end{bmatrix} \quad \dots \quad \text{II-192}$$

II. 4.3-1) Calcul des paramètres $[Y_{ij}]$ au moyen des séries

A partir des conditions aux limites de chacune des colonnes de (II-192), on peut aboutir à des relations de liaison entre a_0 et a_1 .

A partir de la première colonne on a :

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= a_0 \frac{R(X_0, K).G(X_0, K) - R(X_L, K).G(X_L, K)}{S(X_L, K).G(X_L, K) - S(X_0, K).G(X_0, K)} \\ \text{Pour la deuxième colonne :} \\ a_1 &= a_0 \frac{R(X_0, K)}{S(X_0, K)} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad \text{II-193}$$

En explicitant dans la matrice (II-192) les expressions de $i(L, \omega)$, $\varepsilon(L, \omega)$, $\varepsilon(0, \omega)$ à partir de (II-171) et (II-175) et en tenant compte les relations entre a_1 et a_0 , ainsi que l'expression du courant de drain :

$$I_d = \frac{2AVp}{L} \frac{g(X_0, X_L)}{1 - \frac{2Vp}{LE_0} f(X_0, X_L)} \quad \dots \quad \text{II-194}$$

$$\text{Où : } g(X_0, X_L) = X_L^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} X_L \right) - X_0^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} X_0 \right) \quad \dots \quad \text{II-195}$$

$$\text{Et : } f(X_0, X_L) = X_L \left(1 - \frac{X_L}{2}\right) - X_0 \left(1 - \frac{X_0}{2}\right) \quad \dots \quad \text{II-196}$$

Nous déterminons les paramètres impédances normalisés définies par :

$$\hat{Y}_{ij} = \frac{L}{A} Y_{ij} \quad \dots \quad \text{II-197}$$

Ils s'expriment par :

$$\hat{Y}_{11} = -(\hat{Y}_{12} + \hat{Y}_{21} + \hat{Y}_{22}) + \frac{P(X_0, K).S(X_L, K) - Q(X_0, K).R(X_L, K)}{D(X_0, X_L, K)}.2\mathfrak{N}(X_0, X_L) \quad \dots \quad \text{II-198}$$

$$\hat{Y}_{12} = -\hat{Y}_{22} + \frac{G(X_0, K)}{G(X_L, K)} \left(\frac{P(X_0, K).S(X_L, K) - Q(X_0, K).R(X_L, K)}{D(X_0, X_L, K)} \right) 2\mathfrak{N}(X_0, X_L) \quad \dots \quad \text{II-199}$$

$$\hat{Y}_{21} = -\hat{Y}_{22} + \frac{G(X_L, K)}{G(X_0, K)} \left(\frac{P(X_L, K).S(X_L, K) - Q(X_L, K).R(X_L, K)}{D(X_0, X_L, K)} \right) 2\mathfrak{N}(X_0, X_L) \quad \dots \quad \text{II-200}$$

$$\hat{Y}_{12} = \left(\frac{P(X_L, K).S(X_0, K) - Q(X_L, K).R(X_0, K)}{D(X_0, X_L, K)} \right) 2\mathfrak{N}(X_0, X_L) \quad \dots \quad \text{II-201}$$

$$\text{Où : } \mathfrak{N}(X_0, X_L) = \frac{g(X_0, X_L)}{1 - \frac{2Vp}{LE_0} f(X_0, X_L)} \quad \dots \quad \text{II-202}$$

$$\text{Et : } D(X_0, X_L, K) = R(X_L, K).S(X_0, K) - S(X_L, K).R(X_0, K) \quad \dots \quad \text{II-203}$$

II. 4.3-2) Expressions asymptotiques des paramètres [Yij]

En procédant de la même manière que précédemment, on peut déterminer les expressions asymptotiques pour les hautes fréquences des paramètres [Yij]. En explicitant les expressions du courant et de la tension à partir de (II-185) et (II-186). On obtient ainsi les paramètres sous forme normalisés :

$$\hat{Y}_{22} = -jK \left(X_L - \frac{Id}{AE_0} \right) \frac{\mathfrak{N}(X_0, X_L)}{X_L \sqrt{1 - X_L} \cdot \tanh F(X_0, X_L, K)} \quad \dots \quad \text{II-204}$$

$$\hat{Y}_{21} = -\hat{Y}_{22} - jK \left(X_0 - \frac{Id}{AE_0} \right) \frac{2\mathfrak{N}(X_0, X_L)}{\sqrt[4]{4X_0 X_L (1 - X_0)(1 - X_L)} \cdot \sinh F(X_0, X_L, K)} \quad \dots \quad \text{II-205}$$

$$\hat{Y}_{12} = \hat{Y}_{22} \left[\cosh F(X_0, X_L, K) \cdot \left(\frac{X_L - X_L^2}{X_0 - X_L^2} \right)^{1/4} - 1 \right] + jK \left(X_L - \frac{Id}{AE_0} \right) \frac{\sinh F(X_0, X_L, K) \cdot 2\mathfrak{N}(X_0, X_L)}{\sqrt[4]{4X_0X_L(1-X_0)(1-X_L)}} \dots \quad \text{II-206}$$

$$\hat{Y}_{11} = -jK \left(X_0 - \frac{Id}{AE_0} \right) \frac{\sinh F(X_0, X_L, K) \cdot 2\mathfrak{N}(X_0, X_L)}{\sqrt[4]{4X_0X_L(1-X_0)(1-X_L)}} + \hat{Y}_{21} \left[\cosh F(X_0, X_L, K) \left(\frac{X_L - X_L^2}{X_0 - X_0^2} \right)^{1/4} - 1 \right] \dots \quad \text{II-207}$$

$$\text{Avec : } F(X_0, X_L, K) = \sqrt{|2K^2|} \left[\frac{1}{2} \left[\left(X_0 - \frac{1}{2} \right) \sqrt{X_0 - X_0^2} - \left(X_L - \frac{1}{2} \right) \sqrt{X_L - X_L^2} \right] + \frac{1}{4} \text{Arc sin} \left[\sqrt{X_0 - X_0X_L} - \sqrt{X_L - X_0X_L} \right] \right] \dots \quad \text{II-208}$$

II. 4.4) Schéma équivalent du transistor MESFET GaAs

Après la modélisation mathématique qui décrit les paramètres de la matrice admittance du transistor MESFET GaAs. Nous présentons un modèle électrique qui constitué d'un circuit équivalent du composant. Les éléments électriques localisés de ce circuit sont habituellement séparés en deux groupes.

Le premier, regroupe les éléments modélisant les lignes d'accès et les électrodes du composant. Ils sont appelés éléments extrinsèques et sont indépendants de la polarisation et du mode de fonctionnement du transistor.

Le deuxième groupe du modèle est constitué par les éléments intrinsèques. Ces derniers sont dépendants des tensions de commandes appliquées sur les électrodes du transistor.

Le modèle du transistor MESFET GaAs doit fonctionner aussi bien en petit signal qu'en fort signal. En petit signal, les transistors MESFET présentent des caractéristiques linéaires autour d'un point de fonctionnement et sont modélisés par des éléments localisés (résistances, inductances et capacités).

En fort signal, la plage de variation du signal est beaucoup plus importante et le fonctionnement des transistors MESFET ne peut plus être considéré comme linéaire. Il faut donc prendre en compte les non-linéarités du transistor.

II. 4.4-1) Modélisation linéaire

La première étape de la modélisation électrique du transistor à effet de champ passe par l'approximation « petit signal », où l'on considère que le signal appliqué au composant autour d'un point de repos continu est d'amplitude assez faible pour ne pas modifier les caractéristiques électriques et physiques du composant.

La topologie du circuit équivalent d'un MESFET en régime petit signal peut être déduite à partir de la configuration physique du dispositif. A chaque région du composant un élément électrique peut être alors associé (figure II-8), le schéma électrique équivalent ainsi obtenu est représenté sur la figure (II-9).

a- Modélisation de la zone intrinsèque du composant

Nous entendrons par la zone intrinsèque du transistor, la partie du canal semiconducteur située directement au dessous de la grille, cette zone est composée d'une partie dépeuplée et une autre conductrice.

Les éléments intrinsèques sont :

La transconductance « g_m » est l'élément principal du transistor. Elle traduit le contrôle du courant de canal « I_d » par la tension de grille intrinsèque « V_g », pour une tension de drain « V_d » constante.

La conductance « g_d » représente la résistance du canal ou la variation du courant « I_d » en fonction de la tension « V_d ».

Les capacités « C_{gs} » et « C_{gd} », représentent les variations de la charge accumulée sous l'électrode de grille, dans la zone de charge d'espace et le couplage électrostatique entre les électrodes du composant

La capacité « C_{ds} », modélise essentiellement le couplage électrostatique entre les zones fortement dopées situées sous les électrodes de drain et de source.

Le retard « τ » représente le temps nécessaire à la redistribution des charges dans le composant après une variation de la tension « V_g ».

Les résistances « R_i » et « R_{gd} » permettent de prendre en compte certains effets distribués du canal. « R_i » permet de mieux modéliser l'impédance d'entrée du transistor et « R_{gd} » améliorer la modélisation de la rétroaction du composant.

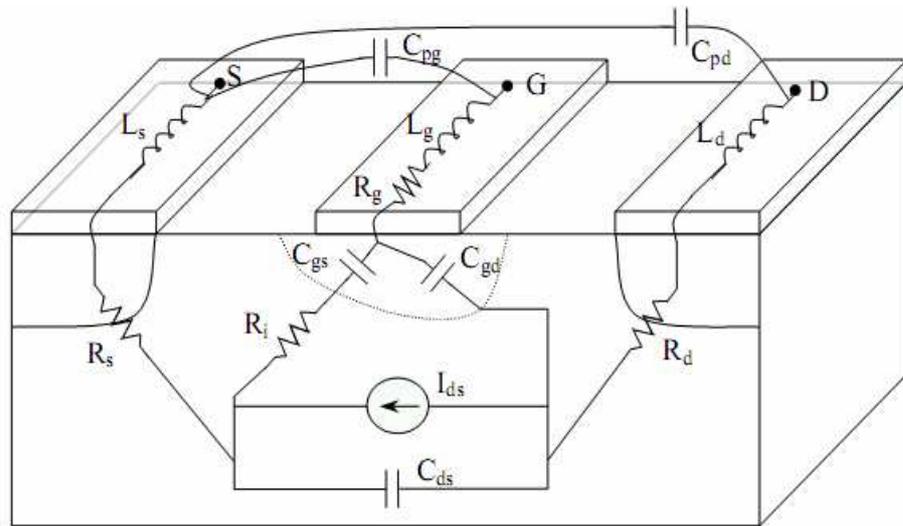


Figure II-8 : Localisation des éléments électriques dans la structure du transistor MESFET [67].

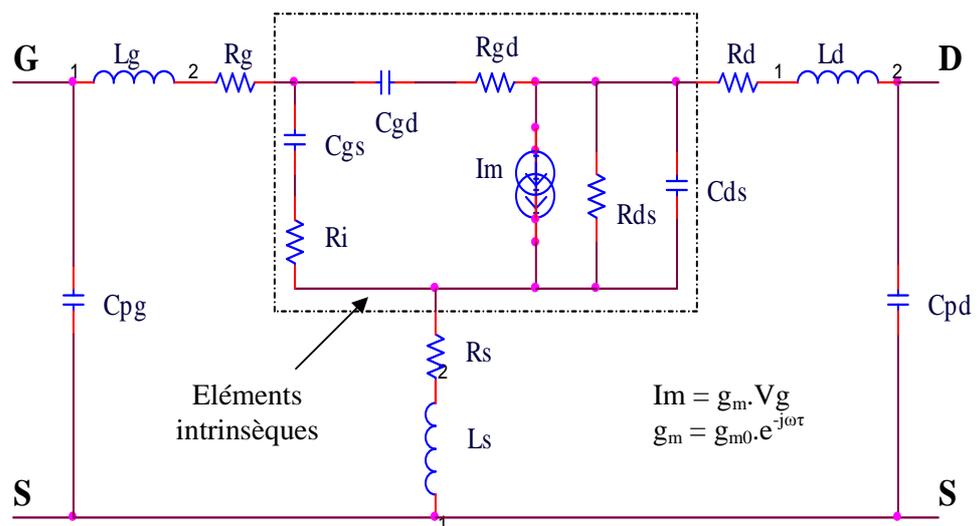


Figure II-9 : Schéma électrique linéaire du MESFET.

b- Prise en compte les éléments extrinsèques

Le MESFET comporte un certain nombre d'éléments extrinsèques inhérents à sa structure géométrique et aux contraintes technologiques d'élaboration.

Ces éléments sont :

Les résistances « R_s » et « R_d » sont dues aux contacts ohmiques et zones conductrices inactives dans le semiconducteur.

La résistance « R_g » représente les pertes ohmiques dues à la métallisation de l'électrode de grille et à la résistance distribuée de contact à l'interface métal-semiconducteur.

Les inductances « L_g » et « L_d » modélisent les bus d'accès aux électrodes du composant. Le comportement inductif des fils de contact peut être prise en compte par ces éléments.

Les capacités « C_{pg} » et « C_{pd} » sont les capacités de plot du transistor. Elles sont dues à l'effet de couplage entre les fils de liaison et l'embase.

II. 4.4-2) Modélisation non-linéaire

Lorsque l'on polarise le transistor par un signal d'amplitude assez grand, les valeurs des éléments intrinsèques du schéma équivalent « petit signal » varient au rythme du signal appliqué. Tous ces éléments sont donc ponctuellement non linéaires, le schéma « petit signal » étant un cas particulier théorique du fonctionnement général du composant ou du circuit électrique considéré qui est à priori non linéaire.

Dans le modèle proposé, nous comportons uniquement cinq non-linéarités. Les autres éléments intrinsèques : « R_i », « R_{gd} » et « C_{ds} » sont considérés constants.

La topologie du modèle non linéaire est présentée sur la figure (II-9).

La source du courant de drain « I_d » est la principale non-linéarité. Elle est commandée par les tensions intrinsèque « V_d » et « V_g ». Pour déterminer cette non-linéarité, de nombreuses expressions établies à partir d'une approche physique. Cependant elles ne permettent pas de tenir compte de l'ensemble de la caractéristique du transistor et elles doivent être modifiées.

Les diodes « I_{gs} » et « I_{gd} » modélisant le comportement de la jonction Schottky du transistor. Elles sont commandées par la tension à leurs bornes.

Les paramètres des fonctions analytiques déterminant le comportement des non-linéarités convectives sont classiquement ajustés à partir de la mesure des caractéristiques statiques du composant : $I_{gs} = f(V_g, V_d)$ et $I_{ds} = f(V_g, V_d)$.

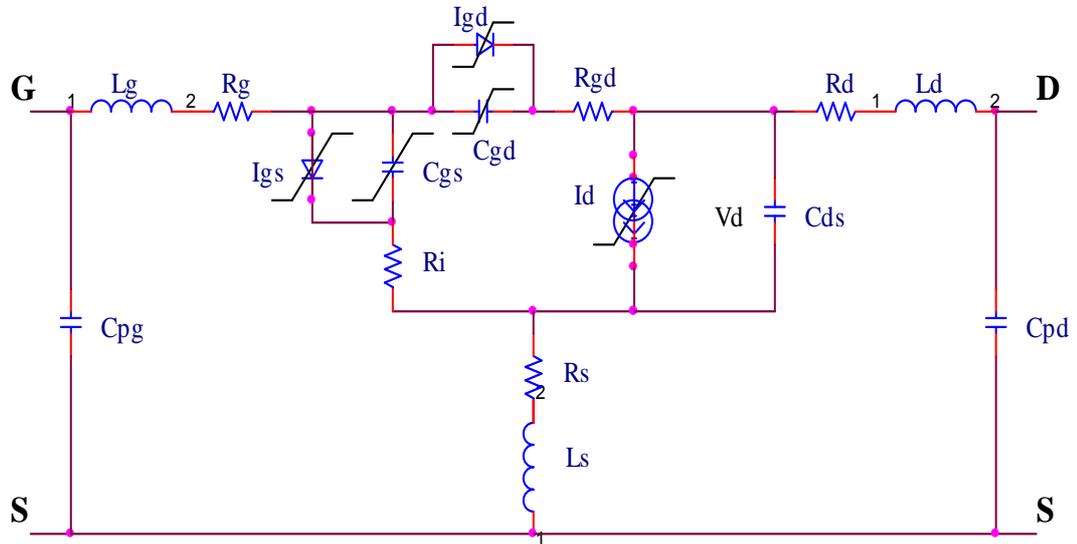


Figure II-10 : Schéma électrique non-linéaire du MESFET.

II. 4.4-3) Extractions des paramètres [Yij]

A partir de la figure (II-9), on peut déterminer les paramètres de la matrice admittances [Yij] du transistor en fonction des éléments intrinsèque du schéma équivalent comme suit :

$$Y_{11} = \frac{\omega^2 R_i C_{gs}^2}{|D|^2} + j\omega \left(\frac{C_{gs}}{|D|^2} + C_{gd} \right) \quad \dots \quad \text{II-209.}$$

$$Y_{12} = -jC_{gd} \omega \quad \dots \quad \text{II-210.}$$

$$Y_{21} = \frac{g_m \exp(-j\omega\tau)}{D} - jC_{gd} \omega \quad \dots \quad \text{II-211.}$$

$$Y_{22} = \frac{1}{R_{ds}} + j(C_{gd} + C_{gs})\omega \quad \dots \quad \text{II-212.}$$

Avec : $D = 1 + j\omega R_i C_{gs}$

II. 4.4-4) Extractions des éléments du circuit équivalent

A partir de connaître des expressions des paramètres admittances $[Y_{ij}]$, et en séparant ces paramètres à leur parties réelles et imaginaires, on peut calculer analytiquement l'ensemble des éléments intrinsèques du circuit équivalent du transistor par utilisation des expressions suivantes :

$$C_{gs} = \frac{1 + d_1^2}{\omega} (\text{Im}(Y_{11}) + \text{Im}(Y_{12})) \quad \dots \quad \text{II-213}$$

$$C_{gd} = -(1 + d_1^2) \frac{\text{Im}(Y_{12})}{\omega} \quad \dots \quad \text{II-214}$$

$$R_i = \frac{d_1}{(1 + d_1^2)(\text{Im}(Y_{11}) + \text{Im}(Y_{12}))} \quad \dots \quad \text{II-215}$$

$$R_{gd} = -\frac{d_2}{(1 + d_2^2)\text{Im}(Y_{22})} \quad \dots \quad \text{II-216}$$

$$g_m = |G| \quad \dots \quad \text{II-217}$$

$$\tau = -\frac{1}{\omega} \angle(G) \quad \dots \quad \text{II-218}$$

$$R_{ds} = \frac{1}{\text{Re}(Y_{22}) + \text{Re}(Y_{12})} \quad \dots \quad \text{II-219}$$

$$C_{ds} = \frac{\text{Im}(Y_{22}) + \text{Im}(Y_{12})}{\omega} \quad \dots \quad \text{II-220}$$

$$\text{Avec : } d_1 = \frac{\text{Re}(Y_{11}) + \text{Re}(Y_{12})}{\text{Im}(Y_{11}) + \text{Im}(Y_{12})}$$

$$d_2 = \frac{\text{Re}(Y_{12})}{\text{Im}(Y_{12})}$$

$$\text{Et : } G = g_m \exp(-j\omega\tau) = (1 + jd_1)(Y_{21} - Y_{12})$$

Chapitre III

Résultats et interprétations

Chapitre III Résultats et interprétations
--

III. 1 : Introduction

Dans le deuxième chapitre, nous avons déterminé les différentes expressions analytiques de la modélisation physiques des caractéristiques statiques et dynamiques du transistor MESFET GaAs. Pour vérifier la validité de cette modélisation, ce dernier chapitre présente l'ensemble des résultats de la simulation des caractéristiques statiques et dynamiques des transistors MESFET GaAs de longueur de grille différentes.

Au cours de cette présentation, l'interprétation des résultats obtenus est faite en détail, avec une comparaison entre les résultats du modèle et ceux de l'expérience existants dans la littérature [54] pour les caractéristiques courant tension (I-V).

III-2 : Caractéristiques statiques

Dans un premier temps, et 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.

III. 2.1) Logiciel de simulation

A partir des expressions établies précédemment (chapitre II), nous avons réalisé un logiciel de simulation en langage « FORTRAN 32 version 4 » [68], [69], dont l'algorithme de calcul est représenté dans la figure (III-1). Ce logiciel permet la résolution des systèmes des équations et l'édition des courbes dans des fichier spécifiques.

Avec ce logiciel nous pouvons déterminer :

- Les caractéristiques courant tension I-V dans les différents régimes de fonctionnement du transistor.
- Les variations de la vitesse et de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique.
- L'effet de la température sur la vitesse et la mobilité des électrons, et par suite sur les caractéristiques courant tension.
- L'effet des résistances parasites sur les caractéristiques courant tension.

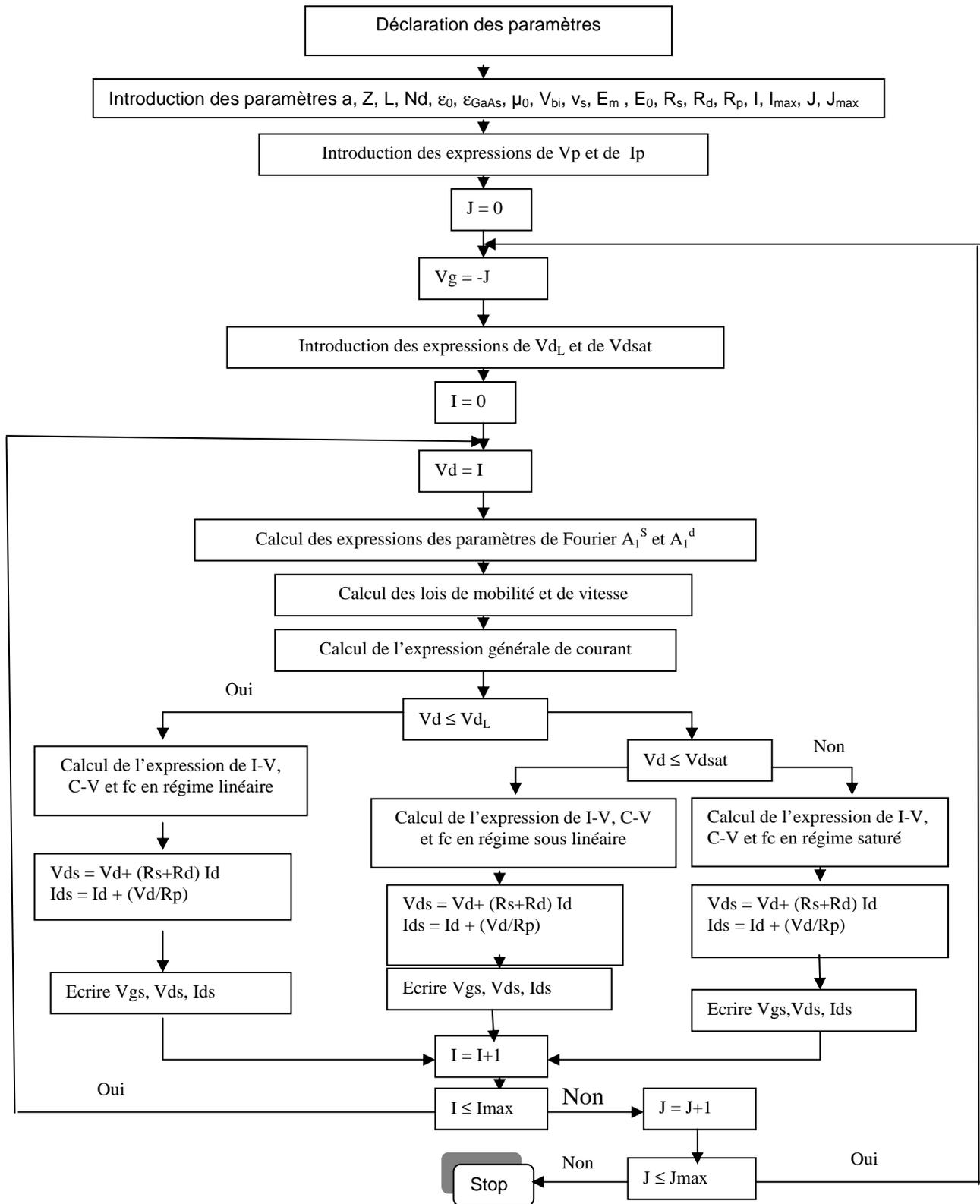


Figure III-1 : Organigramme de calcul des caractéristiques statiques [70].

- L'écart entre les résultats de la simulation bidimensionnelle et ceux de l'approximation unidimensionnelle.
- L'influence des paramètres géométriques et technologiques (L , a , Z et N_d) sur les caractéristiques courant tension.
- Les variations de la conductance « g_d » et la transconductance « g_m » en fonction des tensions de polarisations (V_d et V_g).
- Les caractéristiques capacité tension C-V dans les différents régimes de fonctionnement du transistor.
- Les variations de la fréquence de coupure « f_c » en fonction de la tension de grille.

Chaque élément est alors calculé pour toute une série de tension de polarisation de grille et de drain.

Les valeurs obtenues sont groupées et stockées dans des fichiers spécifiques que nous utilisons par la suite avec l'aide du logiciel « ORIGINE, version 6.0 » pour tracer les différentes séries de courbes.

III. 2. 2) 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 différents régimes de fonctionnement [71], [72], fait appel aux expressions [II-54], [II-62], [II-68], [II-70] et [II-71] établies dans le deuxième chapitre.

L'étude a été effectuée sur deux échantillons de transistors « MESFET 1 » et « MESFET 2 » [54] dont les paramètres sont regroupés dans le tableau suivant :

MESFET	L [μm]	a [μm]	Z [μm]	N_d [At/m^3]	μ_0 [$\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$]	v_s [m/s]
1	1	0,153	300	$1,17 \cdot 10^{23}$	0,4000	$3,6 \cdot 10^5$
2	0,5	0,143	300	$1,31 \cdot 10^{23}$	0,4000	$7,1 \cdot 10^5$
MESFET	V_{bi} [V]	V_p [V]	V_{dL} [V]	R_s [Ω]	R_d [Ω]	R_p [Ω]
1	0,85	1,95	0,62	4,0	3,6	2000
2	0,85	1,93	0,58	3,3	2,9	1000

Tableau III-1 : Paramètres géométriques et technologiques des transistors « MESFET 1 » et « MESFET 2 ».

Pour calculer les coefficients de Fourier des expressions [II-28], [II-29], [II-30] ; les valeurs des paramètres a_1 , b_1 et c_1 utilisés sont regroupées dans le tableau (III-2).

MESFET	a_1	b_1	c_1
1	- 0,05	0,08	0,10
2	- 0,06	0,12	0,10

Tableau III-2

Sur les figures (III-2) et (III-3), 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 caractéristiques 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. Une deuxième région dans laquelle le courant « I_{ds} » augmente mais pas de la même manière que la région linéaire, il augmente progressivement jusqu'à une valeur limite, c'est le régime de pincement. La troisième région appelée zone de fonctionnement saturé où le courant de drain ne dépend quasiment par de la tension de drain « V_{ds} ».

Il est intéressant de noter que pour une tension de drain constante, le courant de drain atteint ces valeurs maximales pour une tension de grille nulle puis il diminue avec la diminution de la tension de grille jusqu'à son annulation pour des tensions de grilles égale ou inférieure à la tension de seuil « V_{gss} » ($V_{gss} \sim - 1,1$ V, pour le MESFET 2).

- Description de la zone linéaire

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

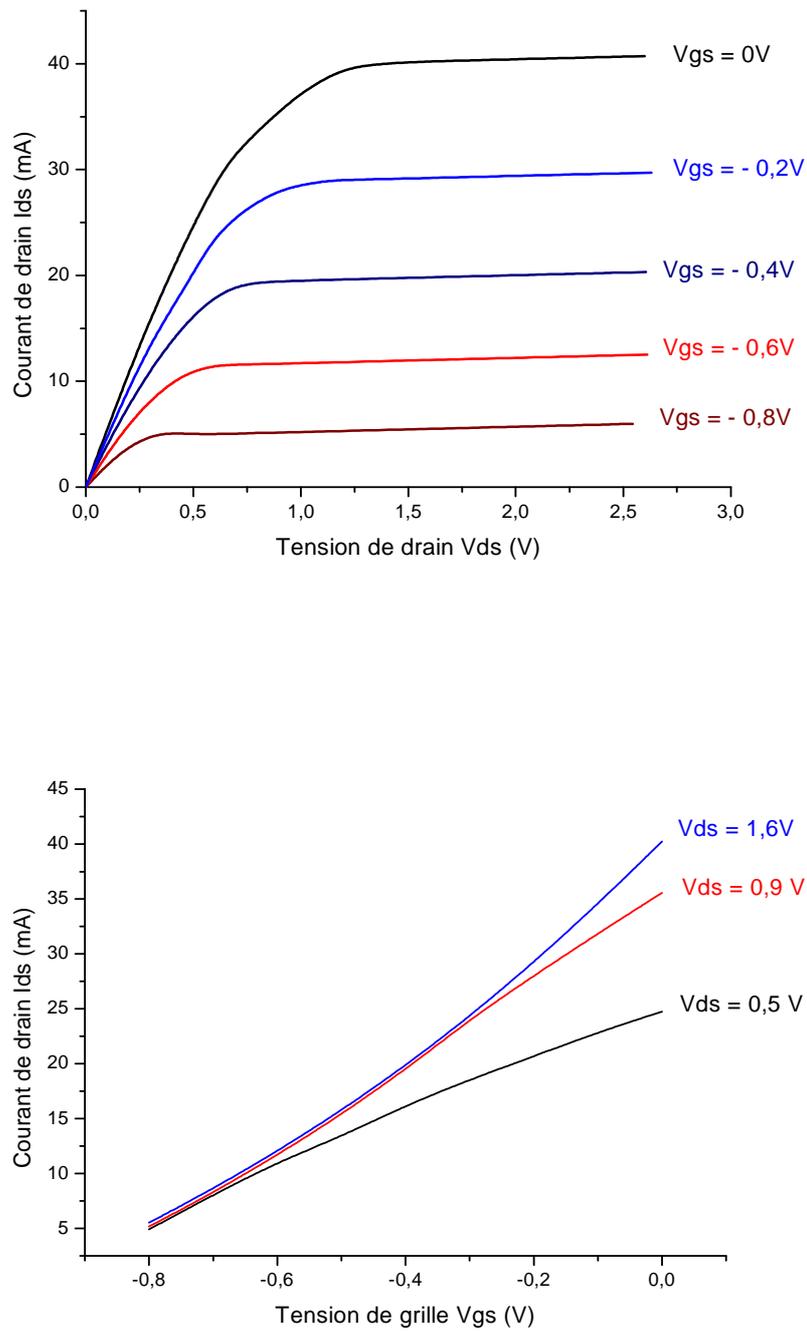


Figure III-2 : Réseau de caractéristiques courant tension I-V du transistor MESFET 1.

a- I_{ds} en fonction de V_{ds} , pour ($V_{gs} = 0$, - 0,2 , - 0,4 , - 0,6 et - 0,8 V).

b- I_{ds} en fonction de V_{gs} , pour ($V_{ds} = 1,6$; 0,9 et 0,5 V)

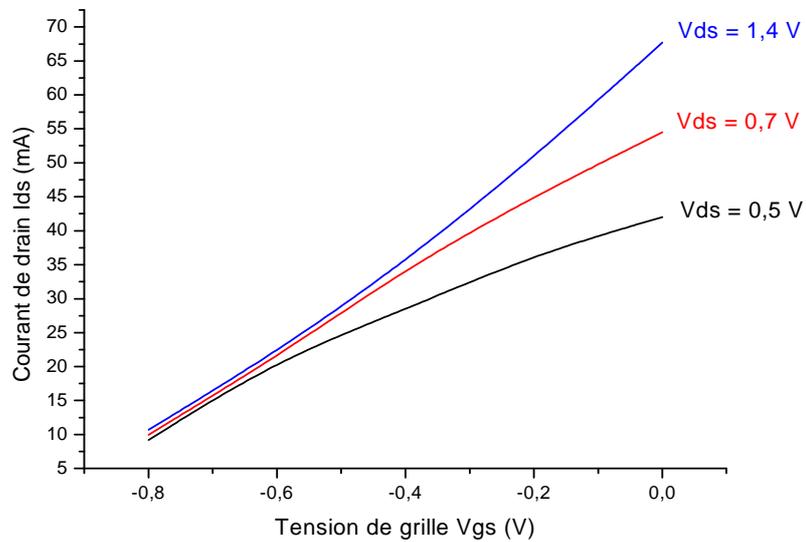
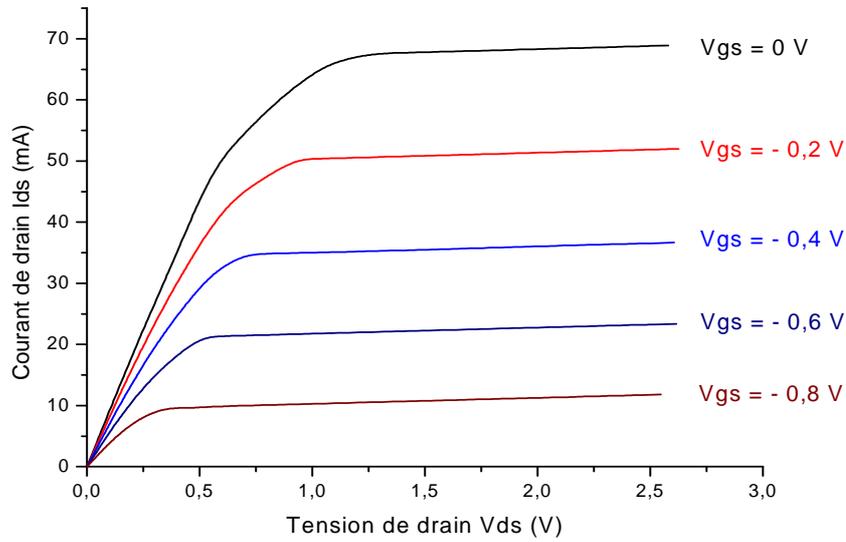


Figure III-3 : Réseau de caractéristiques courant tension I-V du transistor MESFET 2.

a- I_{ds} en fonction de V_{ds} , pour ($V_{gs} = 0$, - 0,2 , - 0,4 , - 0,6 et - 0,8 V).

b- I_{ds} en fonction de V_{gs} , pour ($V_{ds} = 1,4$; 0,7 et 0,5 V).

- Description de la zone de pincement et la zone de saturation

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

III. 2. 3) Validité du modèle

Afin d'examiner la validité du modèle exposé, nous avons comparé les résultats de la simulation avec ceux de l'expérience existants dans la littérature [54] pour les deux transistors précédents. Les figures (II-4) et (II-5) illustrent la comparaison entre les résultats de la mesure du réseau des caractéristiques I-V et ceux du calcul théorique pour les composants « MESFET 1 » et « MESFET 2 » successivement.

En régime linéaire c'est-à-dire à faible tension de polarisation de drain, nous pouvons noter une bonne 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 petite différence entre les valeurs expérimentales et résultats de la simulation surtout pour le transistor « MESFET 2 » (la courbe de $V_{gs} = 0$ V). Cet écart est principalement dû au fait que la longueur du canal est courte, ce qui permet au champ électrique d'atteindre des valeurs appréciables rapidement, et par conséquent, la saturation rapide de la vitesse des porteurs dans le canal.

Par contre, en régime de saturation, pour des valeurs de la tension de drain importante il y a une meilleure concordance entre les résultats théoriques et ceux de l'expérience car nous avons pu modifier les paramètres (a_1 , b_1 et c_1) des équations (II-28 et II-29) afin d'ajuster le modèle sur la mesure.

En conclusion, nous remarquons également que les résultats théoriques et ceux de l'expérience ont le même comportement envers la tension de drain et coïncident bien, notamment pour le transistor « MESFET 1 » et aux valeurs élevées de la tension de drain pour le transistor « MESFET 2 ». Ceci montre le bien fondé de la méthode.

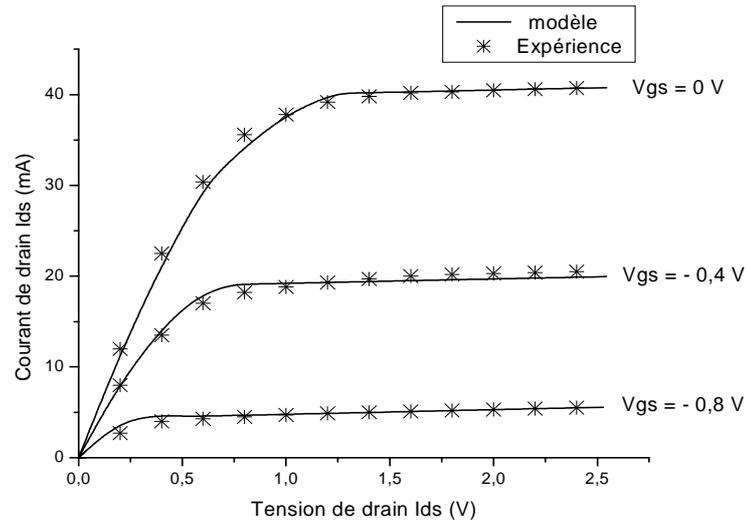


Figure III-4 : Comparaison des caractéristiques I-V mesurées et calculées pour le transistor MESFET 1.

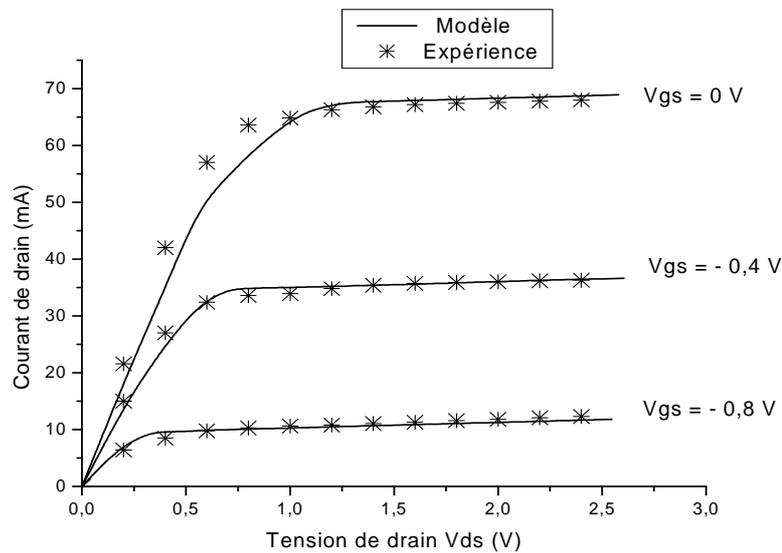


Figure III-5 : Comparaison des caractéristiques I-V mesurées et calculées pour le transistor MESFET 2.

III. 2. 4) Vitesse des porteurs

La caractéristique de vitesse des porteurs en fonction du champ électrique (figure III-6), [Expression II-49] est fondamentale pour déterminer l'amplitude du courant qui peut circuler dans le transistor.

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

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

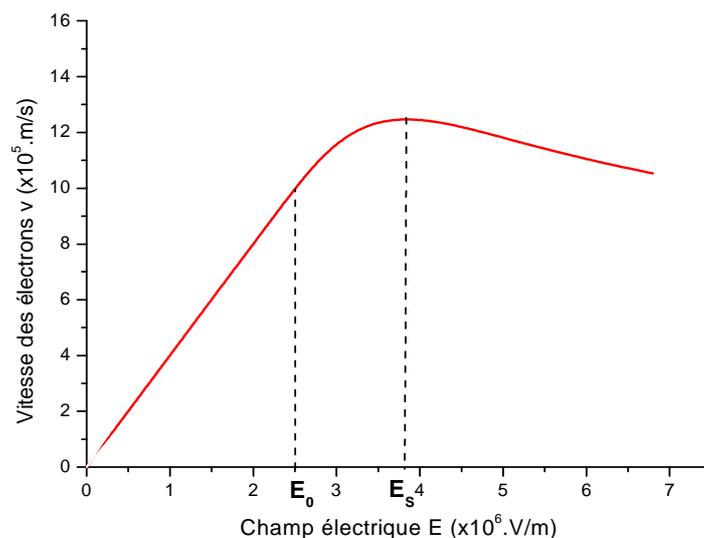


Figure III-6 : Caractéristique de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique.

III. 2. 5) Loi de mobilité des porteurs

Les variations correspondantes de la loi de mobilité en fonction du champ électrique que nous avons utilisé pour calculer les expressions du courant de drain dans les différents régimes de fonctionnement du transistor « MESFET 2 » sont également représentées sur la figure (III-7).

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

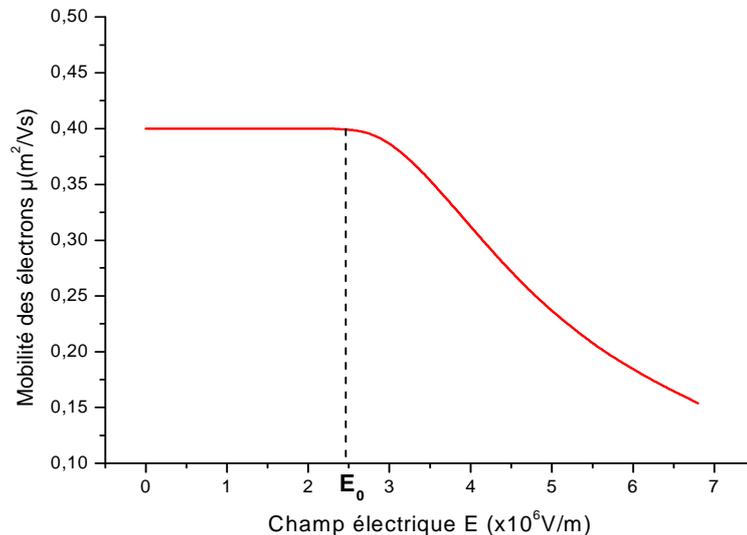


Figure III-7 : Caractéristique de la loi de mobilité des électrons en fonction du champ électrique.

III. 2. 6) Evolution de la tension, du champ électrique et de la vitesse des électrons et de la zone de charge d'espace dans le canal

L'une des propriétés des modèles physiques des composants à effet de champ, est d'avoir accès à l'évolution de la tension, du champ électrique et de la vitesse des porteurs dans le canal conducteur.

Le potentiel dans le canal a été calculé dans ce cas, pour le transistor « MESFET 2 » en régime de saturation pour le point de polarisation « $V_{gs} = 0 \text{ V}$ » et « $V_{ds} = 1,8 \text{ V}$ ». La figure (III-8), représente la distribution du potentiel en fonction de la position « x » dans le canal. L'origine des abscisses est placée au début de l'électrode métallique de grille côté source.

Sur cette figure, nous pouvons observer que l'évolution de la tension de canal dans notre modèle n'est pas linéaire (théorème du canal graduel), mais elle correspond à la répartition du canal conducteur en régions selon les différents régimes de fonctionnement.

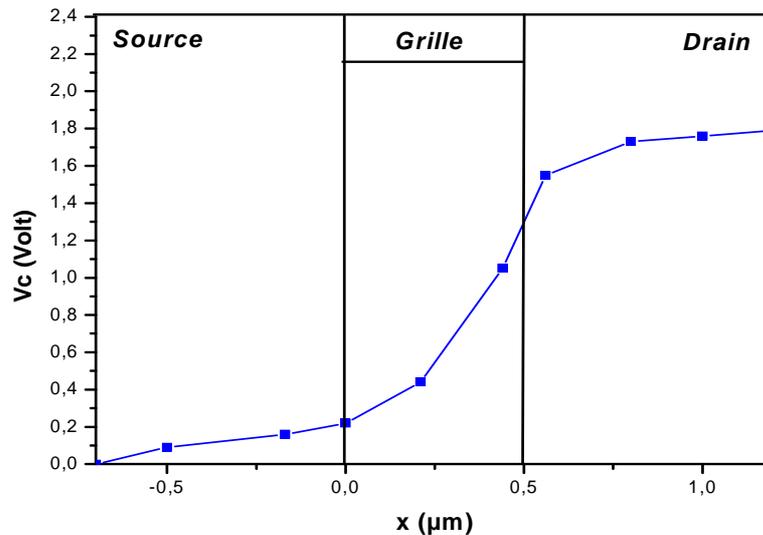


Figure III-8 : Evolution de la tension de canal ($V_{gs} = 0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 1,8 \text{ V}$).

La distribution du champ électrique et de la vitesse des électrons correspondant à ce cas sont respectivement représentés sur les figures (III-9) et (III-10). D'après la figure (III-9), on peut constater que le champ électrique latérale est supérieur à la valeur du champ de seuil « E_m ». Même cas pour la vitesse électronique [figure (III-10)], nous observons que cette vitesse est supérieure à la vitesse de saturation « v_s » (régime de survitesse).

Ceci est expliqué pour les composants de taille réduite, où les équations de transport des charges dans les semiconducteurs ne sont plus exactes (régime non stationnaire). En effet les électrons traversant le canal génèrent très peu de collisions avec le cristal, peuvent circuler à des vitesses supérieures à la vitesse de saturation.

Enfin, sur la figure (III-11), nous avons présenté l'évolution de la zone de charge d'espace dans le canal conducteur pour le transistor « MESFET 2 » en trois cas représentant les trois régimes de fonctionnement, le premier cas « $V_g = 0 \text{ V}$; $V_d = 0,4 \text{ V}$ » représente le régime linéaire, « $V_g = 0 \text{ V}$; $V_d = 0,7 \text{ V}$ » représente le régime de pincement et « $V_g = 0 \text{ V}$; $V_d = 1,8 \text{ V}$ » représente le régime de saturation, nous avons vu que la forme de la zone de charge d'espace est complètement déformée d'un régime à l'autre.

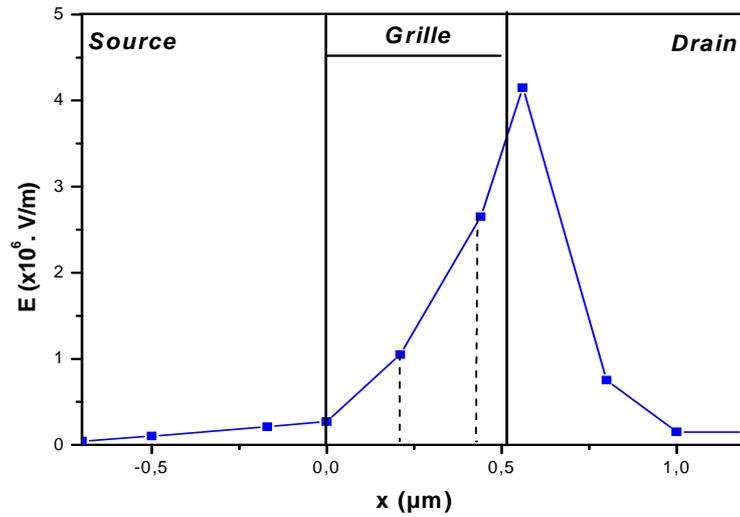


Figure III-9 : Evolution longitudinale du champ dans le canal
 Avec : $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 1,8$ V.

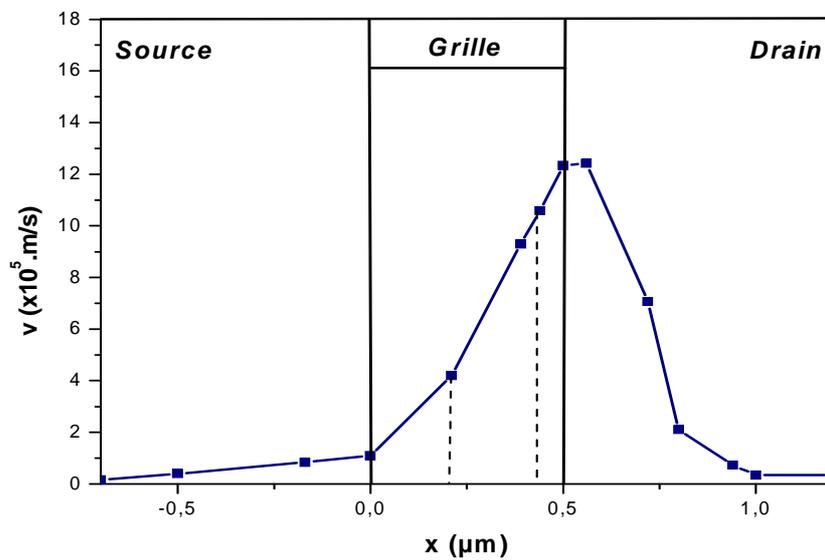


Figure III-10 : Evolution de la vitesse des électrons dans la zone active.

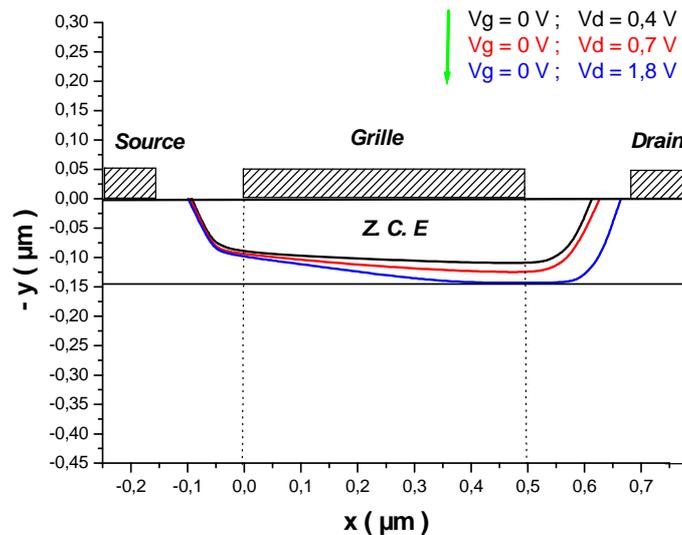


Figure III-11 : Evolution de la zone de charge d'espace dans le canal pour le « MESFET 2 ».

III. 2. 7) Effet des paramètres physiques et mathématiques sur l'exactitude du modèle

Afin de bien illustrer l'importance de quelques paramètres physiques et mathématiques que nous allons prendre en considération pour la réalisation de notre modèle, nous avons présenté dans ce paragraphe et dans le cas des deux transistors précédent « MESFET 1 » et « MESFET 2 » quelques comparaisons de résultats obtenus avec et sans ces paramètres.

III. 2. 7-1): Effet de l'analyse bidimensionnelle de la tension

La résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson doit prendre en considération le terme bidimensionnel du potentiel « $\Phi(x, y)$ » [l'équation II-7], ce terme négligeable dans l'approximation unidimensionnel, joue un rôle très important pour obtenir des caractéristiques courant tension plus proche à la réalité.

Dans le but de mettre en évidence l'importance de l'étude bidimensionnelle, nous présentons sur les figures (III-12) et (III-13), les variations de la tension $\Phi(x, y)$ en fonction des variations de la tension de drain « V_{ds} », puis nous présentons l'effet de cette étude sur les caractéristiques

courant tension pour les deux transistors précédents « MESFET 1 » et « MESFET 2 », les résultats obtenus avec et sans $\Phi(x, y)$ sont comparés et illustrés dans les figures (III-14) et (III-15) respectivement.

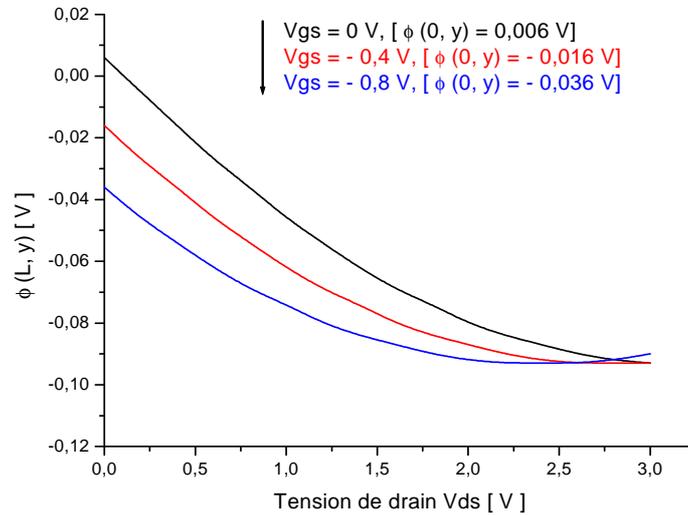


Figure III-12 : Variation de la tension $\Phi(x, y)$ en fonction de la tension de drain V_{ds} pour le « MESFET 1 ».

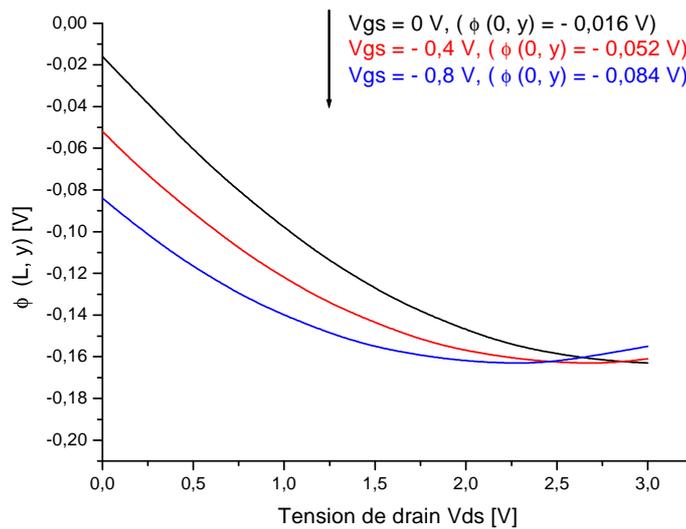


Figure III-13 : Variation de la tension $\Phi(x, y)$ en fonction de la tension de drain V_{ds} pour le « MESFET 2 ».

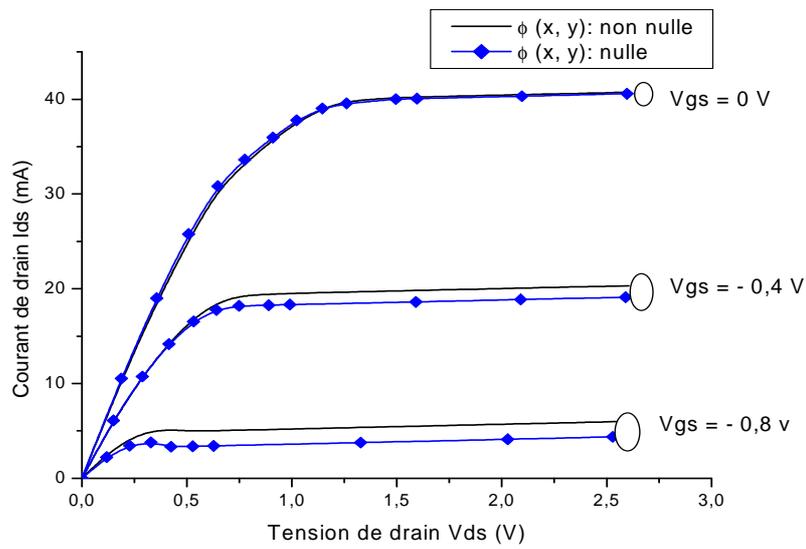


Figure III-14 : Effet de la tension $\Phi(x, y)$ sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET 1.

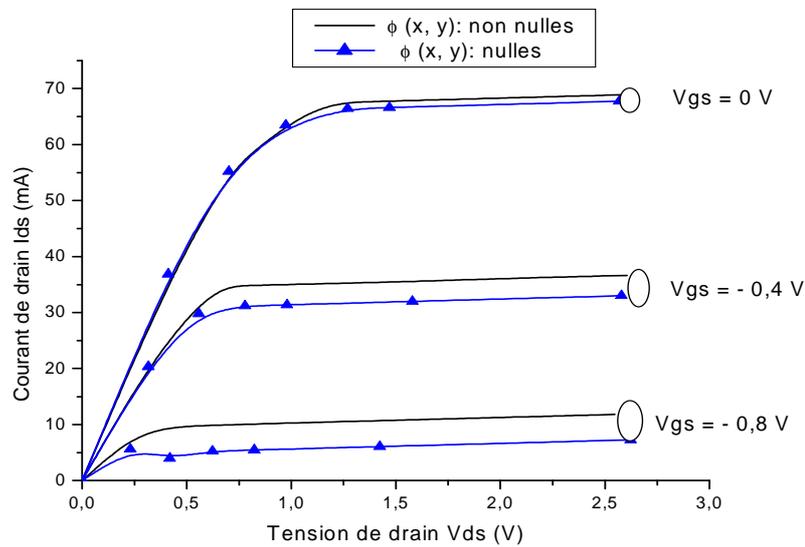


Figure III-15 : Effet de la tension $\Phi(x, y)$ sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET 2.

III. 2. 7-2) Effet de la loi de mobilité

Afin de valider le modèle de la loi de mobilité que nous allons utiliser [expressions II-47 et II-48], nous présentons dans les figures (III-16) et (III-17) une comparaison des variations du courant de drain en fonction de la tension de drain avec l'utilisation de cette loi et celle que nous avons considéré le cas de la mobilité constante.

Nous remarquons une coïncidence entre les deux modèles au régime linéaire, c'est-à-dire à faible tension de polarisation de drain, ce qui montre l'indépendance de la mobilité des électrons du champ électrique dans ce régime. Aux régimes de pincement et de saturation l'hypothèse de la mobilité constante n'explique pas les phénomènes physiques et ne donne aucun résultat acceptable.

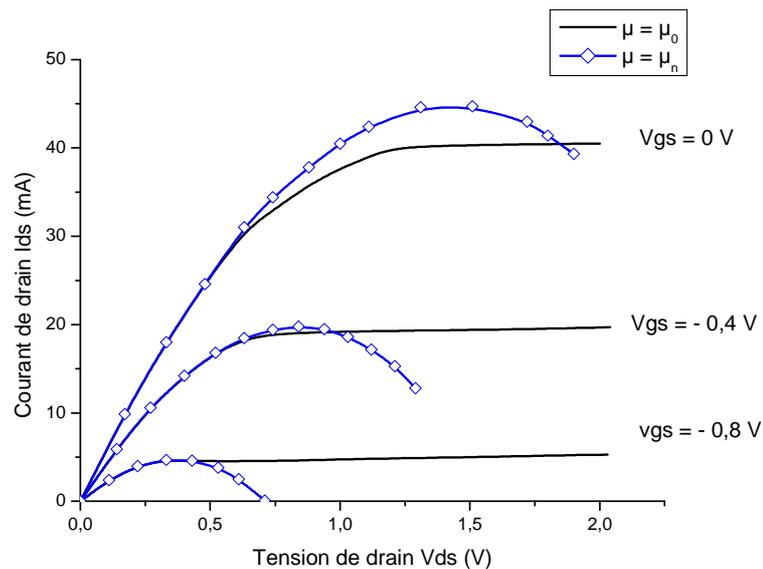
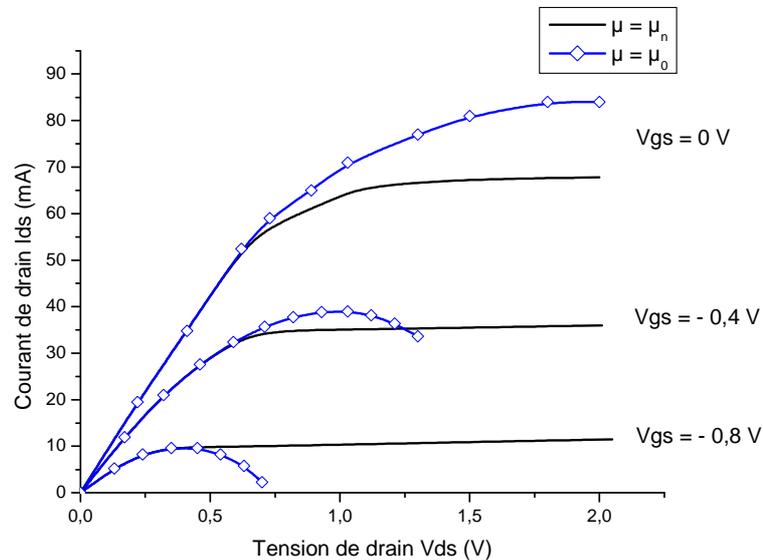


Figure III-16 : Effet de la loi de mobilité sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 1 ».



**Figure III-17 : Effet de la loi de mobilité sur les caractéristiques I-V du transistor
« MESFET 2 »**

III. 2. 7-3) Effet de l'auto échauffement

Pour mettre en évidence les effets thermiques dans les transistors, il suffit de calculer les caractéristiques statiques du transistor avec et sans prendre en considération ces effets.

Sur les Figures (III-18) et (III-19), nous avons représenté les caractéristiques statiques calculées à l'aide du logiciel de simulation dans les deux cas, le premier cas représente l'état de la température ambiante « $T = T_0 = 300 \text{ K}$ » et le deuxième cas représente l'état de la température interne du composant « $T = T_R$ » [l'expression II-74]. On observe une chute du courant de drain lorsque la tension « V_{ds} » augmente. Ceci est lié à une décroissance de la mobilité des électrons [expression II-75] avec une augmentation de la hauteur de barrière Schottky [expression II-76] lorsque la température du transistor augmente à cause du phénomène d'auto échauffement.

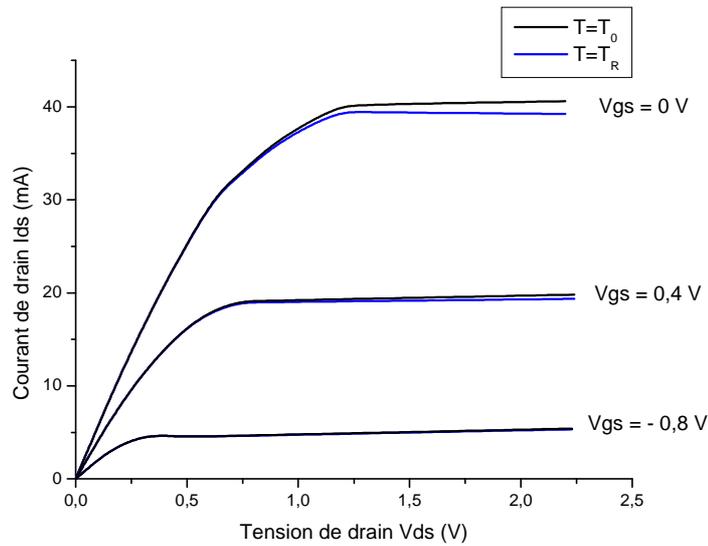


Figure III-18 : Effet de l'auto échauffement sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 1 ».

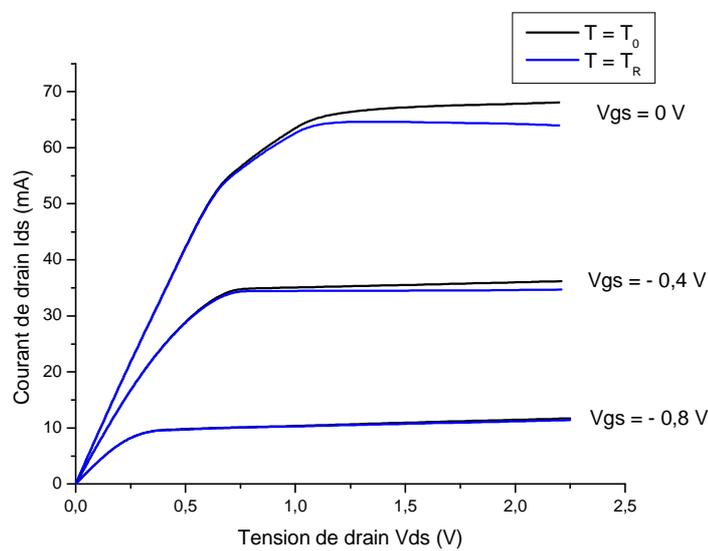


Figure III-19 : Effet de l'auto échauffement sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 2 ».

III. 2. 7-4) Effet des résistances parasites

Dans le but de mettre en évidence l'effet des résistances parasites de source « R_s » et de drain « R_d » sur les caractéristiques I-V du MESFET GaAs [expression II-71], nous présentons sur les figures (III-20) et (III-21), et dans le cas des deux transistors précédents, les variations du courant de drain en fonctions des tensions de polarisations avec et sans les résistances parasites.

On voit clairement que l'effet de ces résistances ne peut pas être négligé, et est d'autant plus important que le courant de drain « I_{ds} » est élevé, cet écart diminue lorsque la tension de grille « V_{gs} » augmente en valeur absolue. Ceci est dû au fait que l'effet essentiel des résistances parasites est la diminution du potentiel appliqué aux côtés de la zone active.

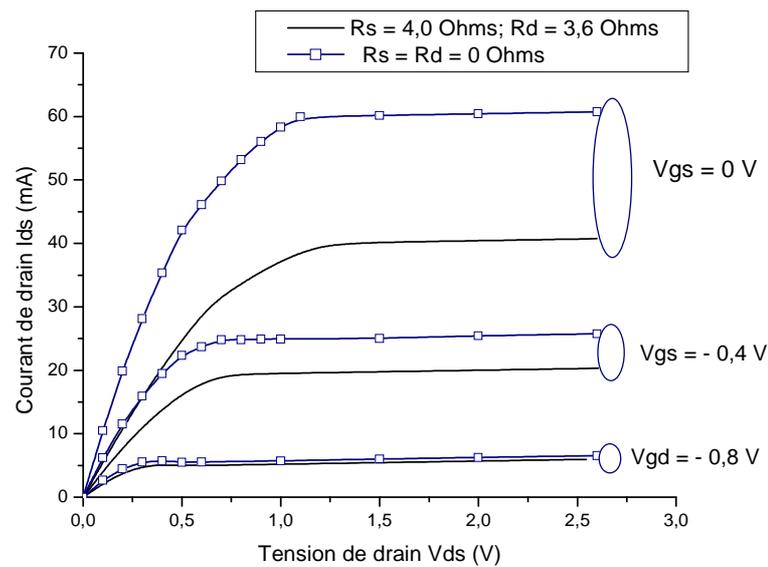


Figure III-20 : Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 1 ».

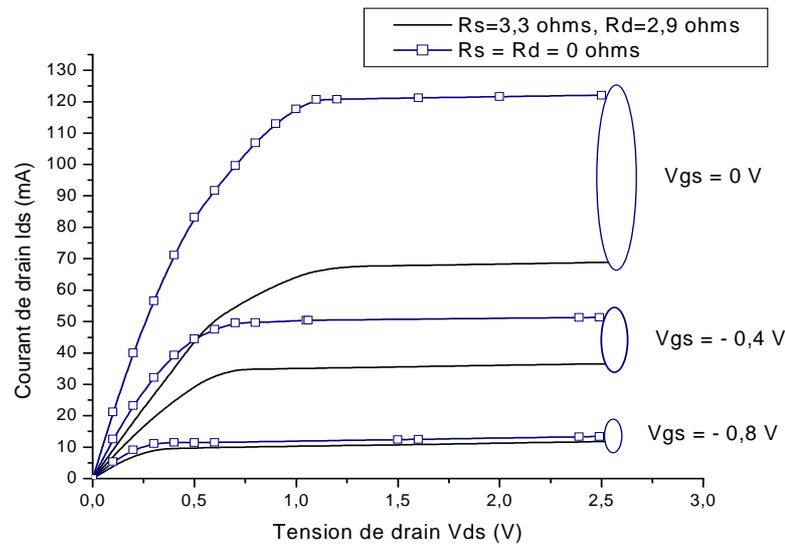


Figure III-21 : Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 2 ».

III. 2. 8) Influence des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques I-V

Notre étude a permis de mettre en évidence l'influence des différents paramètres physiques [μ_0 : mobilité initiale des électrons et T_a : température ambiante], technologique [N_d : concentration des impuretés de dopage] et géométriques, [L : longueur de la grille, a : épaisseur de la couche active et Z : largeur de la grille] sur les caractéristiques statiques du transistor MESFET GaAs. Les paragraphes suivants présentent en détail l'influence de chaque paramètre sur les variations du courant de drain en fonction de la tension « V_{ds} » [70], [73].

III. 2. 8-1) Influence de la mobilité des porteurs

Pour montrer l'influence de la valeur initiale de la mobilité des électrons « μ_0 » sur les caractéristiques courant tension du MESFET GaAs, nous effectuons une comparaison des caractéristiques : mobilité champ « $\mu-E$ », vitesse champ « $v-E$ » et courant tension « I-V » pour trois valeurs de la mobilité « μ_0 », « $\mu_0 = 0,36 \text{ [m}^2/\text{V.s}]$ », « $\mu_0 = 0,40 \text{ [m}^2/\text{V.s}]$ » et « $\mu_0 = 0,36 \text{ [m}^2/\text{V.s}]$ ».

La figure (III-22) représente les variations de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique, la figure (III-23) représente les variations de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique et la figure (III-24) représente les variations du courant de drain en fonction de la tension de drain, nous remarquons également que l'augmentation de la valeur initiale de la mobilité entraîne une augmentation de la vitesse de dérive des électrons et par conséquent une augmentation du courant de drain, ceci montre l'importance de l'utilisation des semiconducteurs à mobilité initiale élevée comme le GaAs.

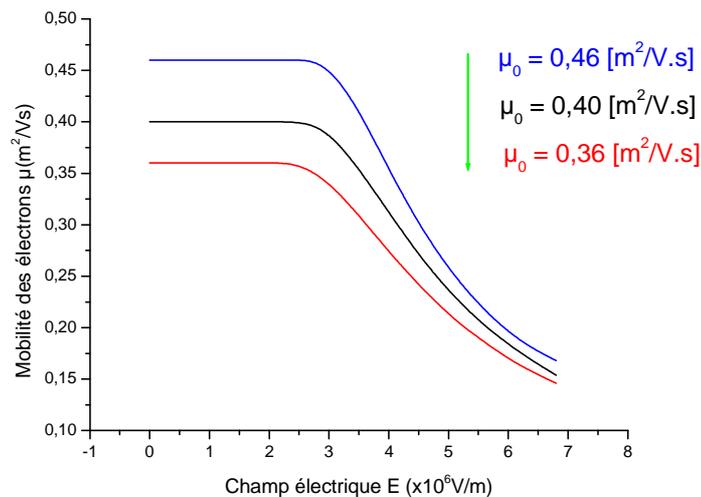


Figure III-22 : Caractéristique mobilité-champ pour différentes valeurs de « μ_0 ».

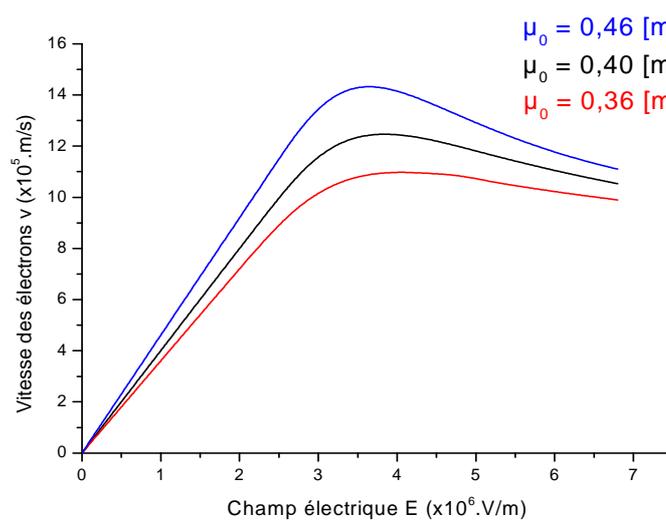


Figure III-23 : Variation de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de « μ_0 ».

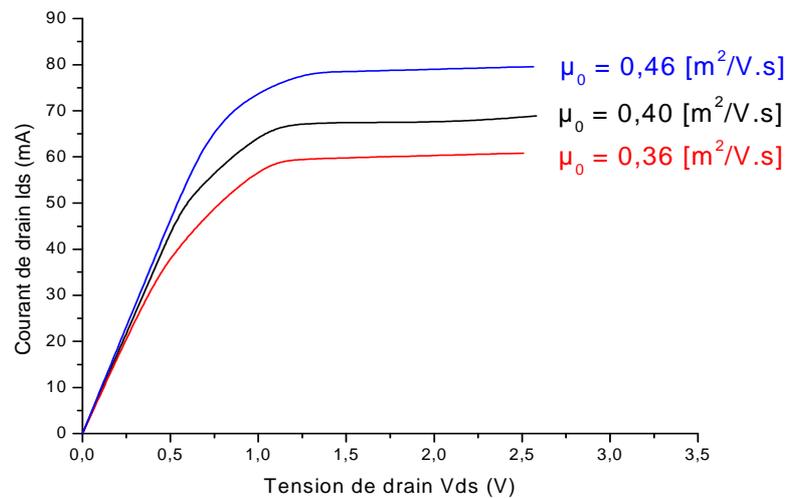


Figure III-24 : Influence de la mobilité des électrons sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET 2.

III. 2. 8-2 : Influence de la température

Nous exposons sur les figures (III-25) et (III-26), l'influence de la température sur les caractéristiques I-V des transistors « MESFET 1 » et « MESFET 2 » respectivement. Nous choisirons trois valeurs de la température « $T_a = 270 \text{ K} \sim - 3 \text{ C}$ », « $T_a = 300 \text{ K} \sim 27 \text{ C}$ » et « $T_a = 500 \text{ K} \sim 77 \text{ C}$ ». D'après ces deux figures, nous constatons que les performances et la fiabilité des transistors sont fortement influencées par la température. La conduction le long du canal étant due aux porteurs majoritaires (électrons), elle ne sera modifiée par la température que pour une variation de certains paramètres (mobilité des électrons, la hauteur de barrière Schottky, la vitesse de saturation, la constante diélectrique et même la résistance spécifique des contacts ohmiques).

Si la température croît, l'agitation thermique des porteurs croît également et par conséquent la mobilité des électrons du canal diminue [expression II-75], ce qui provoque une diminution du courant « I_{ds} ». De même la hauteur de barrière de potentiel augmente quand la température augmente [expression II-76], donc la largeur de la zone de charge d'espace augmente par contre le canal conducteur se rétrécit, et par conséquent le courant de drain décroît.

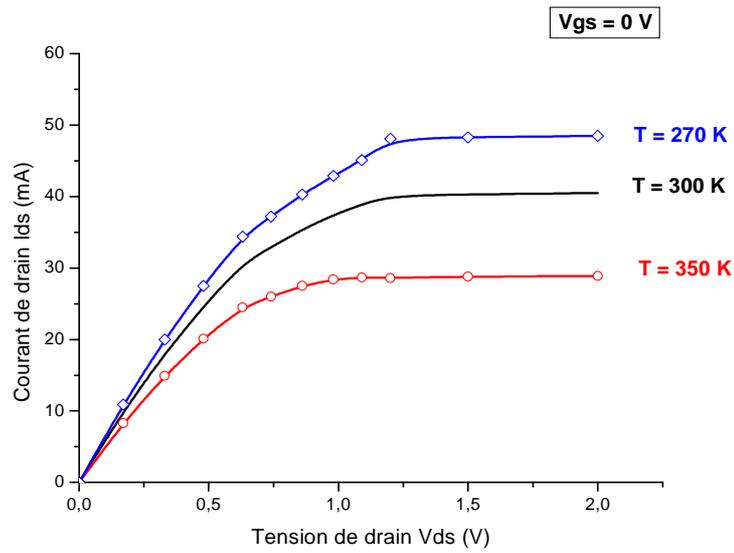


Figure III-25 : Influence de la température sur les caractéristiques I-V du composant MESFET 1.

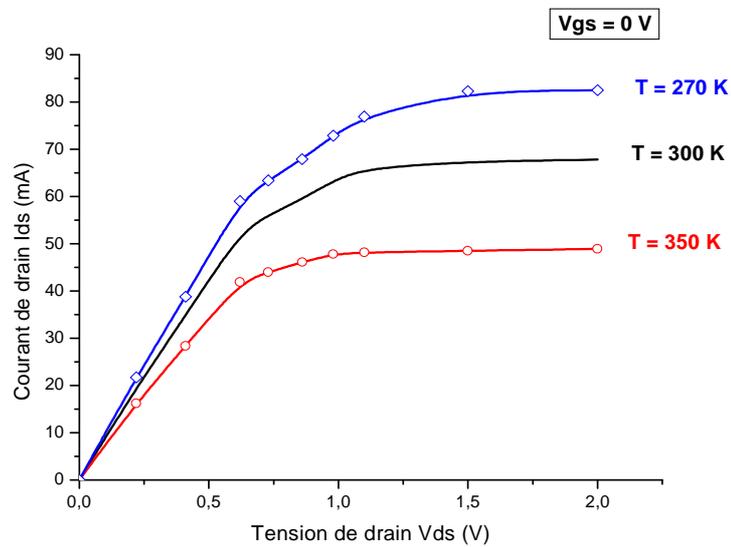


Figure III-26 : Influence de la température sur les caractéristiques I-V du composant MESFET 2.

III. 2. 8-3) Influence des paramètres « L », « Nd », « a » et « Z »

Nous présentons respectivement sur les figures (III-27), (III-28), (III-29) et (III-30) l'évolution des caractéristiques I-V en fonction de la longueur de grille « L », du dopage des porteurs « Nd », de l'épaisseur de la couche active « a » et de la largeur du canal « Z » pour les transistors « MESFET 3 », « MESFET 4 », « MESFET 5 » et « MESFET 6 » dont les paramètres sont regroupés dans le tableau (III-3).

Composant	L [μm]	Nd [At/m^3]	a [μm]	Z [μm]
MESFET 3	0,8 ; ... 1,5	1,17	0,153	300
MESFET 4	1	1,10 ; ... 1,25	0,153	300
MESFET 5	1	1,17	0,140 ; ... 0,170	300
MESFET 6	1	1,17	0,153	100 ; ... 400

Tableau III-3 : Paramètres des composants MESFET 3, MESFET 4, MESFET 5 et MESFET 6.

Remarque : pour les autres paramètres, voir le MSFET 1 (Tableau III-1).

La figure (III-27) présente la variation du courant de drain en fonction de la tension de drain pour différentes longueurs de grille. On constate que le courant de saturation diminue avec l'augmentation de la longueur de grille. En effet, l'extension latérale de la zone de charge d'espace conduit à un allongement du canal conducteur tout en s'amincissant, ce qui limite le passage des électrons.

Nous présentons respectivement sur les figures (III-28), (III-29) et (III-30) l'évolution des caractéristiques I-V en fonction du dopage, de l'épaisseur de la couche active et de la largeur du canal conducteur. Nous remarquons que le courant « I_{ds} » augmente avec l'augmentation de ces paramètres. Il augmente avec le dopage lorsque la résistivité des semiconducteurs diminue avec l'augmentation de la concentration des porteurs, et il augmente avec l'augmentation de la largeur du canal et de l'épaisseur de la couche active lorsque l'augmentation de ces paramètres entraîne une diminution de la transconductance.

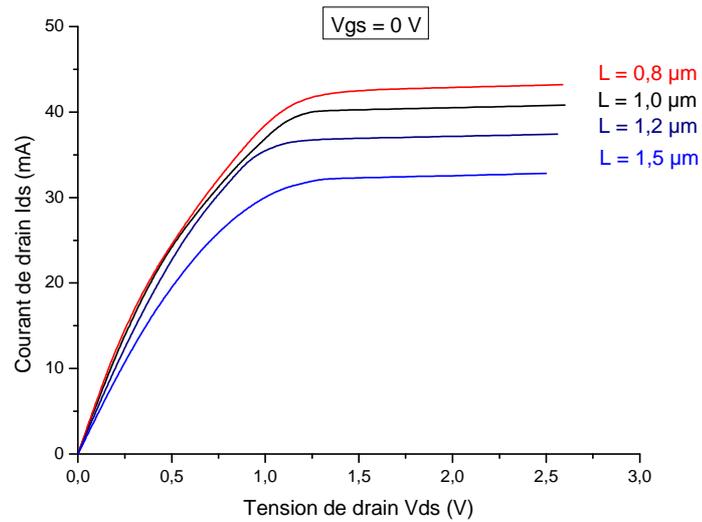


Figure III-27 : Influence de la longueur de grille « L » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 3 ».

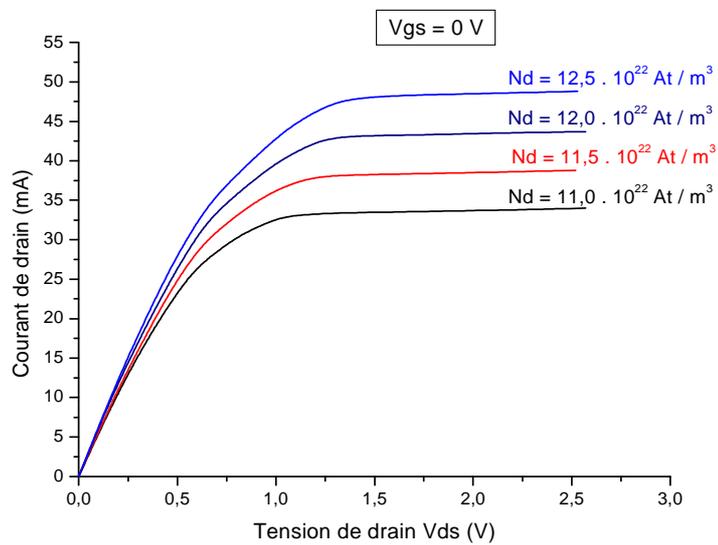


Figure III-28 : Influence de la concentration du dopage des porteurs « N_d » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 4 ».

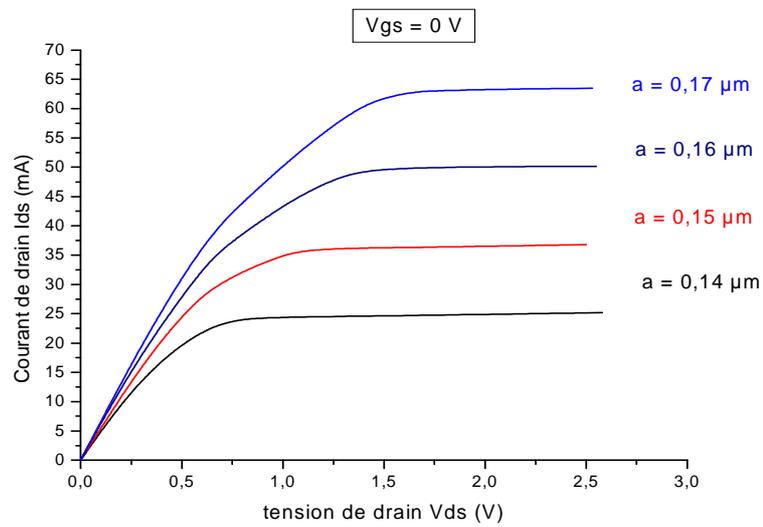


Figure III-29 : Influence de l'épaisseur de la couche active « a » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 5 ».

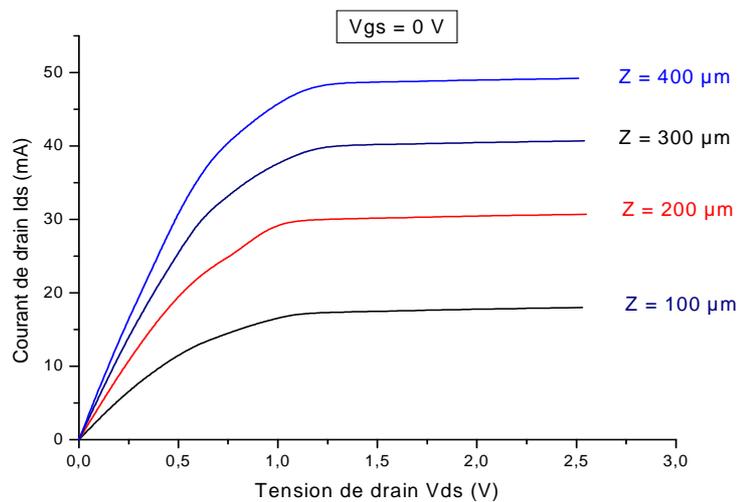


Figure III-30 : Influence de la largeur du canal conducteur « Z » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 7 ».

III. 2. 9) Transconductance

La transconductance « g_m » est une quantité importante pour les composants à effet de champ, elle traduit le contrôle du courant intrinsèque de drain « I_d » par la tension de grille « V_g ». Cette quantité est obtenue à partir des expressions (II-81), (II-83) et (II-86) selon le régime de fonctionnement du transistor.

Sur les figures (III-31), (III-32), (III-33) et (III-34), nous avons présenté les variations de la transconductance en fonction des tensions de polarisation intrinsèques « V_d » et « V_g » pour les transistors « MESFET 1 » et « MESFET 2 » respectivement.

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

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

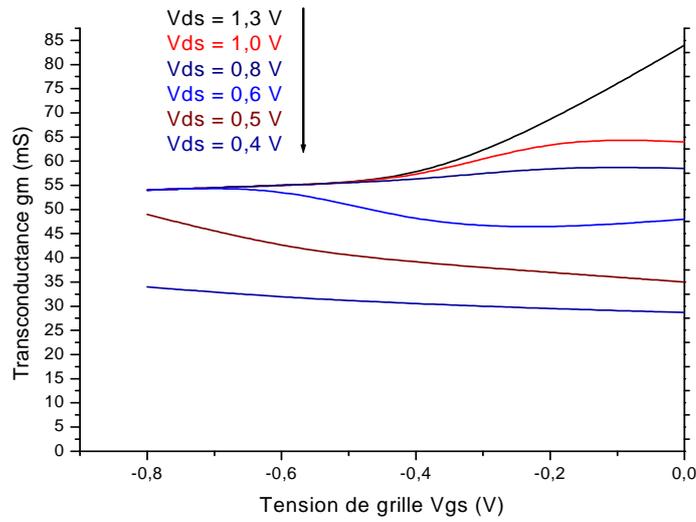


Figure III-31 : Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le « MESFET 1 ».

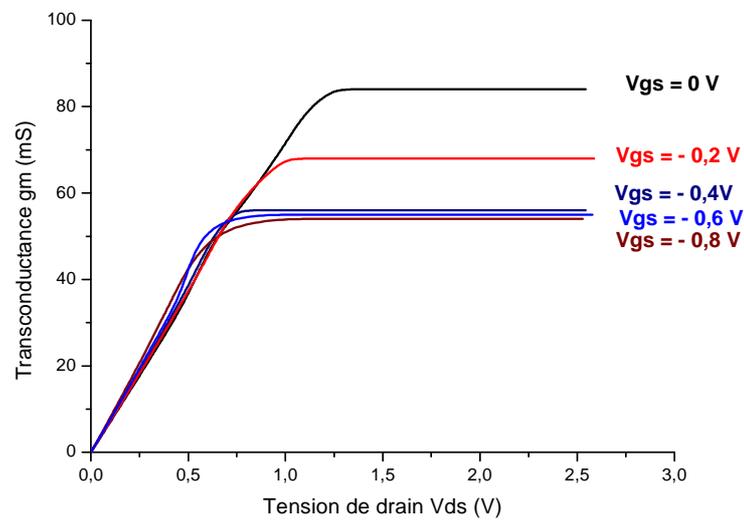


Figure III-32 : Variation de la transconductance en fonction de la tension de drain pour le « MESFET 1 ».

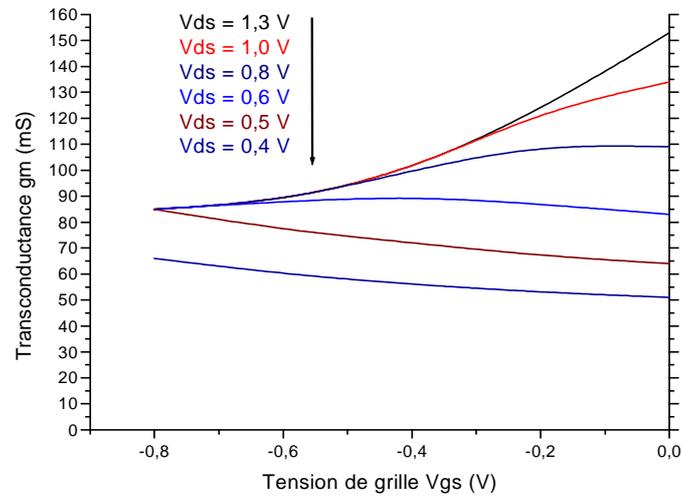


Figure III-33 : Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le « MESFET 2 ».

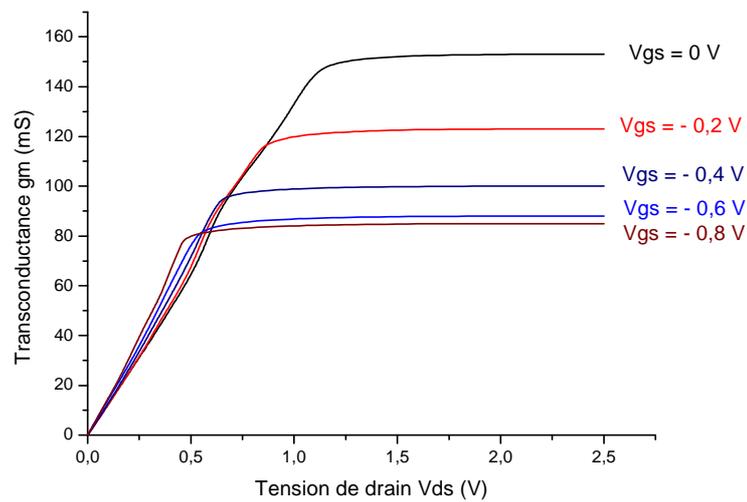


Figure III-34 : Variation de la transconductance en fonction de la tension de drain pour le « MESFET 2 ».

III. 2. 10) Conductance de drain

De même manière que la transconductance, la conductance de sortie de drain « g_d » est un paramètre important des transistors à effet de champ, elle permet de rendre compte de la possibilité de contrôler le courant de drain « I_d » en fonction de la tension « V_d ». Ce paramètre est obtenu à partir des expressions (II-82), (II-84) et (II-87) selon le régime de fonctionnement du transistor.

Sur les figures (III-35) et (III-36), nous présentons les variations de la conductance de sortie en fonction des tensions de polarisation intrinsèques « V_d » et « V_g » pour les transistors « MESFET 1 » et « MESFET 2 » respectivement.

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

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

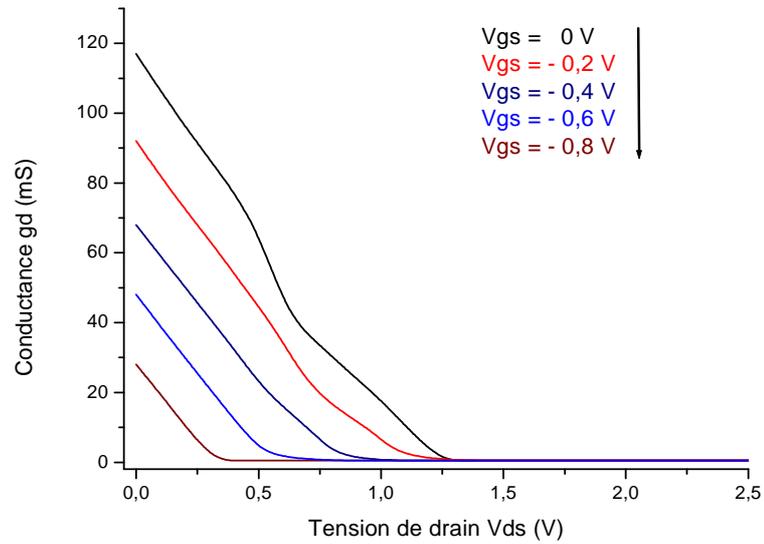


Figure III-35 : Variation de la conductance de drain en fonction de la tension de drain pour le « MESFET 1 ».

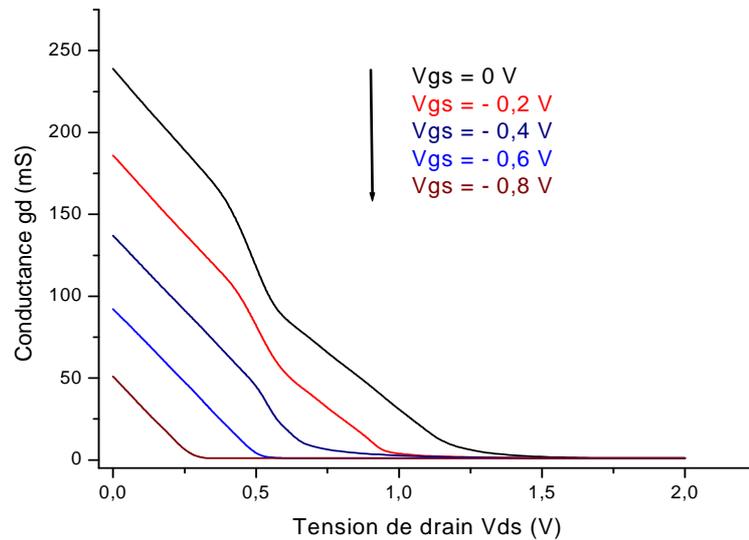


Figure III-36 : Variation de la conductance de drain en fonction de la tension de drain pour le « MESFET 2 ».

III. 2. 11) Caractéristiques capacité tension « C-V »

Sous l'effet des variations des tension appliquées soit sur la grille, soit sur le drain, les dimensions de la zone de charge d'espace située sous l'électrode de grille du transistor varient, ce qui induit une modulation des capacités entre la grille et la source « C_{gs} » et entre la grille et le drain « C_{gd} ». Les valeurs de ces capacités dépendent donc fortement de la valeur des tensions de commandes « V_g » et « V_d », ce que l'on ne peut a priori pas négliger pour simuler le comportement du composant.

III. 2.11-1) Capacité grille-source « C_{gs} »

Sur les figures (III-37) et (III-38) respectivement, nous avons présenté les variations de la capacité grille-source « C_{gs} » en fonction de la tension de drain « V_d » pour différentes valeurs de la tension de grille « $V_g = 0 \text{ V}$ », « $V_g = - 0,4 \text{ V}$ » et « $V_g = - 0,8 \text{ V}$ » [expressions II-106, II-120 et II-135], toujours pour les composants « MESFET 1 » et « MESFT 2 ». Nous remarquons d'une part la décroissance de « C_{gs} » avec la tension « V_d » 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. D'autre part nous avons remarqué la diminution de « C_{gs} » avec l'augmentation de la tension de grille « V_g » en valeurs absolues. On note aussi la transition brusque de la capacité « C_{gs} » du régime linéaire au régime de pincement avec une continuité du régime de pincement au régime saturé.

III. 2. 11-2) Capacité grille-drain « C_{gd} »

Sur les figures (III-39) et (III-40), nous avons illustré les variations de la capacité grille-drain « C_{gd} » en fonction de la tension de drain « V_d » pour différentes valeurs de la tension de grille [expressions II-113, II-126 et II-141], pour les composants « MESFET 1 » et « MESFT 2 » successivement. Nous constatons que la capacité « C_{gd} » décroît rapidement en régime linéaire avec l'augmentation de la tension « V_d », puis nous voyons que cette décroissance diminue en régime de pincement, alors qu'en régime de saturation, on note une diminution très faible de cette capacité. D'autre part et comme la capacité grille-source « C_{gs} », nous avons remarqué la diminution de « C_{gd} » avec l'augmentation des valeurs absolues de la tension « V_g ». Nous avons remarqué aussi la continuité des variations de la capacité « C_{gd} » entre les différents régimes de fonctionnement.

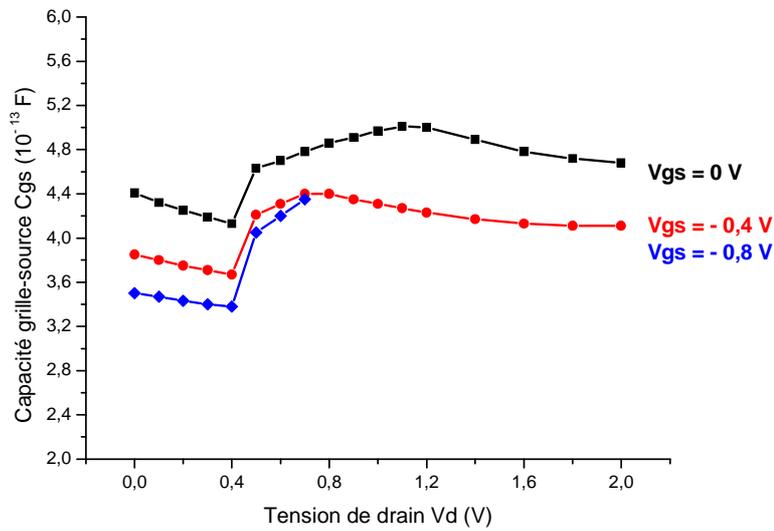


Figure III-37 : Variation de la capacité grille-source « Cgs » en fonction des tensions de polarisation pour le composant « MESFET 1 ».

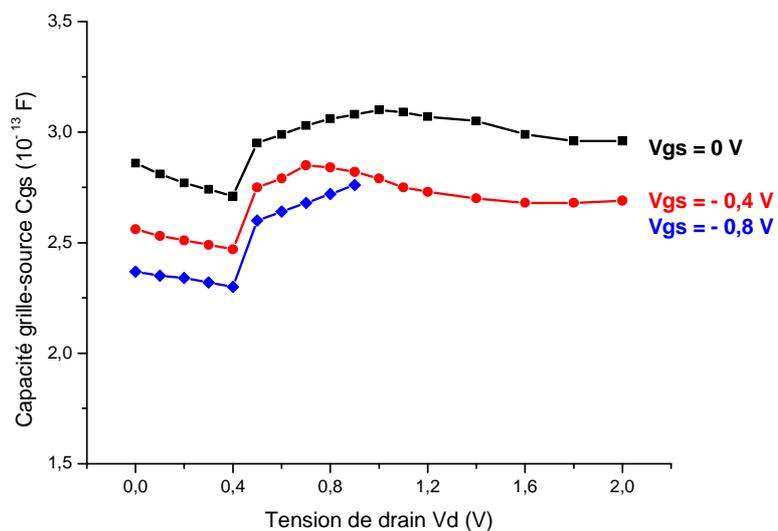


Figure III-38 : Variation de la capacité grille-source « Cgs » en fonction des tensions de polarisation pour le composant « MESFET 2 ».

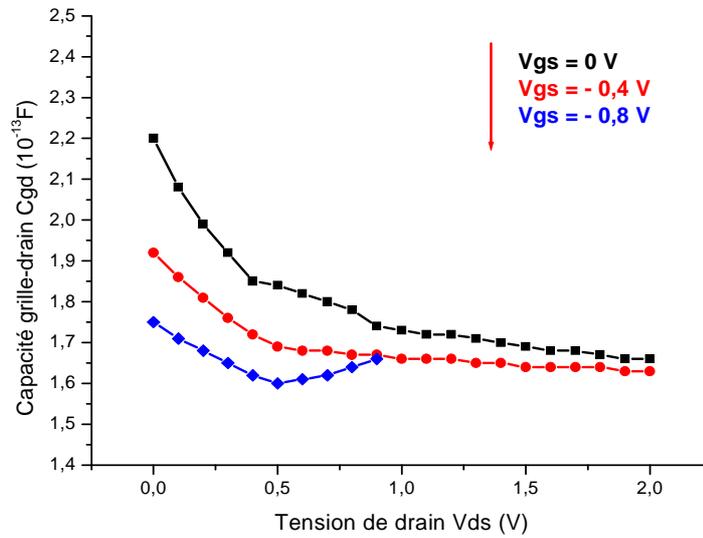


Figure III-39 : Variation de la capacité grille-drain « Cgd » en fonction des tensions de polarisation pour le composant « MESFET 1 ».

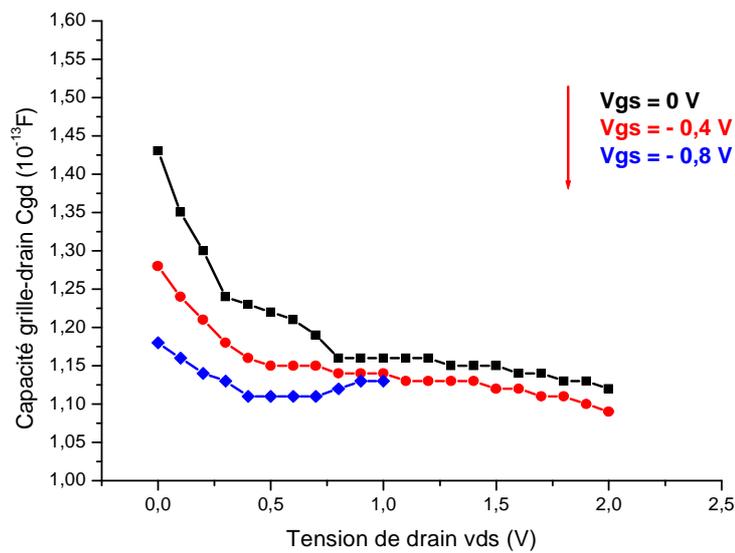


Figure III-40 : Variation de la capacité grille-drain « Cgd » en fonction des tensions de polarisation pour le composant « MESFET 2 ».

III. 2. 11-3) Capacité de grille totale « Cgt »

En terminant cette analyse par la présentation de la capacité de grille totale « Cgt » qui est la somme des capacités « Cgs » et « Cgd », les figures (III-41) et (III-42) illustrent les variations de cette capacité en fonction des tensions de polarisation pour les deux transistors précédents. La première remarque que nous faisons est le comportement de cette capacité, qui est presque le même que le comportement de la capacité « Cgs », ceci explique que les variations de la capacité « Cgd » sont moins importantes que celles de la capacité « Cgs » surtout en régimes de pincement et de saturation. La deuxième remarque, nous constatons que la capacité totale de grille « Cg » devient plus importante pour le transistor « MESFET 1 » de longueur de grille ($L = 1 \mu\text{m}$) que le transistor « MESFET 2 » de longueur de grille ($L = 0,5 \mu\text{m}$), ceci explique que l'accumulation de la charge sous la grille du « MESFET 1 » est plus importante que celle du « MESFET 2 ».

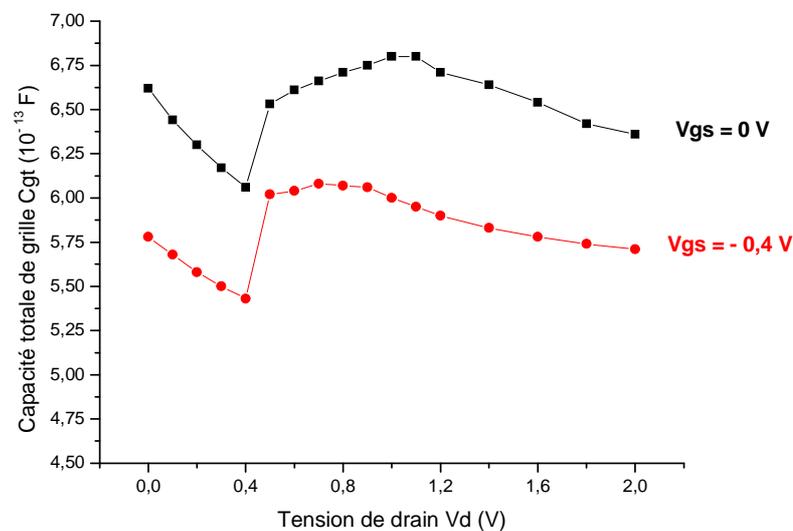


Figure III-41 : Variation de la capacité totale de la grille « Cgt » en fonction des tensions de polarisation pour le composant « MESFET 1 ».

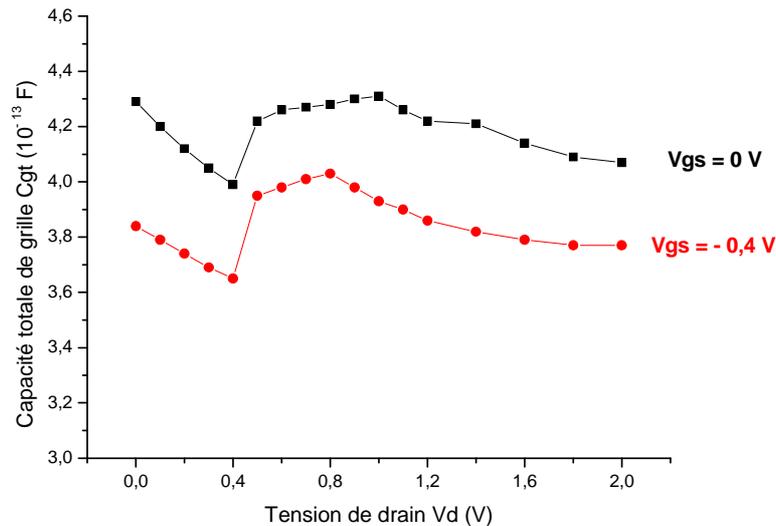


Figure III-42 : Variation de la capacité totale de la grille « Cgt » en fonction des tensions de polarisation pour l composant « MESFET 2 ».

III. 2. 12) Fréquence de coupure

Pour calculer la fréquence de coupure dans les différents régimes de fonctionnement pour les deux transistors précédents, nous utilisons les expressions (II-142), (II-147), (II-150) et (II-153) établies dans le deuxième chapitre.

Sur les figures (III-43) et (III-44) successivement nous représentons les variations de la capacité de grille « Cg » en fonction des tensions de polarisation pour les deux transistors.

Les figures (III-45) et (III-46) représentent les variations de la fréquence de coupure « f_c » en fonction de la tension de grille pour deux valeurs de la tension de drain [l'une représente le régime linéaire et l'autre représente le régime saturé]. On constate ici que la fréquence de coupure en régime de saturation est plus grande que celle du régime linéaire. Nous voyons aussi que la fréquence de coupure est invariante en régime linéaire, alors qu'en régime saturé elle décroît faiblement avec la diminution de la tension de grille, et elle marque une transition discontinue pour certaine valeur de « V_g ». Enfin, on constate que la fréquence de coupure est d'autant plus grande dans le transistor « MESFET 2 » ($L = 0,5 \mu\text{m}$; $f_c = 112$ GHz) que la fréquence dans le transistor « MESFET 1 » ($L = 1 \mu\text{m}$; $f_c = 33$ GHz).

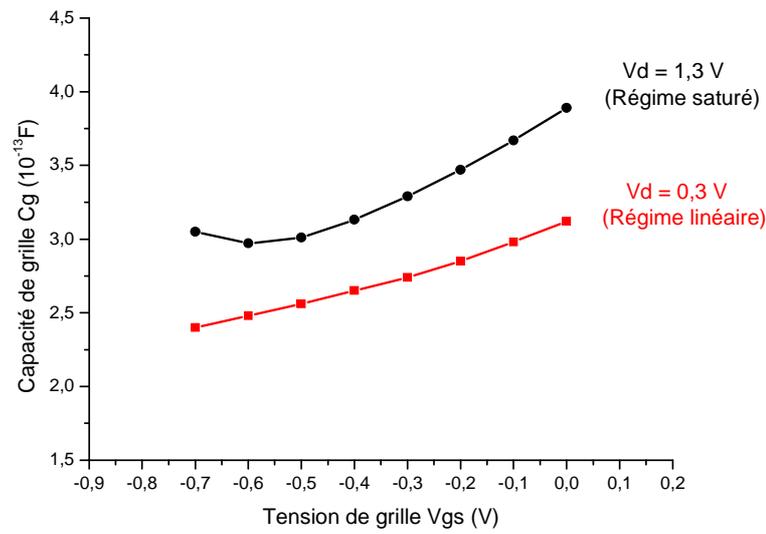


Figure III-43 : Variation de la capacité de grille « C_g » en fonction de la tension « V_{gs} » pour le composant « MESFET 1 ».

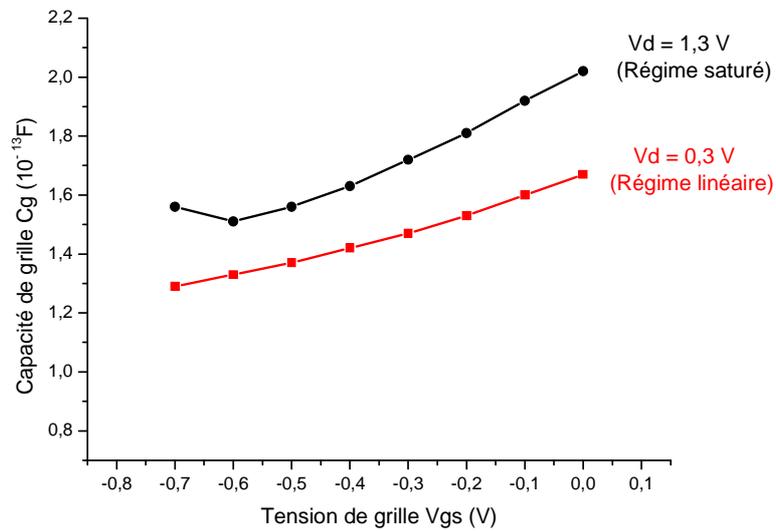


Figure III-44 : Variation de la capacité de grille « C_g » en fonction de la tension « V_{gs} » pour le composant « MESFET 2 ».

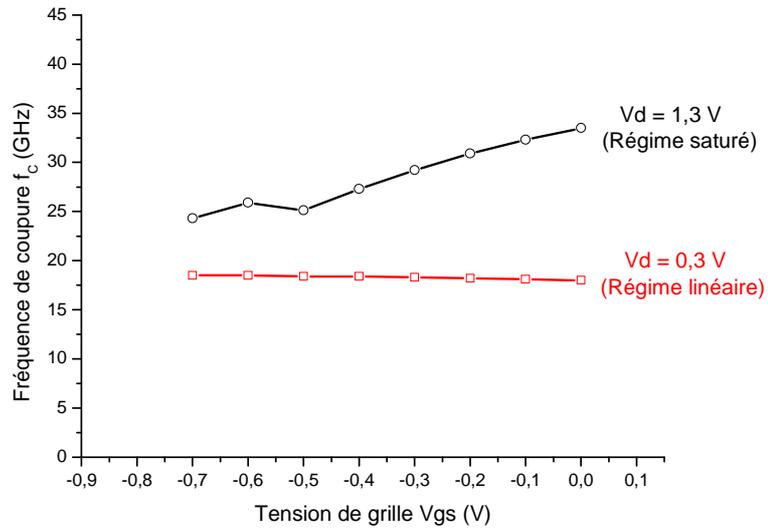


Figure III-45 : Variation de la fréquence de coupure pour le « MESFET 1 ».

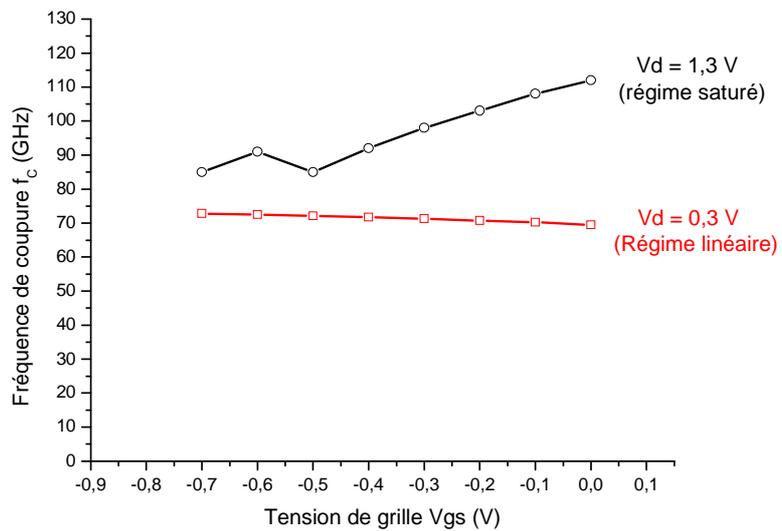


Figure III-46 : Variation de la fréquence de coupure pour le « MESFET 2 ».

III. 3 : Caractéristiques dynamiques

III. 3. 1) Variation des paramètres [Yij] normalisés (plan de Nyquist)

Le calcul des paramètres [Yij] est immédiat, on procède à l'application des formules (II-198) à (II-201) pour la méthode des séries au moyen des expressions (II-173), (II-174), (II-176) et (II-177) limité à un ordre tel que la précision relative sur la valeur des paramètres soit égale à « 0,01 ». La convergence est obtenue dans tous les cas.

Sur les figures (III-47), (III-48), (III-49) et (III-50) nous avons présenté les variations des paramètres [Yij] normalisés pour le transistor « THC302 » dont les paramètres sont regroupés dans le tableau (III-4).

L [μm]	a [μm]	Z [μm]	Nd [m ⁻³]	μ ₀ [m ² /V.s]	V _{bi} [V]	R _s [Ω]	R _d [Ω]
1	0,18	800	6,7. 10 ²²	0,3740	0,80	1,2	1,2

Tableau III-4 : Paramètres du transistor « THC302 ».

Les courbes ont été graduées en fonction de la fréquence réduite définie par :

$$\left[\hat{\omega} = \frac{L^2}{\mu_0 V_p} \omega \right]$$

Qui relie au paramètres « K » par :

$$K = \sqrt{-j\omega} \frac{1 - \frac{2V_p}{LE_0} f(X_L, X_0)}{2.g(X_L, X_0)}$$

Les différents paramètres qui interviennent dans les figures de variations de [Yij] sont d'une part les tensions de polarisation dont l'effet est représenté par les paramètres X₀ et X_L tel que :

$$X_0 = 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g}{V_p}} \quad \text{et} \quad X_L = 1 - \sqrt{\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p}}$$

Les figures (III-47), (III-48), (III-49) et (III-50) représentent la variation des paramètres [Yij] dans le cas du modèle linéaire (petits signaux) ou la mobilité des électrons constante pour différentes valeurs de la tension de drain « V_d » (de X_L) avec une tension de grille constante (X₀ = 0,8 V). Les résultats reportés ici ne présentent aucune limitation en fréquence.

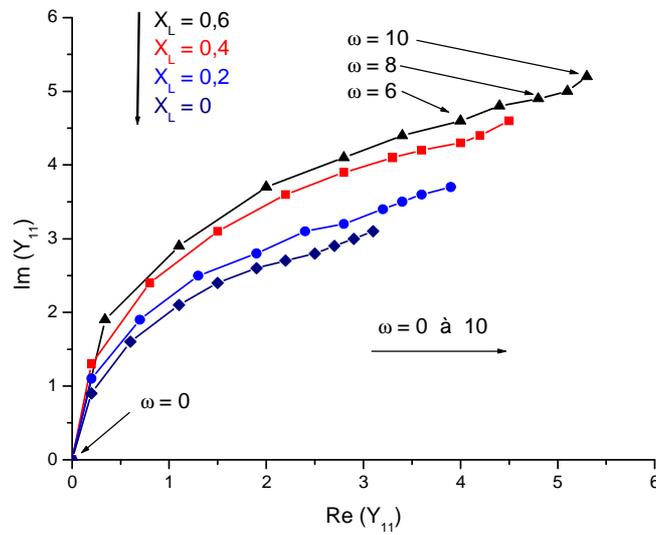


Figure III-47 : Variation fréquentielle d'admittance normalisées Y_{11}
Cas de mobilité constante avec $X_0 = 0,8$ et « ω » varie de 0 à 10.

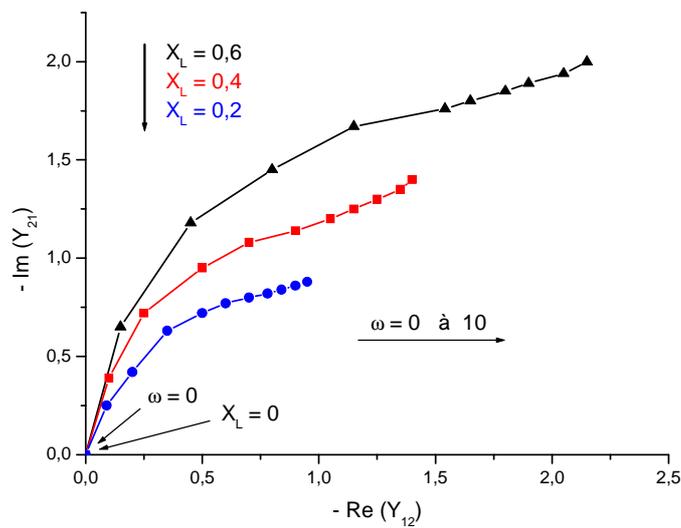
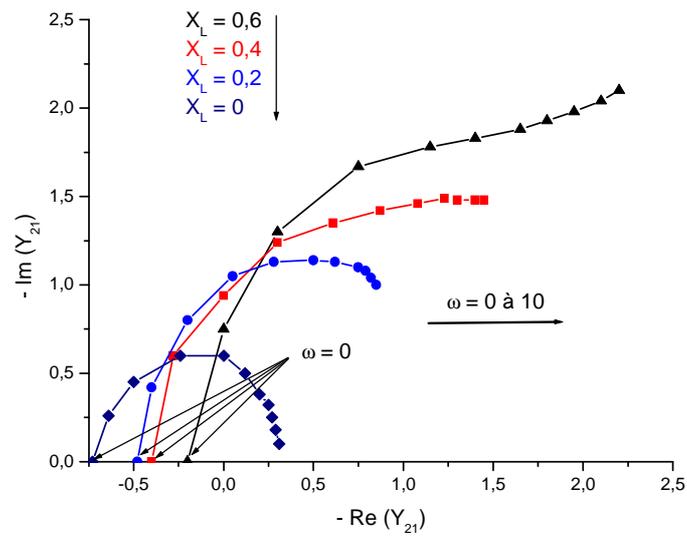
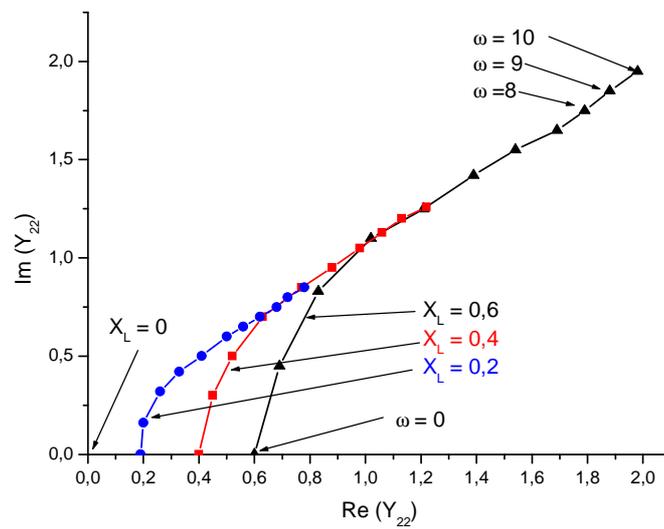


Figure III-48 : Variation fréquentielle d'admittance normalisées Y_{12}
Cas de mobilité constante avec $X_0 = 0,8$ et « ω » varie de 0 à 10.



**Figure III-49: Variation fréquentielle d'admittance normalisées Y_{21} .
Cas de mobilité constante avec $X_0 = 0,8$ et « ω » varie de 0 à 10.**



**Figure III-50 : Variation fréquentielle d'admittance normalisées Y_{22}
Cas de mobilité constante avec $X_0 = 0,8$ et « ω » varie de 0 à 10.**

- **Effet de la mobilité variable**

L'effet de réduction de la mobilité se trouve particulièrement mis en évidence dans la figure (III-48) qui correspond à un rapport ($V_p / L.E_s = 1$). On constate par rapport au cas de mobilité constante une diminution prononcée des parties réelles et imaginaires de l'admittance de sortie « Y_{22} » et trans-admittances de transfère « Y_{12} » et « Y_{21} ». Alors l'admittance d'entrée « Y_{11} » est sensiblement réduite par cet effet.

En hautes fréquences, la diminution d'une part du module de « Y_{21} » et d'autre part le peu de sensibilité à la réduction de mobilité de la partie réelle de l'admittance d'entrée « Y_{11} » entraîneront une dégradation du gain en puissance d'autant plus marquée que cet effet de réduction est important.

En régime de saturation les valeurs des admittances [Y_{ij}] sont déterminées dans l'hypothèse de saturation parfaite caractérisée par la valeur d'un paramètre « X_L » vérifiant l'équation suivante :

$$\frac{\partial Id}{\partial X_L} = 0$$

Cela signifie qu'en régime de saturation les admittances « Y_{12} » et « Y_{21} » sont nulles, puisqu'on néglige l'effet de modulation de la longueur du canal sous l'effet de la tension de drain. Quand au deux paramètres « Y_{11} » et « Y_{21} », on observe les mêmes évolutions que celles relevées avant la saturation. Ainsi, l'effet de réduction des paramètres admittances [Y_{ij}] constatée avant la saturation, ce qui entraîne toujours une dégradation des performances en hautes fréquences.

III. 3.2) Variation des paramètres [Y_{ij}] en fonction de la fréquence

Sur les figures (III-49), (III-50), (III-51) et (III-52) nous avons présenté l'évolution des paramètres admittances [Y_{ij}] en fonction de la fréquence. Nous remarquons sur ces figures que les parties imaginaires évoluent comme la pulsation « ω » alors que les parties réelles sont sensiblement constantes aux basses fréquences (Y_{12} , Y_{21}) ou évoluent comme le carré de la fréquence (Y_{12} , Y_{21}) ; ceci est en bon accord avec ce qui était prédit par les expressions (II-209) et (II-212).

Par la comparaison avec les résultats expérimentaux, nous constatons que l'accord est satisfaisant jusqu'à « 7 GHz » ; au-delà de cette fréquence l'écart entre les résultats théoriques et celles de l'expérience commencent à être remarquable. On conclut que la validité de ce modèle analytique est limitée pour les basses fréquences ($f \leq 7$ GHz).

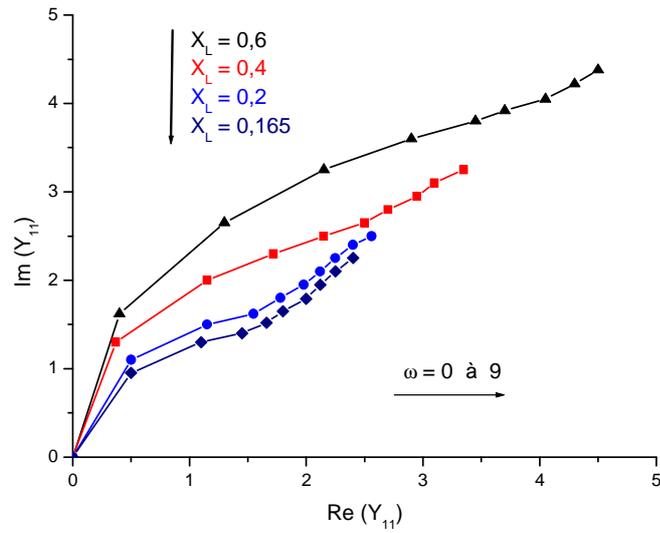


Figure III-51 : Variation fréquentielle d'admittance normalisées Y_{11}
Cas de mobilité variable avec $X_0 = 0,8$ et « ω » varie de 0 à 9.

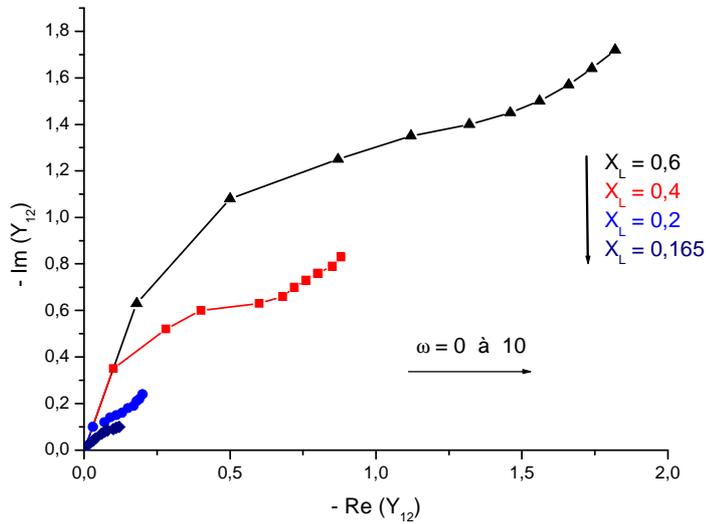


Figure III-52 : Variation fréquentielle d'admittance normalisées Y_{12}
Cas de mobilité variable avec $X_0 = 0,8$ et « ω » varie de 0 à 10.

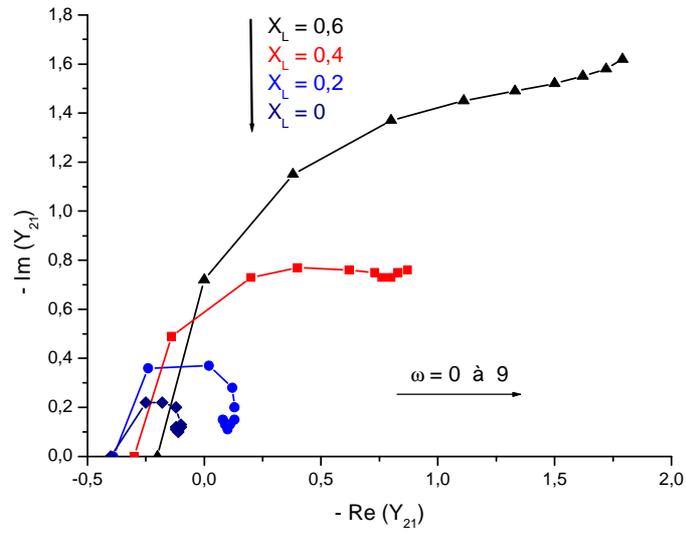


Figure III-51 : Variation fréquentielle d'admittance normalisées Y_{21}
Cas de mobilité variable avec $X_0 = 0,8$ et « ω » varie de 0 à 9.

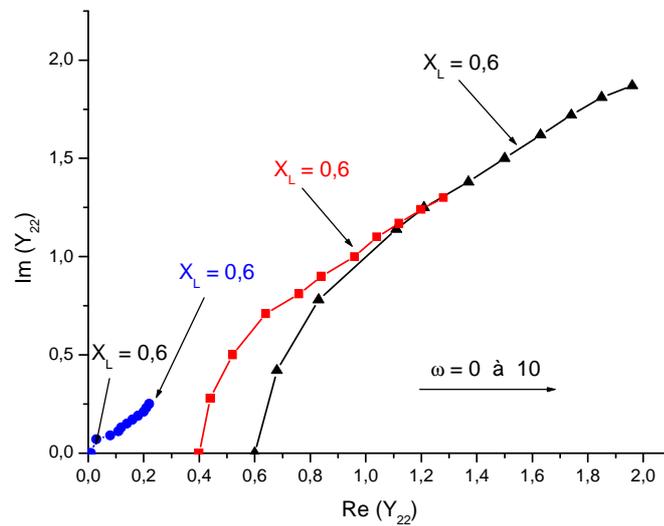


Figure III-53 : Variation fréquentielle d'admittance normalisées Y_{21}
Cas de mobilité variable avec $X_0 = 0,8$ et « ω » varie de 0 à 10.

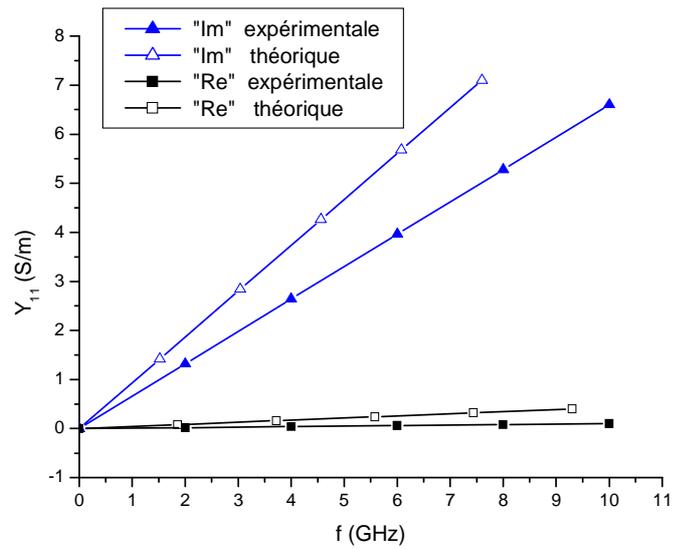


Figure III-55 : Variation de paramètre Y_{11} en fonction de la fréquence.
Avec $V_{gs} = -1,0$ V et $V_{ds} = 1,5$ V.

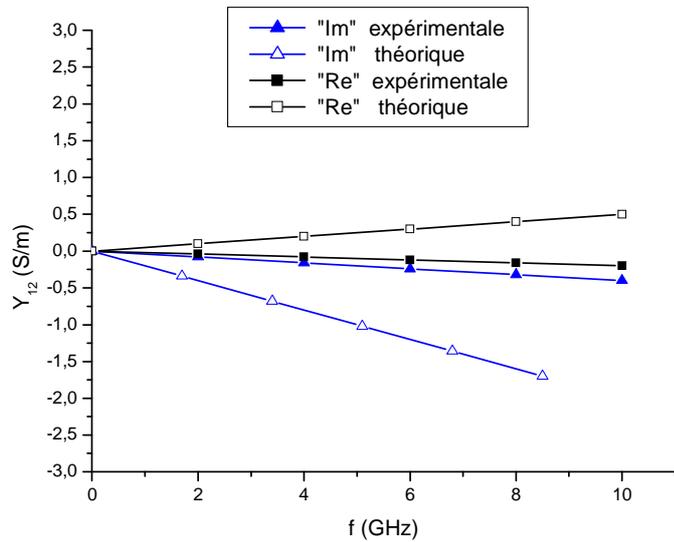


Figure III-56 : Variation de paramètre Y_{12} en fonction de la fréquence.
Avec $V_{gs} = -1,0$ V et $V_{ds} = 1,5$ V.

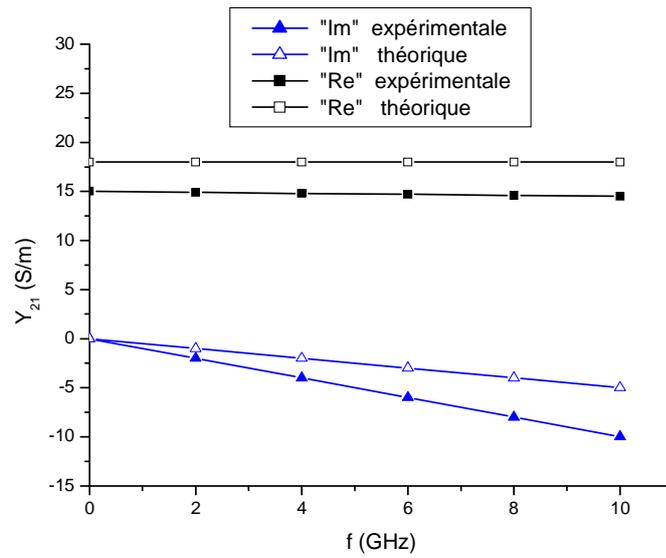


Figure III-57 : Variation de paramètre Y_{21} en fonction de la fréquence.
 Avec : $V_{gs} = - 1,0$ V et $V_{ds} = 1,5$ V.

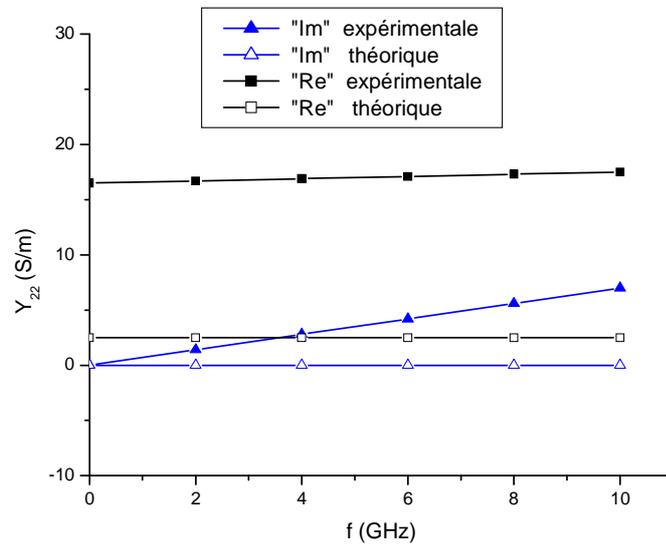


Figure III-58 : Variation de paramètre Y_{22} en fonction de la fréquence.
 Avec : $V_{gs} = - 1,0$ V et $V_{ds} = 1,5$ V.

III. 3.3) Détermination des différents éléments du schéma équivalent

Pour déterminer les différents éléments du schéma équivalent du transistor, les parties réelles et imaginaires des paramètres $[Y_{ij}]$ sont calculées à partir des expressions (II-198) à (II-201) par la méthode des séries pour le transistor « THC302 ».

La dépendance en fréquence de ces éléments du circuit équivalent déterminer dans cette voie est représentée sur les figures (III-59), (III-60) et (III-61). Comme on peut le remarquer tous ces éléments sont indépendants de la fréquence au moins jusqu'à « 5 à 10 GHz ». Ceci signifie que le modèle proposé et le schéma équivalent décrit correctement le comportement dynamique du transistor « THC302 » à ces tensions de polarisation ($V_{ds} = 1,5 \text{ V}$ et $V_{gs} = -1,0 \text{ V}$) dans cette gamme de fréquence.

Par conséquent le schéma équivalent proposé de la figure (II-8) est valide. Et les éléments constituant le circuit intrinsèque sont regroupés dans le tableau (III-5).

C_{gd} [10^{-11} F/m]	C_{gs} [10^{-11} F/m]	R_i [$10^{-3} \Omega/\text{m}$]	g_{m0} [s /m]	τ [10^{-13} s]	C_{ds} [10^{-11} F/m]	g_{ds} [s /m]
3,32	0,52	3,08	11,75	3,52	1,10	23

Tableau (III-5) : Eléments du schéma équivalent avec « $V_{ds} = 1,5 \text{ V}$ et $V_{gs} = -1,0 \text{ V}$ » pour le transistor « THC 302 ».

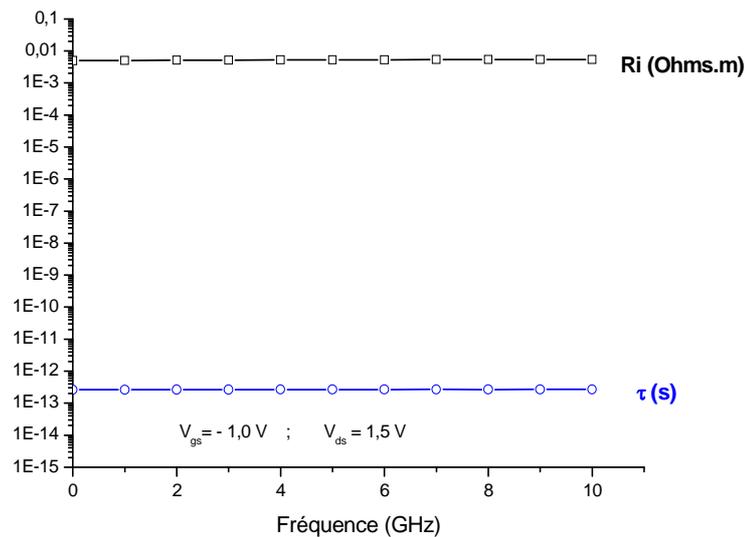


Figure III- 59 : Variation des éléments « R_i » et « τ » du schéma équivalent en fonction de la fréquence.

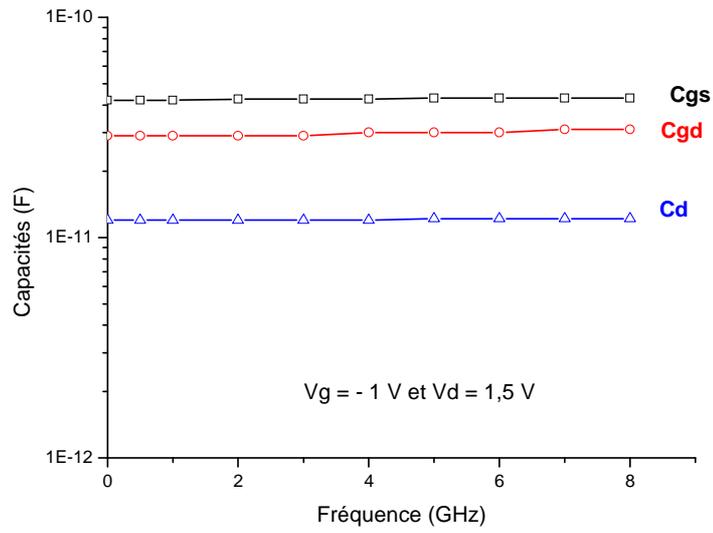


Figure III- 60 : Variation des capacités « C_{gs} », « C_{gd} » et « C_d » du schéma équivalent.

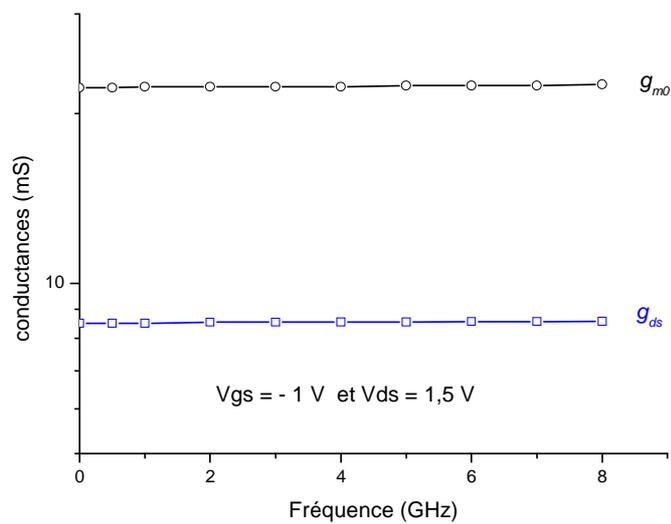


Figure III- 61 : Variation des conductances « g_{m0} » et « g_{ds} » du schéma équivalent.

Conclusion générale

Conclusion générale

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

D'autre part nous avons proposé un autre modèle analytique qui décrit le comportement dynamique de la zone active du composant, en tenant compte dans cette analyse le calcul des paramètres de la matrice admittance $[Y_{ij}]$ en fonction des éléments constitutifs du schéma équivalent ainsi que leur dépendance en fréquence.

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

Dans le premier chapitre, nous avons présenté une synthèse bibliographique des composants à effet de champ. Après avoir rappelé la structure métal semiconducteur, on a présenté les principales propriétés physiques du contact redresseur de type Schottky. Ensuite, on a exposé en détaille la structure et le principe de fonctionnement des composants à effet de champ de type « JFET, MESFET, MOSFET et HEMT » dans les différents régimes de fonctionnement. Les phénomènes limitatifs, effets thermiques, effets de piégeage, effets d'avalanche et les nouvelles structures d'amélioration des performances du composant MESFET GaAs ont été précisés. Enfin, les propriétés physiques et électriques du matériau semiconducteur arséniure de gallium « GaAs » ont été aussi présentés en détaille.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté tout d'abord les différents modèles qui existent dans la littérature pour l'étude du transistor MESFET GaAs. Ensuite, nous avons développé dans la première partie un modèle analytique non linéaire de l'ensemble des caractéristiques statiques du composant, en précisant les différentes hypothèses de départ pour obtenir les expressions mathématiques des propriétés I-V et C-V du composant. L'originalité du modèle est la résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson par la technique de Green, et la prise en considération des effets des paramètres physiques et géométriques et les éléments parasites. Enfin nous avons présenté une étude sur quelques paramètres importantes dans la modélisation du MESFET GaAs : la transconductance, la conductance de drain, les capacités grille source et grille drain et la fréquence de coupure.

La deuxième partie du chapitre est consacrée à la modélisation du comportement dynamique de la zone active du transistor MESFET GaAs, après avoir précisé les différentes hypothèses de départ, nous avons présenté tout d'abord le système d'équations différentielles non linéaires qui définit le régime dynamique du transistor. Deux méthodes de résolution de ce système d'équations ont été utilisées : la méthode de développement en séries est utilisée pour les basses fréquences, et la méthode des fonctions asymptotiques pour les hautes fréquences. Ensuite, nous avons déterminé les expressions mathématiques des paramètres admittances $[Y_{ij}]$ du MESFET GaAs. Et enfin on a représenté le composant par son schéma équivalent dans les deux régimes fréquentiels : linéaire et non-linéaire.

Au troisième chapitre, nous avons présenté l'étude numérique du composant avec la mise au point d'un logiciel de simulation. Les caractéristiques statiques courant tension « I-V », capacité tension « C-V », la conductance de drain « g_d », la transconductance « g_m » et fréquence de coupure « f_c » ont été obtenues pour différentes structures de MESFET GaAs. Une comparaison théorie-expérience montre le bien fondé de la méthode. Les caractéristiques dynamiques du transistor ont été aussi présentées. Les variations des différents éléments de la matrice admittance $[Y_{ij}]$ en fonction de la fréquence ont été obtenues et comparées avec celles de l'expérience.

Nous pensons que ce travail de modélisation et de simulation des caractéristiques statiques et dynamiques du transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium dit MESFET GaAs est une étude importante qui prend en compte les phénomènes physiques spécifiques à ce composant et permet d'avoir des expressions mathématiques simplifiées, ces dernières sont bien adaptées au traitement numérique, et seront utilisées pour la conception assistée par ordinateur des circuits logiques et analogiques à base de ce composant.

Annexes

Annexe A**Détermination de la composante de courant qui est due au signal d'excitation :**

Le courant du canal s'écrit :

$$I(x,t) = q.Nd.Z.\mu_0.a \left[1 - \sqrt{\frac{U(x,t)}{Vp}} \right] \frac{1}{1 + \frac{1}{E_0} \frac{\partial U(x,t)}{\partial x}} \frac{\partial U(x,t)}{\partial x} \quad \text{A-1}$$

En régime variable, on a :

$$I(x,t) = Id + i(x,t)$$

$$U(x,t) = \varepsilon(x,t) + U_0(x)$$

En explicitant I (x, t) et U (x, t) dans (A-1)

$$Id + i(x,t) = q.Nd.Z.\mu_0.a \left[1 - \sqrt{\frac{U_0(x) + \varepsilon(x,t)}{Vp}} \right] \frac{1}{1 + \frac{1}{E_0} \left(\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x} \right)} \left(\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x} \right)$$

.

... A-2

En utilisant le développement de TAYLOR :

$$(Id + i(x,t)) \left[1 + \frac{1}{E_0} \left(\frac{\partial U_0(x)}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x} \right) \right] = q.Nd.Z.\mu_0.a \left[1 - \sqrt{\frac{U_0(x) + \varepsilon(x,t)}{Vp}} \right] \left(\frac{\partial U_0(x)}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x} \right)$$

.

... A-3

En divisant les deux membres sur $\left(1 + \frac{1}{E_0} \frac{\partial U_0(x)}{\partial x} \right)$

$$(Id + i(x,t)) \left[1 + \frac{\frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x}}{1 + \frac{1}{E_0} \frac{\partial U_0}{\partial x}} \right] = A \left[\frac{1 - \sqrt{\frac{U_0(x)}{Vp}}}{1 + \frac{1}{E_0} \frac{\partial U_0(x)}{\partial x}} \right] \left(\frac{\partial U_0(x)}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x} \right)$$

$$-A \left[\frac{\frac{\varepsilon(x,t)}{2U_0(x)} \sqrt{\frac{U_0}{Vp}} \frac{\partial U_0}{\partial x}}{1 + \frac{1}{E_0} \frac{\partial U_0}{\partial x}} \right] - \frac{AVp \sqrt{\frac{U_0}{Vp}} \frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x}}{4U_0 \sqrt{\frac{U_0}{Vp}} \frac{\partial U_0(x)}{\partial x}} \quad \dots \quad \text{A-4}$$

Avec : $A = q.\mu_0.Z.Nd.a$

En implicite Id par sa valeur, l'expression (A-3) devient :

$$[Id + i(x,t)] \left[1 + \frac{\frac{1}{E_0} \frac{\partial \mathcal{E}(x,t)}{\partial x}}{1 + \sqrt{\frac{U_0(x)}{Vp}}} \right] Id = Id \left[1 + \frac{\frac{\partial \mathcal{E}(x,t)}{\partial U_0(x)} - \frac{\frac{\mathcal{E}(x,t)}{2U_0(x)} \sqrt{\frac{U_0(x)}{Vp}}}{1 - \sqrt{\frac{U_0(x)}{Vp}}} \right] \dots \text{A-4}$$

$$i(x,t) \cdot \left[1 + \frac{\frac{\partial \mathcal{E}(x,t)}{\partial x}}{E_0 + \frac{\partial U_0(x,t)}{\partial x}} \right] + Id \frac{\frac{\partial \mathcal{E}(x,t)}{\partial x}}{E_0 + \frac{\partial U_0(x,t)}{\partial x}} = Id \frac{\frac{\partial \mathcal{E}(x,t)}{\partial U_0(x)} - Id \frac{\frac{\mathcal{E}(x,t)}{2U_0(x)} \sqrt{\frac{U_0(x)}{Vp}}}{1 + \sqrt{\frac{U_0(x,t)}{Vp}}} \dots \text{A-5}$$

On négligeant : $\frac{1}{E_0} \frac{\partial \mathcal{E}(x,t)}{\partial x}$ devant l'unité, l'expression précédente devient :

$$i(x,t) = Id \left[\frac{\partial \mathcal{E}(x,t)}{\partial U_0(x)} \left(1 - \frac{1}{1 + E_0 \frac{\partial x}{\partial U_0(x,t)}} \right) - \frac{\frac{\mathcal{E}(x,t)}{2U_0(x)} \sqrt{\frac{U_0(x)}{Vp}}}{1 - \sqrt{\frac{U_0(x)}{Vp}}} \right] \dots \text{A-9}$$

Annexe B

Détermination de l'équation différentielle de la conservation du flux de courant.

Lorsqu'on change la tension appliquée aux bornes d'une jonction, la différence de potentiel électrostatique V change aussi, ce qui entraîne une variation de la charge ainsi qu'une modification du champ électrique. La densité du courant associé à cette variation s'écrit :

$$J = -\frac{dQ}{dt} = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad \dots \quad \text{B-1}$$

La capacité de transition est définie comme :

$$C_T = \frac{dQ}{dV}$$

La variation de la tension $\varepsilon(x,t)$ est reliée à la variation du champ par :

$$\frac{d\varepsilon(x,t)}{dE} = -h(x) \quad \dots \quad \text{B-3}$$

Où : $h(x)$ est l'épaisseur qui relié à la capacité de transition C_T .

D'autre part la densité du courant qui traverse l'élément de surface « dS » est donnée par :

$$j = \frac{-dI}{dS} \quad \text{Avec : } dS = Z \cdot dx \quad \dots \quad \text{B-4}$$

D'après ces équations on trouve :

$$\frac{dI}{dx} = \frac{\varepsilon \cdot Z}{h(x)} \frac{d\varepsilon(x,t)}{dt} \quad \dots \quad \text{B-5}$$

Annexe C

Etablissement du système d'équations différentielles décrivant le comportement dynamique du transistor MESFET :

En effet, d'après l'expression B-5 :

$$\frac{di(x,t)}{dx} = Z \sqrt{\frac{q.Nd.\epsilon}{2U_0(x)}} \frac{d\mathcal{E}(x,t)}{dt} \quad \dots \quad \text{C-1}$$

En régime alternatif sinusoïdal de pulsation ω , on a :

$$\frac{\partial \mathcal{E}(x,t)}{\partial t} = j\omega \mathcal{E}(x,t) \quad \dots \quad \text{C-2}$$

Donc :
$$\frac{di(x,t)}{dx} = Z \sqrt{\frac{q.Nd.\epsilon}{2U_0(x)}} j\omega \mathcal{E}(x,t) \quad \dots \quad \text{C-3}$$

En prenant la dérivé des deux membres et en utilise la variable réduite $X = 1 - \sqrt{\frac{U_0(x)}{V_p}}$, on

trouve :
$$\partial X = \frac{-\partial U_0(x)}{2\sqrt{U_0(x)}} \quad \dots \quad \text{C-4}$$

Ainsi on à :

$$Id = \frac{AX}{1 + \frac{1}{E_0} \frac{\partial U_0(x)}{\partial x}} \frac{\partial U_0(x)}{\partial x} \quad \dots \quad \text{C-5}$$

D'où :
$$\frac{\partial U_0(x)}{\partial x} = \frac{Id}{AX - \frac{Id}{E_0}} \quad \dots \quad \text{C-6}$$

D'après C-4 on peut écrire :

$$\frac{\partial X}{\partial x} = \frac{-Id}{AX - \frac{Id}{E_0}} \frac{1}{2\sqrt{V_p U_0(x)}} \quad \dots \quad \text{C-7}$$

On à aussi :

$$\frac{\partial i(x,\omega)}{\partial x} = -\frac{\partial i(X,\omega)}{\partial X} \frac{Id}{AX - \frac{Id}{E_0}} \frac{1}{2V_p(1-X)} \quad \dots \quad \text{C-8}$$

D'après l'expression (C-3), on écrit :

$$\frac{\partial i(X, \omega)}{\partial X} = -Z \sqrt{\frac{qNd\varepsilon}{2U_0(x)}} j\omega\varepsilon(X, \omega) \left(AX - \frac{Id}{E_0} \right) \frac{2Vp}{Id} (1-X) \quad \dots \quad \text{C-9}$$

$$\text{Ou encore : } \frac{\partial i(X, \omega)}{\partial X} = -Z \sqrt{2qNd\varepsilon} \sqrt{Vp} j\omega\varepsilon(X, \omega) A \left(X - \frac{Id}{AE_0} \right) \frac{1}{Id} \quad \dots \quad \text{C-10}$$

En introduisant l'expression de K^2 , on obtient la première équation différentielle

$$\frac{\partial i(X, \omega)}{\partial X} = -K^2 \frac{Id}{Vp} \left(X - \frac{Id}{AE_0} \right) \varepsilon(X, \omega) \quad \dots \quad \text{C-11}$$

On a aussi :

$$i(x, t) = Id \left[\frac{\partial \varepsilon(x, t)}{\partial U_0(x)} \left(1 - \frac{1}{1 + E_0 \frac{\partial x}{\partial U_0(x)}} \right) - \frac{\varepsilon(x, t) \sqrt{\frac{U_0(x)}{Vp}}}{1 - \sqrt{\frac{U_0(x)}{Vp}}} \right] \quad \dots \quad \text{C-12}$$

Ou encore :

$$\begin{aligned} i(X, \omega) &= Id \left[\frac{\partial \varepsilon(x, t)}{\partial U_0(x)} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{AE_0}{Id} \left(X - \frac{Id}{AE_0} \right)} \right) - \frac{\varepsilon(X, \omega)}{2VpX(1-X)} \right] \quad \dots \quad \text{C-13} \\ &= \frac{Id}{2VpX(1-X)} \left[-\frac{\partial \varepsilon(X, \omega)}{\partial X} \left(X - \frac{Id}{AE_0} \right) - \varepsilon(X, \omega) \right] \end{aligned}$$

D'après l'expression de $\frac{\partial i(X, \omega)}{\partial X}$ on a :

$$i(X, \omega) = \frac{Id}{2VpX(1-X)} \left[\frac{\partial^2 i(X, \omega)}{\partial X^2} \frac{Vp}{K^2 Id} \right] \quad \dots \quad \text{C-14}$$

Enfin, on obtient la deuxième équation différentielle.

Annexe D

Etablissement de système de type Strume-Liouville.

L'équation (II-) s'obtient en considération un changement de variable de type :

$$H(x) = \frac{\varepsilon(X, \omega)}{B(X)} \quad \dots \quad \text{D-1}$$

Et conduite au système :

$$\begin{cases} \frac{\partial H(X)}{\partial X} = C(X).i(X, \omega) \\ \frac{\partial i(X, \omega)}{\partial X} = j\omega H(X) \end{cases} \quad \dots \quad \text{D-2}$$

$$\text{Avec : } C(X) = \frac{2VPA^2}{\mu_0 Id^2} X(1-X) \quad \dots \quad \text{D-3}$$

En exprimant $\frac{\partial i(X, \omega)}{\partial X}$ au moyen de du système d'équation (D-2), on obtient une équation différentielle du deuxième ordre, suivant la méthode indiquée par SCHELKUNOFF. En introduisant les changements de variables (II-) et (II-) en obtient :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial U^2} - \frac{K'}{K} \frac{\partial H}{\partial U} - H = 0 \quad \dots \quad \text{D-4}$$

$$\text{Avec : } K' = \frac{\partial K}{\partial U}$$

L'équation différentielle en courant est donnée par :

$$\frac{\partial^2 i(X; \omega)}{\partial X^2} - j\omega c(X).i(X, \omega) = 0 \quad \dots \quad \text{D-5}$$

Cette équation devient après le changement de variable :

$$\frac{\partial^2 i(X; \omega)}{\partial X^2} - \frac{K'}{K} \frac{\partial i(X, \omega)}{\partial U} - i(X, \omega) = 0 \quad \dots \quad \text{D-6}$$

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] W. Schokley « A unipolar field effect transistor », Proc IEEE, Vol 40, 1952.
- [2] C. A Mead « Schottky barrier gate field effect transistor », Proc IEEE, Vol 54, 1966.
- [3] W W.Hooper and W.L.Lehrer « An epitaxial GaAs field effect transistor », Proc.IEEE, Vol 55, 1967.
- [4] H. Mathieu « Physique des semiconducteurs et des composants électroniques », 4^{ème} Edition, Masson, Paris 1998.
- [5] S. M. Sze « semiconductor devices physics and technology »
Edi J. Willy and sons, New York 1985.
- [6] O. Baunnaud « composant à semiconducteur de la physique du solide aux transistors », ellipses. France 2006.
- [7] S. M. Sze, « physic of semiconductor devices », Ed. INC. J.Willy et Sons, New York 1981.
- [8] S. Khemissi « modélisation et simulation des transistors MESFEDT GaAs », Mémoire de magister, Université Mentouri de Constantine 2003.
- [9] N. Dubuc « modélisation électrothermique de transistors MESFET Sic et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haute rendement», Thèse de doctorat Université de Limoges, France 2003.
- [10] Z. Ouarch « Caractérisation et modélisation des effets de pièges et thermiques des transistors à effets de champ sur AsGa. Application à la simulation de la dynamique lente des circuits non-linéaires microondes », Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France 1999.
- [11] A. Siligaris « modélisation grand signal de MOSFET en hyperfréquences : application à l'atude des non-linéarités des filtres SOI », Thèse de Doctorat, Université de Lille, France 2004.
- [12] C. Azizi « Le transistor hyperfréquence à effet de champ à l'arséniure de gallium : modèle mathématique pour la conception assisté par ordinateur des circuits non linéaire ».thèse doctorat d'état, Univ Paul Sabatier, Toulouse, France 1981.
- [13] T. Gasseling « Caractérisation non linéaire avancée de transistors de puissance pour la validation de leur modèle CAO » Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France 2003.
- [14] A. Siligaris « Modélisation grande signal de MOSFET en hyperfréquences : application à l'étude non linéaire des filtres SOI » Thèse de Doctorat, Université de Lille, France 2004.
- [15] R. Khelil « Étude d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension et bruit basses fréquences en température », Thèse de Doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, France 2003.

- [16] R. Gupta, S K. Aggarwal, M. Gupta, R.S. Gupta, « Analytical non-linear charge control model for InAlAs/InGaAs/InAlAs double heterostructure high electron mobility transistor (DH-HEMT) », *Solid-State Electronics*, N 49, pp 167–174, 2005.
- [17] M Lazaro, I. Santamaria, C. Pantaledn « A smoth and derivable large signal model for microxave HEMT transistor » *ISCAS 2000 - IEEE International Symposium on Circuits and Systems*, May 28-31, Geneva, Switzerland, 2000
- [18] C-S. Cheng, Y-J. Shih, H-C. Chiu « A modified Angelov model for InGaP/InGaAs enhancement-and depletion-mode pHEMTs using symbolic defined device technology », *Solid-State Electronics*, Vol 50, pp 254–258, 2006.
- [19] A. LALOUE « Modélisation non linéaire distrubée des transistor à effet de champ: application à l’analyse de la stabilité des transistors et des caractéristiques en bruit dans les circuits MMIC » Thèse de doctorat, Université de Limoges, France 2001.
- [20] C Charbonniaud « Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l’amplification de puissance micro-onde » Thèse de doctorat, Université de Limoges, France 2005.
- [21] Y.Ohno, and All « Surface states effects on GaAs FET electrical performance », *IEEE Tran. El. Dev.* Vol 46, N°1, 1999.
- [22] A. Wakabayashi, Y.Mitani, K.Horio « Analysis of gate-lag phénoména in recessed-gate GaAs MESFET’s », *IEEE Tran. El. Dev.* Vol 49, N° 1, 2002.
- [23] K.Shenai, R.W.Dutton « cannel buffer interface phenomena in GaAs MESFET’s fabricated by molecular beam epitaxie », *IEEE Tran. El. Dev.* Vol 35, N° 5, 1988.
- [24] H.Wong and All « On the température variation of thereshold voltage of GaAs MESFET », *IEEE Tran. El. Dev.* Vol 35, N°7, 1992.
- [25] J.R.Tellez, T.A.Mediavilla, A.Tazon « Characterisation thermal and frequences distorsion effects in GaAs MESFET devices », *IEEE Tran. M.T.T.* Vol 49, N°7, 2001.
- [26] K. Friche, H. Hartnagel, R. Schutz et al, « A New GaAs Technology for stable FETs at 300°C », *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 10, No 12, pp. 577, 1989.
- [27] F.H. Shoucair et P.K. Ojala, « High-Temperature Electrical characteristics of GaAs MESFETs 25-400°C », *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 39, No 7, p. 1551, 1992.
- [28] C Lungli, T M Barton, R E Miles « Avalanche breakdown and surface deep level trap effect in GaAs MESFET’s », *IEEE Tran. Elec Dev.* Vol 39, N° 2, 1992.
- [29] Y. SAIDI « Propriétés statique et dynamique du MESFET GaAs », Thèse de Doctorat d’état Université Mentouri de Constantine 2004.
- [30] A. Belhatem « Contribution à l’étude des propriétés statiques du MESFET GaAs »

Thèse de Magister Université de Constantine 1990.

[31] S. Amourache « Modélisation et caractérisation non- linéaire des transistors à effet de champ à barrière Schottky à l'arséniure de gallium MESFET GaAs »

Thèse de Magister Université de Constantine 1999.

[32] S. Nakajima, and All « High performance GaAs MESFET with advanced LDD structure for digital analogue and microwave application », IEEE Tran. El. Dev, Vol 16, N°1, 1999.

[33] J. Graffeuil, I. Odegeron « Application des MESFET's GaAs », Edition Eyrolles 1984.

[34] O. Jardel « Contribution a la modélisation des transistors pour l'amplification de puissance aux fréquences micro-ondes » Thèse de doctorat, Université de Limoges, France 2008.

[35] D. K. Ferry « Gallium Arsenide Technology », Volume II, Edi Howard W. Sams and Company, Indiana, 1990.

[36] http://www.cnam.fr/elau/publi/algani/image/ELEC202_CNAM_8_2008.Pdg , 2008.

[37] K. Shenai, R. W. Dutton « Low field electron transport mechanism in GaAs MESFET » IEEE Trans Elec Dev, Vol 35, N°5, 1988.

[38] J. Han, "Electron Transport Characteristics of Sub-100 Nanometer GaAs MESFETs", Journal of the Korean Physical Society, Vol. 42, pp. 297- 301, 2003.

[39] D Bocon-Gibon « Modèle analytique et schéma équivalent du FET GaAs », Acta electronica, Vol 23, N° 2, 1980.

[40] C. Azizi, J Graffeuil, P Rossel « Le MESFET GaAs analyse et modèle de fonctionnement avec la grille en polarisation directe », Revue de physique appliquée, Vol 16 , 1983.

[41] M.S.Shur « Analytical model of GaAs FET's », IEEE Tran. El. Dev, Vol 32, N° 1, 1985.

[42] M. Kaddour, A. Gharsallah, A. Gharbi, H. Baudrand « Analysis and design criteria for traveling-wave MESFET », Solid-State Electronics, Vol 48, pp 253–257, 2004.

[43] K Kunihiro and Y Ohno « A large signal equivalent circuit model drain –lag phenomena in HJFET's », IEEE Tran Ele Dev, Vol 43, N° 9 1996.

[44] B.L.Ooi, M.S.Leong, P.S.Kooi « A novel approach for determining the GaAs small-signal equivalent circuit elements », IEEE Tran. El. Dev, Vol 45, N° 12, 1997.

[45] W. Henrich « Distributed equivalent circuit model for traveling-wave FET design », IEEE Trans Microw Theory Tech, Vol 35, No5, pp 487–491, 1987.

[46] R. L. Kuvas, « Equivalent circuit model of FET including distributed gate effects », IEEE Electron Dev, Vol 27, No 6, pp 1193 1195, 1980.

[47] S.Nowden et Pantoja « Quasi two dimensions MESFET simulation for CAD », IEEE Tran Elec Dev, Vol 36, N° 9, 1989.

- [48] H. Tran and All « A new two dimensional analysis of short channel delta doped GaAs MESFET », IEEE Tran Elec Dev. Vol 39, N° 9, 1992.
- [49] B. Janiguez and All « Modeling and simulation of signal and multiple gate 2-D MESFETs ». IEEE Tran Elec Dev, Vol 46, N° 8 1999.
- [50] S. Jit, S. Morarka, S. Mishra “A 2-D model for the potential distribution and threshold voltage of fully depleted short-channel ion-implanted silicon MESFET’s”, journal of semiconductor technology and science, Vol 5, No 3, pp 173-181, 2005.
- [51] T. H. Shen, M. S. Shur « Analytical models of GaAs FET’s », IEEE Trans elec Dev, Vol 28, No 1, pp 18- 28, 1985.
- [52] A. Baric, P. J. McNally, « A simple one-dimensional model for the explanation and analysis of GaAs MESFET behavior », IEEE Trans on Education, Vol 41, No 3, pp 219- 223, 1998.
- [53] S. P. Chin, G. Y. We « A new two dimensional model for the potential distribution of short gate length MESFET’s and its applications », IEEE Tran. Elec Dev, Vol 39, N°8, pp 1928-1937, 1992.
- [54] S.P.Chin, G.Y.We « A new I-V model for short gate length MESFET’s », IEEE Tran. Elec Dev, Vol 40, N° 4, pp 712- 720, 1993.
- [55] S. P. Murray, K. P. Roenker, « an analytical model for SiC MESFETs », Solide State Electronics, Vol 46, pp 1495- 1505, 2002.
- [56] C. Jacoboni, P. Lugli, « The Monte Carlo method for semiconductor devicesimulation », Vienna, Austriac Springer- Verlag 1989.
- [57] B. Marir, M. Benabbas, D. Bajon, H. Baudrand, « New tow-dimensional approach for determining depletion layer profile in field effect transistors », Electronics lettrs, Vol 27, No 19, pp 1762- 1763, 1991.
- [58] C. S. Chang, H. R. Fetterman « An analytic model for HEMTs using new velocity field dependence», IEEE Trans Elec Dev, Vol 34, N° 11, pp 1465, 1987.
- [59] C. S. Chang, D. Y. Day « Analytical theory for current- voltage characteristics and field distribution of GaAs mesfet’s », IEEE Trans Elec Dev, Vol 36, N° 5 , pp 269, 1989.
- [60] K. M. Shin, D. P. Klemer, J. I. Lion « Current voltage characteristics of submicrometre GaAs MESFET’s with nonuniform channel doping profils », Solid State Electronics, Vol 35, N° 11, pp 1639- 1644, 1992.
- [61] A Di Carlo, Pietro Regoliosi, and All « Thermal resistance measurement of GaAs MESFETs by means of photocurrent spectrum analysis and comparison with simulations », Semicond. Sci. Technol, Vol 20, pp 135–139, 2005.

- [62] P. Godts, D. Depreeuw, E. Constant et J. Zimmermann « Méthode générale de modélisation du transistor à effet de champ à hétérojonction », *Revue Phys. Appl*, Vol 24, pp 151-170, 1989.
- [63] N. Merabtine, S. Amourache, Y. Saidi, M. Zaabt, C. Kenzai, « New non-linear model to determine C_{gs} and C_{gd} capacities MESFET », *Semiconductor Physics Quantum Electronics*, Vol 6, No 3, pp 404- 410, 2003.
- [64] A. Giorgio, A. G. Perri, « An improved C-V mode of GaAs MESFETs for CAD of high speed circuits and broadband amplifiers », 5th European GaAs and related III-V compounds applications symposium, Bologna, Italy, 1997.
- [65] B. Redy, F. N. Trofimenkoff « FET high frequency analysis » *Proc IEEE*, Vol 113, N 11, pp 1755, 1966.
- [66] M. Abramowitz, I. A. Stegun « Handbook of mathematical function » Ch 19, P 686 ; Dover publication New York, 1970.
- [67] Y. A. Khalaf « Systematic optimization technique for MESFET modeling », Doctor of Philosophy thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University 2000.
- [68] N Taibi, S Taibi « Pratique Fortran », Edition Berti 1991.
- [69] M Ain « Savez vous parler Fortran ? » Edition Boeck Wesmael Bruxelles 1993.
- [70] S. Khemissi, N Merabtine, M. Zaabat, C. Kenzai-Azizi, Y. Saidi « Influence of physical and geometrical parameters on electrical properties of short gate GaAs MESFET's » *Semiconductor Physics Quantum Electronics and Optoelectronics*, Vol 9 N°2 pp 34- 39, 2006.
- [71] N Merabtine, S. Khemissi, M. Zaabat, C. Kenzai-Azizi, « Accurate numerical modeling of GaAs MESFET current-voltage characteristics », *Semiconductor Physics Quantum Electronics and Optoelectronics*, Vol 7 N°4 pp 389- 394, 2004.
- [72] N Merabtine, S Khemissi, C Kenzai-Azizi, « Simulation bidimensionnelle des caractéristiques I-V du transistor MESFET GaAs », *Sciences et technologie A*, N°22, pp 69- 74. 2004.
- [73] S Khemissi, N Merabtine, C Kenzai-Azizi, « Influence des paramètres technologiques sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET GaAs à grille courte », *Sciences et technologie B*, N°24, pp 31- 36, 2005.

العنوان: النمذجة اللاخطية للمركبات ذات الأثر الحقلي

ملخص:

تندرج هذه الدراسة ضمن إطار نمذجة ومحاكاة صمامات العبور ذات الأثر الحقل بزرنينغ الغاليوم MESFET GaAs.

بعد مراجعة قصيرة لأهم الخصائص الفيزيائية لصمام شوتكي وللمركب النصف ناقل زرنينغ الغاليوم، استعرضنا تركيبه ومبدأ تشغيل صمامات العبور من نوع JFET, MESFET, MOSFET, HEMT, كما تطرقنا إلى أهم الظواهر الفيزيائية المتحكمة في عملها.

بعد ذلك قمنا بصياغة نموذج لاخطي لكل من الخصائص السكونية والحركية لصمام العبور MESFET GaAs بقناة متجانسة الحقن، حيث اعتمدنا في الأول على التوزيع الثنائية للشحنة في المنطقة الفعالة للترانزستور، مع إدراج آثار العناصر الطفيلية وكذلك مختلف الأبعاد الفيزيائية والتكنولوجية. وفي الثاني قدمنا نموذجاً رياضياً تناولنا فيه الخصائص الحركية للمنطقة الفعالة، كما قمنا بتقديم الدارة المكافئة للمركبة، وكذلك تحديد عناصرها بالإضافة إلى حساب أبعاد مصفوفة القبولية.

وفي الأخير أنشأنا برنامج محاكاة اعتماداً على العبارات الرياضية المحسوبة سابقاً، حيث قُدمت النتائج المحققة ونوقشت على ضوء بعض المقارنات الموجودة في المراجع.

إن أهمية هذه الدراسة تتمثل في الجمع بين التفسير المقبول للظواهر الفيزيائية وبساطة العبارات الرياضية من جهة، وتحقيق نتائج مقبولة مقارنة مع النتائج التجريبية من جهة أخرى، مما يسهل استعمالها في دراسة مختلف الدارات الإلكترونية التي تعتمد على مثل هذه المركبات.

الكلمات المفتاحية:

صمام العبور MESFET GaAs، الخصائص السكونية، والخصائص الحركية.

Title: Nonlinear Modelling of the Field Effect Devices

Abstract:

The work of this thesis falls within the framework of modelling and simulating of the Gallium Arsenide Metal semiconductor field effect transistors called "GaAs MESFET with submicron gate.

After having recalled the physical properties of the Schottky diode and the gallium arsenide semiconductor material "GaAs, we have presented the structure and the operating principle of the field effect component « JFET, MESFET, MOSFET and HEMT », and the physical phenomena that govern their performance.

As for the transistor «GaAs MESFET» with homogeneous channel doping, we have elaborated a non-linear analytical model of static properties of the component, taking into account the two-dimensional distribution of the electric field under the load space, and also the effect of parasitic elements and specific physical parameters to this component. Then a mathematical modelling of the dynamic behaviour of the transistor active zone has been developed, as well as a presentation of its equivalent scheme and the determination of the parameters of the admittance matrix $[Y_{ij}]$.

Finally, we have finished this work by establishing a software simulation based on the analytical expressions obtained above. The obtained results have been presented, discussed and compared with those of the existing experience in the literature.

This study is important given the obtained results, the simplicity of mathematical expressions and it will be used in the study of computer-aided design "CAD" of logic and analogical circuits based on GaAs MESFET.

Keywords: Transistor GaAs MESFET, non-linear modelling static characteristics, dynamic characteristics.

Titre : Modélisation non linéaire des composants à effet de champ

Résumé :

Le travail de ce mémoire rentre dans le cadre de la modélisation et la simulation des transistors à effet de champ à barrière Schottky à l'arséniure de gallium dit « MESFET GaAs » à grille submicronique.

Après avoir rappelé brièvement les propriétés physiques de la diode Schottky et du matériau semiconducteur arséniure de gallium « GaAs », nous présentons la structure et le principe de fonctionnement des composants à effet de champ « JFET, MESFET, MOSFET et HEMT », ainsi que les phénomènes physiques qui régissent leurs performances.

Pour un transistor « MESFET GaAs » avec un canal à dopage homogène, nous avons élaboré un modèle analytique non-linéaire des propriétés statiques du composant, en prenant en compte la distribution bidimensionnelle du champ électrique sous la zone de charge d'espace, ainsi que l'effet des éléments parasites et des paramètres physiques spécifiques à ce composant. Ensuite une modélisation mathématique du comportement dynamique de la zone active du transistor a été développée, ainsi que une présentation de son schéma équivalent et la détermination des paramètres de la matrice admittance $[Y_{ij}]$.

Enfin, nous terminons ce travail par établissement d'un logiciel de simulation basé sur les expressions analytiques obtenues précédemment. Les résultats obtenus ont été présentés, discutés et comparés avec ceux de l'expérience existante dans la littérature.

Cette étude est importante au vu des résultats obtenus, la simplicité des expressions mathématiques, et sera utilisée dans l'étude de la conception assistée par ordinateur des circuits logiques et analogiques à base du MESFET GaAs.

Mots clés : Transistor MESFET GaAs, modélisation non-linéaire, caractéristiques statiques, caractéristiques dynamiques.