

**République Algérienne Démocratique et Populaire**

**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA  
RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITÉ MENTOURI DE CONSTANTINE  
FACULTÉ DES SCIENCES DE L'INGÉNIEUR**

**Département d'Electronique**

N° d'ordre :

Série :

**Mémoire**

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister  
En Electronique

**OPTION**

Systemes Microélectroniques et Matériaux

Par

**KADDECHE Mourad**

**THEME**

**ETUDE DES EFFETS DU FIELD PLATE SUR LES  
CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DES  
TRANSISTORS HEMTs A BASE DE GaN**

Soutenu le : / / 2008

Devant le jury :

<u>Président:</u>	Mr S. SAHLI	Prof. à l'Université de Constantine
<u>Rapporteur:</u>	Mr A. TELIA	Prof. à l'Université de Constantine
<u>Examineurs:</u>	Mme T. BOUCHEMAT	Prof. à l'Université de Constantine
	Mme F. BENABDELAZIZ	Prof. à l'Université de Constantine

## Remerciement

Ce travail a été effectué au laboratoire microsysteme et instrumentation L.M.I, proposé et dirigé par Mr **A.TELIA**, qu'il trouve ici l'expression de mes vifs remerciements ainsi que mes sincères salutations pour m'avoir accordé sa confiance et pour m'avoir aider a surmonte toutes les difficultés personnel ou bien celle que j'ai rencontré durant l'élaboration de ce travail. Ainsi, je le remercie pour sa gentillesse, sa disponibilité et ses précieux conseils scientifiques

Je tiens à remercier mon enseignant Mr **S. SAHLI** pour m'avoir fait l'honneur d'être le président de ce jury, J'espère que, avec ces qualités et sa compétence, ce travail porte ses empreintes et je le remercie vivement pour sa gentillesse et ses précieux conseils scientifiques durant notre formation.

Que Mme **T. BOUCHEMAT** trouve ici le témoignage de ma grande gratitude, je la remercie d'avoir accepté d'examiner ce mémoire et de participer à ce jury.

Mes vifs remerciements à Mme **F.BENABDELAZIZ** pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de faire partie du jury et de juger ainsi la qualité de ce travail.

Il m'est agréable de remercier Mme **S. REBIAI** ainsi que Mr **M. BOUCHEMAT** pour leurs sympathies ainsi que leurs gentillesses et leurs qualités humaines et j'espère qu'ils trouvent ici mes profondes salutations.

Un grand merci pour toutes personnes qui ont contribuées de près ou de loin à l'achèvement de ce travail et de ma promotion.

# SOMMAIRE

# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	<b>1</b>
<b><u>Chapitre I</u></b>	
<b>Le nitrure de gallium en applications aux transistors à haute mobilité</b>	
<b>I.1 Introduction</b>	<b>3</b>
<b>I.2 Caractéristiques du Nitrure de Gallium</b>	<b>3</b>
I.2.1 Le Nitrure de Gallium	3
I.2.2 Les propriétés structurales	3
I.2.3 Les propriétés électroniques du GaN	4
I.2.4 Les propriétés électriques du GaN	5
I.2.4.1 La polarisation	5
I.2.4.1.a. La polarisation spontanée	5
I.2.4.1.b La polarisation piézoélectrique	6
<b>I.3 Hétérostructure AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub></b>	<b>7</b>
<b>I.4 Champ critique ou champ de claquage</b>	<b>9</b>
<b>I.5 Les transistors à effet de champ</b>	<b>10</b>
I.5.1 Les MESFET	10
I.5.2 Les HEMTs	12
I.5.2.1 Structure physique d'un transistor HEMT	12
I.5.2.2 Principe de fonctionnement	14
<b>I.6 Le phénomène d'avalanche dans les FETs</b>	<b>15</b>
I.6.1 Le phénomène d'avalanche	15
I.6.2 L'ionisation par impact	16
I.6.3 Avalanche standard : zone de pincement	16
I.6.4 Influence des effets de l'état de surface sur l'avalanche	18
<b>I.7 Calcul du potentiel et du champ électrique</b>	<b>19</b>
<b>I.8 Calcul de la densité de charge dans l'hétérojonction AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub></b>	<b>22</b>
<b>I.9 Calcul de la concentration <math>n_s</math> dans le canal</b>	<b>24</b>
<b>I.10 Le FP-HEMT</b>	<b>24</b>
I.10.1 Historique	24
I.10.2 Etudes du Field Plate « l'électrode de champ » avec différents topologies	25
<b>I.11 Conclusion</b>	<b>29</b>
<b>Modélisation du potentiel et du champ électrique</b>	
<b><u>Chapitre II</u></b>	
<b>Dans les structures HEMT et FP-HEMT</b>	
<b>II.1 Introduction</b>	<b>30</b>
<b>II.2 Modélisation analytique du potentiel et du champ électrique dans les HEMTs AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub></b>	<b>31</b>
II.2.1 Structure HEMT conventionnelle «sans Field plate»	31
II.2.2 Structure FP- HEMTs «avec Field Plate»	35
<b>II.3 Distribution du potentiel et du champ électrique par résolution numérique</b>	<b>38</b>
II.3.1 Méthodes de résolution des problèmes aux limites	38

II.3.2	Equation aux dérivées partielles	38
II.3.2.1	Position du problème	38
II.3.2.2	Expression des dérivées partielles	39
II.3.2.3	Conditions aux limites de Dirichlet et de Neumann	40
II.3.2.4	Discrétisation de la structure	42
II.3.2.5	Calcul numérique du champ électrique et du potentiel	42
<b>II.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>44</b>
<b>Chapitre III</b>	<b>Distribution du potentiel et du champ électrique</b>	
	<b>- Résultats et Interprétations</b>	
<b>III.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>45</b>
<b>III.2</b>	<b>Résultats et interprétations</b>	<b>45</b>
III.2.1	Simulation du champ électrique et du potentiel dans les HEMTs AlGa <sub>N</sub> /Ga <sub>N</sub>	45
III.2.1.1	Structure HEMT conventionnelle « sans Field Plate »	45
III.2.1.1.1	La distribution du potentiel V en fonction de la distance Source-Drain	46
III.2.1.1.2	La distribution du champ électrique E en fonction de la distance Source-Drain	47
III.2.1.1.3	Calculs numériques du champ électrique et du potentiel	49
III.2.1.1.3.1	La distribution du potentiel V suivant la distance Source-Drain	49
III.2.1.1.3.2	La distribution du champ électrique E en fonction de la distance Source-Drain pour différentes tensions de polarisation $V_d$	50
III.2.1.2	Etudes des HEMTs avec Field Plate «FP-HEMT » AlGa <sub>N</sub> /Ga <sub>N</sub>	52
III.2.1.2.1	Structure étudiée	52
III.2.1.2.2	La distribution du Potentiel V en fonction de la distance Source- Drain	52
III.2.1.2.3	La distribution du champ électrique E suivant la distance Source-Drain	54
III.2.1.2.4	Effet de la position géométrique de grille « Lsg » sur le champ électrique E	55
III.2.1.2.5	Effet de la longueur du Field Plate sur le champ électrique E	56
III.2.1.2.6	Influence de l'épaisseur de la couche d'isolant sur le champ E	57
III.2.1.2.7	Influence de la tension de drain sur le champ électrique E	58
III.2.1.2.8	Effet de l'épaisseur de l'isolant sur le champ électrique E à grandes tensions de polarisation $V_d$ ( $V_d=250V$ )	59
III.2.1.2.9	Effet de la tension de grille sur le champ électrique E	60
III.2.1.2.10	Variation du champ électrique E en fonction à $V_d = 250V$ et $V_g = -20V$ pour différentes épaisseurs de l'isolant	61
<b>III.3</b>	<b>Conclusion</b>	<b>62</b>
	<b>CONCLUSION GENERALE</b>	<b>63</b>
	<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>64</b>

# INTRODUCTION GENERALE

# INTRODUCTION GENERALE

Le développement spectaculaire notamment des communications mobiles, au cours des dernières années, a conduit à une recherche de technologies robustes et fiables, à des coûts relativement raisonnables. Les études développées, dans le cadre de nouveaux marchés militaires et civils, sont à l'origine d'une évolution importante de tous les secteurs d'activités de l'industrie des technologies hyperfréquences utilisant le transistor à effet de champ. Ainsi, pour une utilisation aux hautes fréquences, il est préférable que le type de porteurs responsables de l'effet transistor soit celui présentant les meilleures propriétés de transport: mobilité, vitesse et coefficient de diffusion.

L'optimisation d'une filière de composants électroniques peut se faire de façon directe, par l'expérience en fabriquant le composant et en faisant varier de façon systématique les différents paramètres pour en évaluer l'effet et déterminer leurs valeurs optimales. Cette procédure s'avère longue et coûteuse. Cependant, la modélisation des effets des différents paramètres des dispositifs HEMT et la compréhension d'un grand nombre de phénomènes physiques et électriques qui limitent leurs performances s'avèrent nécessaires. L'analyse par simulation, avec la possibilité de faire varier les paramètres indépendamment les uns des autres pour les étudier et comprendre leurs influences sur les caractéristiques des structures étudiées afin de les optimiser, est nécessaire.

Les résultats impressionnants obtenus sur des HEMTs à base de l'hétérostructure AlGaIn/GaN ont ouvert la voie à une nouvelle famille de composants de puissance. Cela est dû aux propriétés physiques du matériau GaN (champ électrique de claquage, vitesse de saturation, conductivité thermique) qui en font de lui un matériau de choix pour un grand nombre d'applications de forte puissance et à haute température. De plus, grâce aux propriétés piézoélectriques, mises en œuvre dans les hétérostructures de composant III-N, des densités de porteurs très importantes (supérieures à  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) peuvent être obtenues.

Afin d'améliorer les performances des HEMTs à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN, une nouvelle technologie appelée FP-HEMT «Field plate» ou «overlapping gate» permettant d'atteindre des densités de puissance exceptionnelles, est réalisée.

L'électrode de champ «Field Plate» représente une métallisation au-dessus de la couche de passivation. Elle permet de modifier certaines propriétés électriques du HEMT, éventuellement la distribution du champ électrique au bord de la grille côté drain et la tension d'avalanche. L'effet du «Field Plate» sur le potentiel et le champ électrique peut être analysé par des modèles analytiques. La résolution de l'équation de Poisson dans les différentes couches qui composent la structure nécessite des hypothèses simplificatrices. Cependant, dans les transistors

HEMTs à base de GaN apparaît le phénomène de polarisations spontanée et piézoélectrique, qui ne seront pas négligées et devront être prises en considération. L'analyse de l'effet de la plaque de champ «Field Plate» sur les caractéristiques électriques des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> en adaptant des modèles analytiques, d'une part, et la résolution numérique des équations aux dérivées partielles par la méthode des différences finies d'autre part était l'objectif de ce travail.

Ce mémoire comporte trois chapitres :

Le premier chapitre a été consacré à la description des propriétés du nitrure de gallium, matériau de base pour la réalisation des structures étudiées et à la présentation des différents transistors à effet de champ. Nous avons présenté successivement les MESFETs, les HEMTs, puis, une étude de nouvelles structures appelées FP-HEMT «Field plate» ou «overlapping gate», est effectuée.

Dans le second chapitre, nous présentons le modèle analytique du potentiel et du champ électrique dans le transistor HEMT conventionnel et FP-HEMTs à base d'hétérostructures AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> et une méthode numérique, pour la résolution des équations à dérivées partielles par la méthode des différences finies, est utilisée.

Dans le troisième chapitre, nous présentons les résultats obtenus Dans une première partie, l'étude de la structure HEMT conventionnelle (sans le Field Plate) et en un premier lieu, nous avons adapté un modèle analytique, en posant des hypothèses simplificatrices, pour déduire la distribution du champ électrique et du potentiel. En second lieu, nous avons résolu numériquement par la méthode des différences finies les équations permettant d'avoir la distribution du champ électrique et du potentiel.

La deuxième partie, est consacrée à l'étude des structures FP-HEMT, réalisées en déposant une plaque de champ «Field Plate» après passivation suivant une topologie choisie, où l'étude de la distribution du champ électrique et du potentiel, en tenant en compte les effets de la tension de grille et celle du drain et des paramètres technologiques du Field Plate, est accomplie.

En fin de ce mémoire, nous donnerons une conclusion générale avec les perspectives.

# Chapitre I

## Le nitrure de gallium en applications aux transistors à haute mobilité

## **I.1 Introduction**

Les premiers dispositifs micro-ondes sur GaN ont été des transistors MESFETs dont la structure est simple à réaliser du point de vue procédé de fabrication. Cependant, et compte tenue de la faible hauteur effective de la barrière Schottky, le MESFET n'était pas la structure optimale pour des applications à tensions élevées. Les hétérostructures de type AlGaIn/GaN sont alors apparues plus intéressantes, parce qu'elles ont l'avantage de présenter de fortes mobilités électroniques associées à de fortes densités de porteurs et une hauteur de barrière Schottky plus importante. Les éléments III-Nitrides permettent la réalisation d'hétérostructures d'une grande stabilité. Particulièrement le nitrure de gallium GaN, du fait de sa grande bande interdite, présente un champ de claquage élevé (supérieur à  $3 \times 10^6$  V/cm, c'est à dire 7 fois supérieur à celui du GaAs) [1], autorisant des tensions de polarisation à de fortes températures de fonctionnement. La grande vitesse de saturation des porteurs permet d'obtenir des courants très importants à des fréquences de travail élevées. Les résultats obtenus sur des HEMTs AlGaIn/GaN ont ouvert la voie à une nouvelle famille de composants de puissance [2-4].

L'objectif de ce chapitre est de présenter les caractéristiques du GaN et les différents transistors à effet de champ.

## **I.2 Caractéristiques du Nitrure de Gallium**

### **I.2.1 Le Nitrure de Gallium**

Le GaN présente la particularité d'être un matériau pyroélectrique et piézoélectrique. Cette spécificité permet de réaliser des transistors HEMT de type AlGaIn/GaN dont la densité d'électrons à l'interface peut aisément dépasser  $1.5 \times 10^{13}$  cm<sup>-2</sup> sans dopage intentionnel de la barrière AlGaIn [1]. De plus, les propriétés remarquables du GaN, telles que sa bande interdite large et directe (3.44 eV), sa grande stabilité thermique et ses très bonnes propriétés mécaniques et physiques, le rendent un matériau intéressant en vue d'applications en opto et microélectronique. En effet, les caractéristiques propres du matériau GaN en font un candidat de choix pour les applications hautes puissances et hautes fréquences avec en particulier un champ de claquage très important.

### **I.2.2 Les propriétés structurales**

Les éléments III-Nitrides peuvent cristalliser suivant deux formes différentes : Le polytype thermodynamiquement stable c'est la structure wurtzite (hexagonale). Le polytype thermo dynamiquement métastable donc la structure zinc blende (cubique). Elles sont obtenues

en choisissant des conditions de croissance adaptées. Nous présentons ici les deux structures cristallographiques et les constantes de maille de chacune des deux phases du GaN.

Les paramètres de maille du GaN comparés à d'autres matériaux à base de nitrures sont présentés sur le tableau I-1 [5] où l'indice '0' correspond à la maille équilibrée non contrainte à la température ambiante.

Matériaux	Idéal	AlN	GaN	InN
$a_0$ (Å)	-	3.112	3.189	3.54
$c_0$ (Å)	-	4.982	5.185	5.705
$c_0/a_0$ (exp)	-	1.6010	1.6259	1.6116
$c_0/a_0$ (cal)	1.6330	1.6190	1.6336	1.6270
$u_0$	0.375	0.380	0.376	0.377

Tableau I-1 : Paramètres de la maille wurtzite pour les éléments III-V à 300K

### I.2.3 Les propriétés électroniques du GaN

Le nitrure de gallium est un semiconducteur à large gap direct de 3.44eV, ce qui permet aux dispositifs à base de GaN, tels que les HEMTs, de supporter un champ électrique interne en moyenne cinq fois supérieur que celui du Si et du GaAs. Sa tension de claquage élevée qui est supérieure à 50V (elle est de l'ordre de 30V pour le GaAs) est un attribut souhaité pour les applications de haute puissance [6].

Les propriétés électroniques du matériau GaN sont montrées sur le tableau I-2 comparées avec d'autres semiconducteurs usuellement utilisés [6, 7] :

Matériaux	Si	GaAs	SiC	GaN
Constante diélectrique	11.9	13.1	9.7	9.0
Energie du gap (eV)	1.12	1.43	3.3	3.45
Champ de claquage (MV/cm)	$0.3 \times 10^6$	$0.4 \times 10^6$	$2 \times 10^6$	$>2.5 \times 10^6$
Vitesse de saturation (cm/s)	$1 \times 10^7$	$2 \times 10^7$	$2.0 \times 10^7$	$2.2 \times 10^7$
Mobilité électronique (cm <sup>2</sup> /V.s)	1500	8500	800	1250
Conductivité thermique (W/cm.K)	1.5	0.46	4.9	1.7

Tableau I-2 : Propriétés électroniques du GaN comparées à d'autres matériaux utilisés

## I.2.4 Les propriétés électriques du GaN

### I.2.4.1 La polarisation

La présence d'un champ de polarisation spontanée et piézoélectrique est l'une des propriétés physiques originales des composés semiconducteurs III-N de structure wurtzite, crû par épitaxie le long de la direction  $\langle 0001 \rangle$ , qui a des conséquences pour les applications électroniques. L'importance de la polarisation totale dans les composés nitrures présente un grand intérêt comparativement à d'autres semiconducteurs composés III-V tel que le GaAs.

#### I.2.4.1.a La polarisation spontanée

Compte tenue de l'électronégativité, que possède l'azote par rapport aux autres éléments du groupe V tels que le gallium et l'indium, lui permet d'attirer plus fortement vers lui les électrons dans la liaison Ga-N. Le nuage électronique ne sera plus symétrique et le barycentre des charges électriques ne sera plus situé au centre des deux atomes (Ga, N). On dit d'une telle liaison qu'elle est polarisée car elle agit comme si elle possédait un pôle positif et un pôle négatif. Ce même effet existe pour le GaAs et InP de structure zinc blende mais relativement faible parce que leurs liaisons ioniques sont faibles. L'atome de gallium associé aux quatre atomes d'azote voisins forment des dipôles (figure I-1) tel que [8]. :

$$\sum_{i=1}^4 \vec{P}_i = \vec{P}_{SP} \quad (I-1)$$

Il y a apparition d'une succession de dipôles orientés dans la direction  $\langle 0001 \rangle$  et création d'un champ électrique dans le sens opposé à cette polarisation, le matériau possède ainsi une polarisation suivant l'axe  $c$ . A contrainte nulle, une polarisation spontanée  $P_{SP}$  existe, mentionnée dans le tableau I-3 [8].

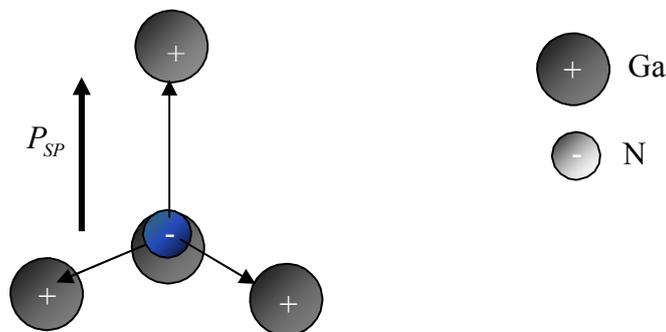


Figure I-1 : Polarisation spontanée dans le GaN

La structure cristalline du GaN possède une symétrie suivant l'axe  $c$  faisant que le gradient de polarisation ( $\nabla \vec{p} = -\sigma = 0$ ) et la densité de charges en volume soient nuls.

Matériaux	AlN	GaN	InN
$c_0/a_0$	1.6010	1.6259	1.6116
$P_{SP} \left( \frac{C}{m^2} \right)$	-0.081	-0.029	-0.032

Tableau I-3 : Effets de la maille non idéale sur la polarisation spontanée dans les matériaux III-nitrides [8].

#### I .2.4.1.b La polarisation piézoélectrique

La polarisation piézoélectrique est due au mécanisme de contrainte présent dans le cristal. C'est à dire si le facteur d'idéalité des mailles  $\frac{c_0}{a_0}$  du matériau GaN a changé suivant un impact extérieur, un changement aura lieu dans la polarisation du cristal à cause de la forte ionisation de la liaison Ga-N. Alors, si une pression est appliquée, les paramètres de la maille idéale  $c_0$  et  $a_0$  changent pour accommoder cette pression, ce qui implique une variation dans la polarisation. Cette dernière, toujours présente dans les cristaux contraints à base de nitrure, est additionnelle à la polarisation spontanée et cette polarisation piézoélectrique est notée  $P_{PZ}$ .

La polarisation piézoélectrique est donnée par la formule suivante [9,10] :

$$p_{pz} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \left( e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad \text{Où :} \quad (\text{I-2})$$

$C_{13}, C_{33}$  : Constantes élastiques.

$e_{33}, e_{31}$  : Coefficients piézoélectriques.

$\varepsilon_{\perp} = \left( \frac{a - a_0}{a_0} \right)$  représente les contraintes assumées dans le plan latérale.

$a_0, c_0$  : Constantes de maille d'un matériau relaxé.

$a$  : Constante de maille d'un matériau contraint.

Le tableau I-4 représente les différents paramètres de la polarisation piézoélectrique pour des matériaux à base de nitrure y compris le GaN [11,12].

Matériaux	AlN	GaN	InN
$e_{31} \left( \frac{C}{m^2} \right)$	-0.60	-0.49	-0.57
$e_{33} \left( \frac{C}{m^2} \right)$	1.46	0.73	0.97
$C_{13} (GPa)$	108	103	92
$C_{33} (GPa)$	373	405	224

Tableau I-4 : Coefficients piézoélectrique calculés pour les semiconducteurs III-V.

Les coefficients sont toujours positifs, tandis que  $e_{31}$  est négatif, donc l'expression  $(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}})$  est négative. Par conséquent, la valeur de la polarisation piézoélectrique est négative pour les couches sous une contrainte extensive ( $a > a_0$ ), et les deux polarisations  $P_{PZ}, P_{SP}$  sont parallèles. Si la contrainte induite est compressive ( $a < a_0$ ) la polarisation piézoélectrique est positive et elle est anti-parallèle avec la polarisation spontanée.

### I.3 Hétérostructure AlGaIn/GaN

L'hétérostructure, ou bien, l'hétérojonction formée par la juxtaposition de deux matériaux dont les largeurs des bandes interdites sont différentes, l'un présentant un large gap « AlGaIn »: et l'autre un plus faible gap « GaN », entraînant la formation d'une discontinuité de la bande de conduction à l'interface ( $\Delta E_c$ ) (figure I.2). Cette structure permet la création d'un gaz d'électrons dans un canal peu dopé favorisant ainsi la montée en fréquence. D'après les règles d'Anderson [13], lors de la jonction de deux matériaux, les niveaux de Fermi s'alignent et le niveau du vide ne pouvant pas subir de discontinuités, il en résulte une discontinuité de la structure de bande d'énergie à l'interface. On se limite ici au cas simplifié d'une hétérojonction idéale où il n'y a pas de charges à l'interface dues, par exemple, à des pièges associés à un désaccord de maille, à une non stoechiométrie ou encore à des impuretés accumulées à l'interface lors de la croissance par épitaxie de l'hétérojonction.

La figure (I.2-a) représente les diagrammes de bandes des deux semi-conducteurs supposés fictivement séparés par un espace infinitésimal suffisant. Le niveau du vide est par contre continu à travers cette séparation. Les deux semiconducteurs sont supposés homogènes (composition, dopage...) et électriquement neutres. Tous les niveaux d'énergie y sont plats [13 - 15] :

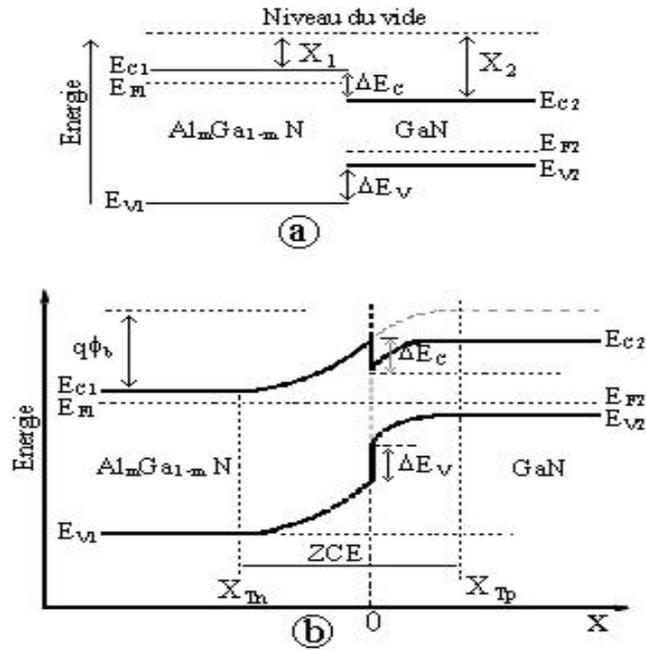


Figure I.2 : Diagramme d'énergie d'une hétérojonction: (a) les deux semi-conducteurs sont séparés par un espace infinitésimal (b) les deux semi-conducteurs sont raccordés.

- $E_0$  = niveau du vide.
- $E_{c1}$  et  $E_{c2}$  = niveaux du bas de bandes de conduction.
- $E_{F1}$  et  $E_{F2}$  = niveaux de Fermi.
- $E_{v1}$  et  $E_{v2}$  = niveaux du haut de bandes de valence.

Les « affinités électroniques » sont les énergies requises pour extraire un électron du bas de la bande de conduction:

$$\chi_1 = E_0 - E_{c1}$$

$$\chi_2 = E_0 - E_{c2}$$

Ce sont des grandeurs intrinsèques caractéristiques des deux matériaux, au même titre que leur « énergie de bande interdite » ou gap :

$$E_{G1} = E_{c1} - E_{v1}$$

$$E_{G2} = E_{c2} - E_{v2}$$

La figure (I.2-b) représente les diagrammes de bande raccordés après avoir « recollé » les deux semiconducteurs formant ainsi une hétérojonction. Les porteurs de charges sont à présent

libres de se redistribuer entre les deux semiconducteurs. Ceux-ci ne forment plus qu'un seul système dont le niveau de Fermi  $E_F$  est constant, puisque nous le considérons à l'équilibre thermodynamique ( $E_F = E_{F1} = E_{F2}$ ). Le niveau du vide étant continu, le bas de bande de conduction doit présenter la même discontinuité que l'affinité électronique :

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2$$

Le haut de la bande de valence doit, par conséquent, présenter une discontinuité complémentaire par rapport à celle du gap :

$$\Delta E_v = \Delta E_G - \Delta E_c$$

Notons que la répartition  $\Delta E_c / \Delta E_v$  est une constante puisqu'elle ne dépend que des affinités électroniques et des gaps des deux matériaux.

Infiniment loin de l'interface, de chaque côté de l'hétérojonction, le diagramme de bande doit tendre asymptotiquement vers chacun des diagrammes initiaux. Cela implique donc que les bandes de conduction et de valence sont courbées au voisinage de l'hétérojonction. Cette courbure de bande et la constance du niveau de Fermi sont assurées par la redistribution des porteurs et la création associée d'une zone de charge d'espace dont les épaisseurs  $x_{Tn}$  et  $x_{Tp}$  de part et d'autre de l'hétérojonction peuvent être obtenues par intégration de l'équation de Poisson.

#### **I.4 Champ critique ou champ de claquage**

Ce paramètre est un des plus importants à prendre en compte pour les performances en puissance d'un transistor. Il traduit en effet la tension maximale de fonctionnement du composant. Cette propriété engendre donc une limitation de la puissance RF. Plus le champ critique est élevé et plus on pourra réaliser des transistors de petites dimensions avec des dopages plus importants. En conséquence, le composant présentera entre autre une transconductance supérieure, un meilleur gain en puissance, des fréquences plus élevées et un meilleur rendement dû aux résistances d'accès plus faibles [16].

## I.5 Les transistors à effet de champ

Tout d'abord, nous proposons une description géométrique et physique des transistors à effet de champ les plus utilisés actuellement. Nous présentons successivement les MESFETs, leurs dérivés les HEMTs et l'étude de nouvelles structures appelée FP-HEMT «Field plate» [17-19] ou «overlapping gate» permettant d'atteindre des densités de puissance exceptionnelles.

### I.5.1 Les MESFET

Les premiers dispositifs réalisés sur semiconducteurs III-V sont apparus vers les années 1970. Il s'agit du transistor à effet de champ à grille Schottky réalisés sur GaAs MESFET (Métal Semi-conducteur Field Effect Transistor). Le remplacement du silicium des premiers FETs par un semiconducteur III-V tel que l'arséniure de gallium (GaAs) [16]. Cette évolution au niveau du matériau a permis l'utilisation des MESFETs aux fréquences microonde. Les progrès technologiques, notamment l'apparition des techniques d'épitaxie, ont permis le développement des dispositifs à hétérojonctions.

Dans la technologie MESFETs auto-alignés, la couche active est directement implantée dans le substrat semi-isolant, la grille en métal réfractaire est déposée. Puis les zones N<sup>+</sup> sont implantées en se servant du métal comme d'un masque pour obtenir deux zones d'accès auto-alignées sur la grille. Il est à noter que tous les MESFETs ne sont pas toujours auto-alignés [16].

La figure I.3 présente une coupe schématique d'un MESFET dans sa version la plus élaborée (implantée, auto-alignée). La structure présentée met en évidence les différentes couches utilisées pour sa réalisation. La couche active est généralement une couche du type N qui repose sur un substrat semi-isolant. Les contacts de source et de drain sont des contacts ohmiques contrairement au contact Schottky de grille.

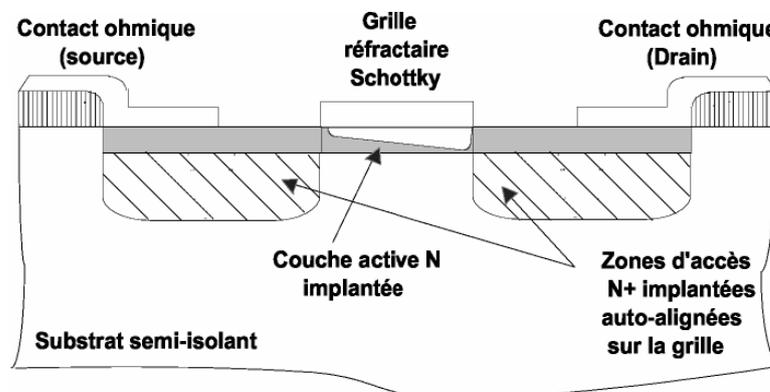


Figure I.3 : Vue en coupe du MESFET GaAs.

Le principe de base du MESFET repose sur les caractéristiques d'une jonction Schottky. Lorsqu'un métal (grille) est mis en contact avec un semiconducteur (SC) de type N, les électrons du semiconducteur au voisinage du métal diffusent dans ce dernier laissant ainsi une zone dépeuplée sous la grille sur une profondeur  $d$ . Perdant des électrons, le semiconducteur devient de plus en plus positif par rapport au métal, ce qui donne naissance à un champ électrique  $E_i$  comme l'indique la figure I.4.

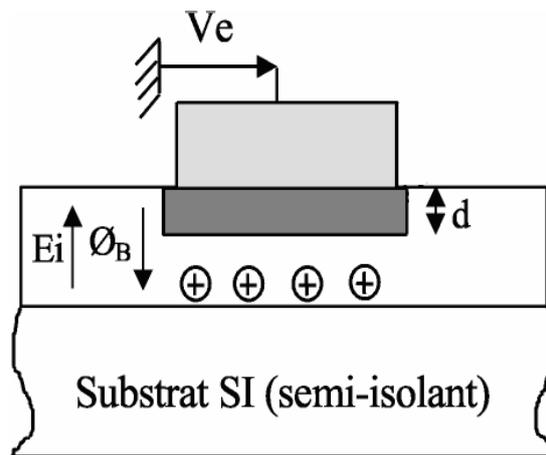


Figure I.4 : Jonction Schottky,  $V_e = 0$  à l'équilibre.

Un équilibre s'établit lorsque le potentiel atteint une valeur  $\phi_B$  appelée hauteur de barrière, par conséquent les électrons ne peuvent plus diffuser dans le métal.

Lorsque l'on applique une tension extérieure  $V_e$  négative entre le métal et le semiconducteur, le champ électrique total augmente entraînant ainsi la reprise du processus de diffusion sur une profondeur  $d' > d$  (figure II.5 a). Un nouvel équilibre s'établit lorsque l'intégrale du champ atteint la valeur  $(-V_e) + \phi_B$  et par conséquent aucun courant ne circule dans le circuit extérieur sauf un courant inverse de saturation de valeur négligeable.

Si la tension  $V_e$  est positive, le champ électrique total ( $E_{ex} - E_{in}$ ) diminue et tend vers une valeur nulle lorsque  $V_e$  atteint  $\phi_B$  (figure I.5 b). L'épaisseur  $d$  diminue et les électrons diffusent du semiconducteur vers le métal donnant naissance à un courant  $I_e$  qui s'exprime par :

$$I_e = I_s \left[ \exp \left( \frac{V_j}{n \times U_T} \right) - 1 \right] \quad (I-3)$$

- $U_T$  est le potentiel thermodynamique (25 mV à 300 °K),
- $n$  est le facteur d'idéalité de la diode compris entre 1 et 2,

- $V_j$  est la tension intrinsèque appliquée à la jonction.

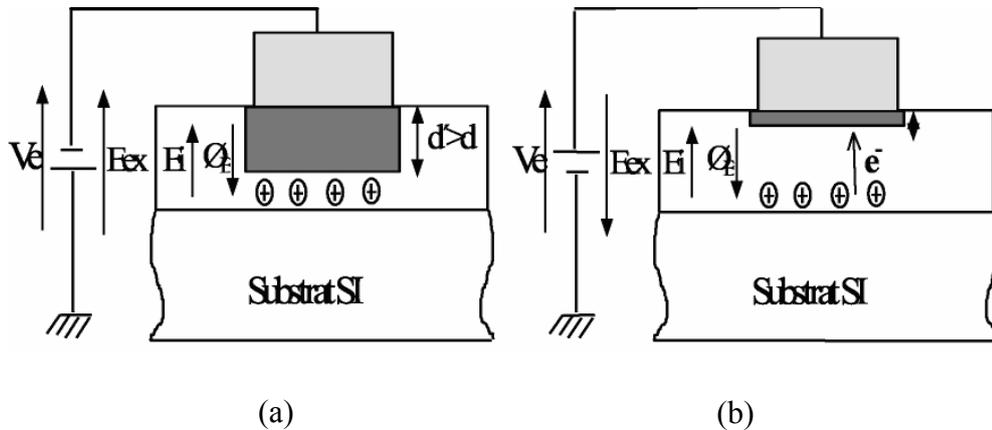


Figure I.5 (a) :  $V_g < 0$ , équilibre à  $(-V_g) + \Phi_B$ , (b):  $V_g > 0$ , diffusion des électrons.

## I.5.2 Les HEMTs

Le transistor HEMT (*High Electron Mobility Transistor*) (figure I-6) est un composant dont le fonctionnement est proche du MESFET. La différence est que le HEMT utilise une hétérojonction, c'est-à-dire une jonction entre des matériaux semiconducteurs ayant des bandes d'énergie différentes. Ainsi, les électrons constituant le courant drain-source dans un semiconducteur non-dopé ont un temps de transit très faible, ce qui permet des performances en fréquence remarquables. La structure favorable aux applications hautes fréquences ainsi que l'utilisation de matériaux à grand gap de forte conductivité thermique, tel que le GaN par exemple, font de ce composant un candidat très intéressant pour les applications de puissance micro-ondes.

### I.5.2.1 Structure physique d'un transistor HEMT

La structure d'un HEMT est constituée essentiellement de trois matériaux différents: le substrat, un matériau à large bande interdite et un matériau à plus faible bande interdite. Comme nous l'avons vu précédemment, c'est la jonction de ces deux derniers matériaux qui conduit à la formation d'un gaz d'électrons à l'interface, modulé par la tension appliquée au composant.

L'autre phénomène caractéristique du fonctionnement d'un HEMT, outre l'existence d'un gaz d'électrons, est la jonction Schottky créée par la jonction métal de grille et semiconducteur du substrat.

La figure I.6 [20], présente la structure de base d'un HEMT. Nous donnerons ensuite quelques explications sur les différents éléments de ce composant.

- Substrat : Le GaN n'est pas à ce jour disponible à faible coût et en grande taille; les substrats de nitrure de gallium sont encore très peu utilisés. Nous avons donc recours à des substrats de matériaux différents, sur lesquels peut s'opérer la croissance d'une couche de cristaux de nitrure de gallium. Les matériaux les plus utilisés sont actuellement le saphir, le silicium et le carbure de silicium.

- Couche tampon : également appelée buffer. Cette couche se constitue du matériau de plus faible largeur de bande interdite, dans notre cas il s'agit du nitrure de gallium. C'est dans ce matériau, dans la partie supérieure de la couche, que va se former le gaz bidimensionnel d'électrons.

- L'espaceur: cette couche, appelée aussi spacer, est réalisée à partir du matériau de plus large gap, dans notre cas il s'agit du nitrure de gallium-aluminium AlGaN. Ce film non intentionnellement dopé affiche une épaisseur de quelques nanomètres et permet de réduire les interactions électrons-donneurs entre le gaz d'électrons et la couche dopée. Cette zone est soumise à un compromis ; en effet, plus elle est épaisse, plus la mobilité des électrons dans le canal augmente associée à une plus faible densité de charges. Au contraire, plus l'espaceur est fin et plus la densité de charges disponibles dans le canal augmente induisant une plus faible résistance de source, une transconductance et une densité de courant plus grandes.

- Couche donneuse: elle représente une épaisseur de quelques nanomètres de matériau à grand gap AlGaN dopé. La concentration d'aluminium peut varier de 20% à 30% environ. Une zone déplétée se forme dans cette couche au niveau de la jonction Schottky de grille ainsi qu'aux abords de l'hétérojonction.

- Cap layer: la couche superficielle, appelée cap layer, produit de bons contacts ohmiques de drain et de source. Cette fine couche de nitrure de gallium permet également de réduire les résistances d'accès. Pour obtenir une bonne jonction Schottky de grille, un recess complet de cette épaisseur doit être réalisé sous le contact de grille.

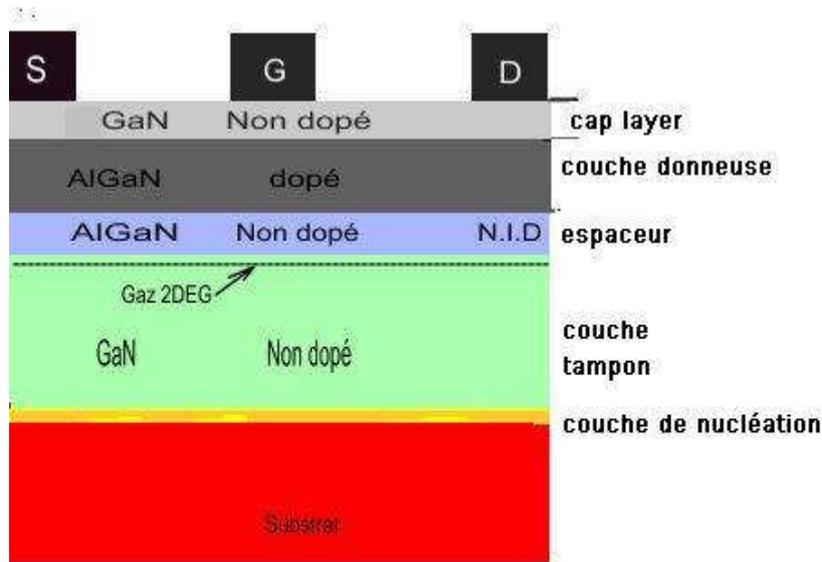


Figure I-6 : structure physique de base d'un HEMT.

Cette structure possède une couche d'AlGaN. En raison des contraintes appliquées à cette couche, un phénomène de polarisation piézoélectrique et spontanée considérable est observé, entraînant un accroissement de la densité de porteurs dans le gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface AlGaN/GaN. Or, nous savons que la mobilité des porteurs diminue quand leur concentration augmente. En conséquence, des structures non dopées sont également étudiées présentant une grande mobilité.

### I.5.2.2 Principe de fonctionnement

Comme tous les transistors à effet de champ à grille Schottky de type MESFET, l'idée de base du HEMT est le contrôle du courant drain-source par l'action électrostatique d'une électrode de commande dénommée "grille". A l'équilibre thermodynamique les niveaux de Fermi s'alignent. Le principe de conservation des paramètres physiques de part et d'autre de l'hétérojonction implique la formation d'une courbure de bandes de conduction et de valence entraînant la formation d'un puit de potentiel dans le matériau à petit gap «GaN» où les électrons provenant de la couche donneuse «AlGaN» s'accumulent (figure I.7). Ce transfert de porteurs, s'il est favorisé par un potentiel de grille approprié, provoque la circulation dans un plan

parallèle à l'hétérojonction d'un courant de gaz d'électrons bidimensionnel. Le gaz d'électrons étant situé dans le matériau faiblement dopé, le déplacement des électrons sera plus rapide. C'est pour cette raison qu'on prévoit que ce transistor à hétérojonction est plus rapide et présente une fréquence de coupure plus élevée que les transistors à effet de champ GaAs classique [21].

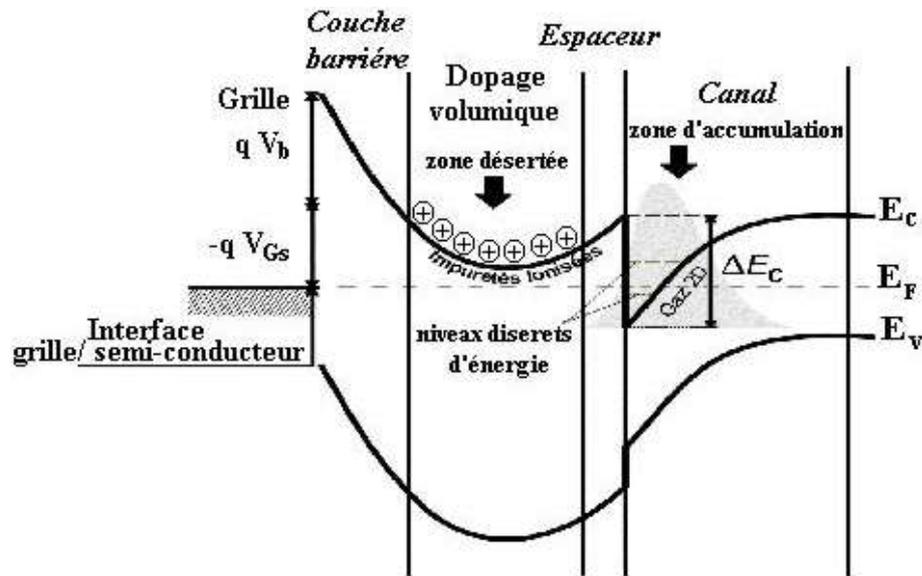


Figure I.7: Structure de bande d'une hétérojonction en présence d'un potentiel de grille

## I.6 Le phénomène d'avalanche dans les FETs

### I.6.1 Le phénomène d'avalanche

Dans les conditions de fonctionnement normal, l'avalanche se produit au niveau des bords de l'électrode de grille côté drain. A cet endroit, le champ électrique est à deux dimensions avec une grande composante horizontale. Pour de fortes tensions de drain et faibles tensions de grille ( $I_{ds} = I_{dss}$ ), le champ électrique à la surface peut devenir suffisamment grand au point qu'un tunnel d'électrons se crée dans la zone grille-drain depuis la métallisation de grille et à travers la surface du semiconducteur. Ce percement de tunnel est d'autant plus important que la température du canal croît à cause de l'augmentation de la puissance dissipée. Dans ce cas, une densité d'électrons libres s'accumule sur la surface au niveau des bords de la grille. Ces électrons sont susceptibles de circuler jusqu'au contact de drain générant un courant de fuite qui peut devenir très grand. On distingue deux types d'avalanche: une avalanche due à l'ionisation par impact liée à l'effet Kink et une avalanche standard qui apparaît dans la zone de pincement du transistor [16].

Dans le cas d'applications grand signal, par exemple avec les amplificateurs, lorsque le

cycle de charge est optimal, c'est-à-dire utilise au mieux la caractéristique de sortie du transistor, la grille est commandée sur toute sa plage d'utilisation qui va de la conduction de la diode Schottky à l'avalanche drain vers grille. Il circule alors un courant de grille respectivement positif ou négatif. Il résulte de ce courant une limitation ou saturation de la puissance alternative disponible [16].

### I.6.2 L'ionisation par impact

Ce comportement d'avalanche apparaît pour les valeurs de  $V_{gs}$  supérieures au pincement lorsque le transistor subit une ionisation par impact due à un fort champ de drain. Cette ionisation par impact implique la génération de paires électron-trou. Les électrons sont accélérés par le champ électrique et provoquent une augmentation du courant de sortie drain - source (effet Kink) tandis que les trous s'échappent à travers la grille entraînant ainsi l'apparition d'un courant négatif de grille.

### I.6.3 Avalanche standard : zone de pincement

Lorsque  $V_{gs}$  est proche de la tension de pincement  $V_p$ , le champ électrique sous la grille devient surtout orienté verticalement (représentation simpliste des champs (figure II.6) et peut entraîner l'avalanche lorsqu'il atteint un niveau suffisamment grand.

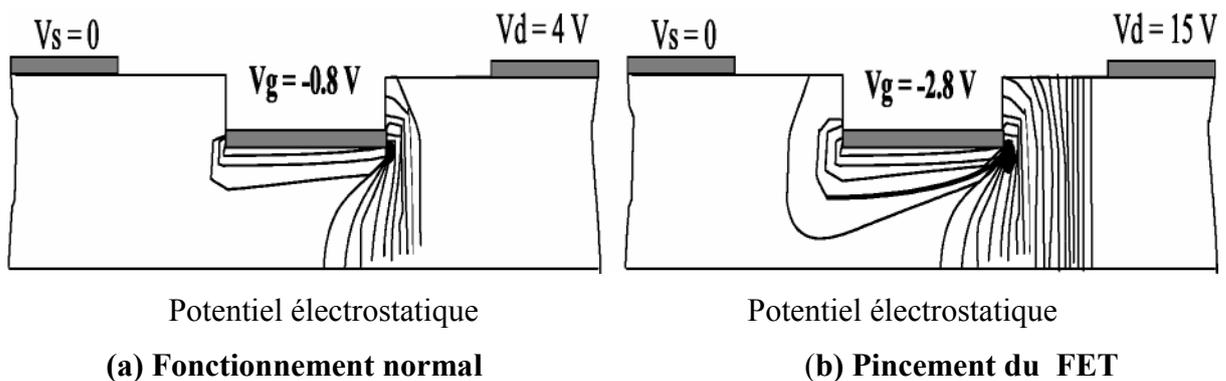


Figure I. 8: Résultats de simulations numériques de structure de FET à grille creusée dans la zone désertée en aval du domaine à fort champ stationnaire [16].

Ce courant de surface peut provoquer une émission de lumière. En effet, une expérience réalisée dans des conditions de claquage lorsque le composant est polarisé à  $V_{gs} = 0$  [22] révèle un large spectre d'émission lumineuse dont l'intensité augmente lorsque la radiation entre dans

la zone infrarouge. Puisque le courant de surface circule à travers une petite zone aux bords de la grille, la densité du courant de fuite peut être élevée. L'émission de la lumière dans ces conditions est principalement due aux effets thermiques. Il s'agit ici du mécanisme de transfert de chaleur par radiation qui s'explique soit par le déplacement d'énergie par paquets de photons ou soit par la propagation d'une onde électromagnétique. Il faut noter que la longueur d'onde de la radiation thermique s'étend sur une plage de  $\lambda = 0.1$  à  $100 \mu\text{m}$ .

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

Lorsque  $V_{gs}$  tend vers  $V_p$ , le courant du canal décroît entraînant la diminution de la température due à une chute de la puissance dissipée. Par conséquent, la tension qui déclenche les fuites de tunnel est plus grande et le courant de surface est réduit. La réduction des fuites de grille permet d'appliquer une polarisation plus élevée de drain afin d'obtenir un courant de grille inverse constant (1 mA/mm) fournissant une tension de claquage plus grande lorsque  $V_{gs} \sim V_p$ . Dans ces conditions, l'émission de la lumière est principalement due à la recombinaison d'électrons et de trous. Puisque les fuites de grille dépendent de la température, on pourra les diminuer dans des conditions de polarisation en impulsion utilisant de faibles rapports cycliques et de courtes largeurs d'impulsion afin d'éviter l'échauffement du composant. Ainsi la tension de claquage augmente. Cependant, ceci ne signifie pas que par ce type de polarisation on augmentera fortement la puissance RF de sortie parce que la tension de claquage près du pincement est due à une composante d'ionisation qui n'augmente pas significativement en réduisant les fuites par effet tunnel.

#### **I. 6. 4 Influence des effets de l'état de surface sur l'avalanche**

Les états de surface chargés négativement affectent le champ électrique aux bords de la grille en apportant une charge supplémentaire négative qui permet de déterminer l'émission des lignes de champ électrique à partir des ions donneurs positifs localisés dans la zone désertée. Par conséquent, la densité des lignes de champ due aux effets de bords de la grille est réduite entraînant une augmentation de la tension  $V_{ds}$  qui provoque le claquage. En d'autres termes, si on augmente la densité d'électrons de surface, on augmentera la tension d'avalanche. En effet, la variation de la tension d'avalanche avec  $V_{gs}$  est significativement affectée par le traitement de la surface du composant. Par exemple, le traitement de la surface par des couches passives fournit une grande densité de pièges près de la grille qui s'accorde avec les électrons injectés de celle-ci,

ainsi le champ électrique dû aux effets de bords est réduit. Lorsqu'un signal RF est appliqué, les pièges n'auront pas le temps de réagir. La grande densité de pièges imposera une grande tension de remplissage de ces pièges qui augmentera la tension de déclenchement du courant de fuite et retardera ainsi l'avalanche.  $V_{ds}$  peut être dans ce cas constante avec  $V_{gs}$ . Des couches de surface minces montées par MBE (Molecular Beam Epitaxy) à faible température peuvent fournir des couches passives favorisant cette densité de pièges. Ces pièges de surface sont responsables des effets dispersifs basses fréquences dus au phénomène de « gate-lag ». Cette constatation nous permet de supposer qu'un dispositif contient moins de pièges de surface et donc moins d'effets « gate-lag ».

Le phénomène d'avalanche est observé lors des caractérisation du HEMT AlGaIn/GaN[22] (figure I. 9).

D'autres travaux [16] se sont concentrés à l'étude les effets de la dégradation progressive de l'avalanche grille-drain qui se produit souvent en fonctionnement à fort rendement des transistors HEMTs de puissance. En effet, dans des conditions de stress accéléré, la tension d'avalanche augmente et le courant inverse de grille peut atteindre 10 mA/mm après 24 h. Ceci entraîne la dégradation des performances en puissance large signal du composant ; l'excursion du cycle de charge en zone d'avalanche affecte la fiabilité des transistor.

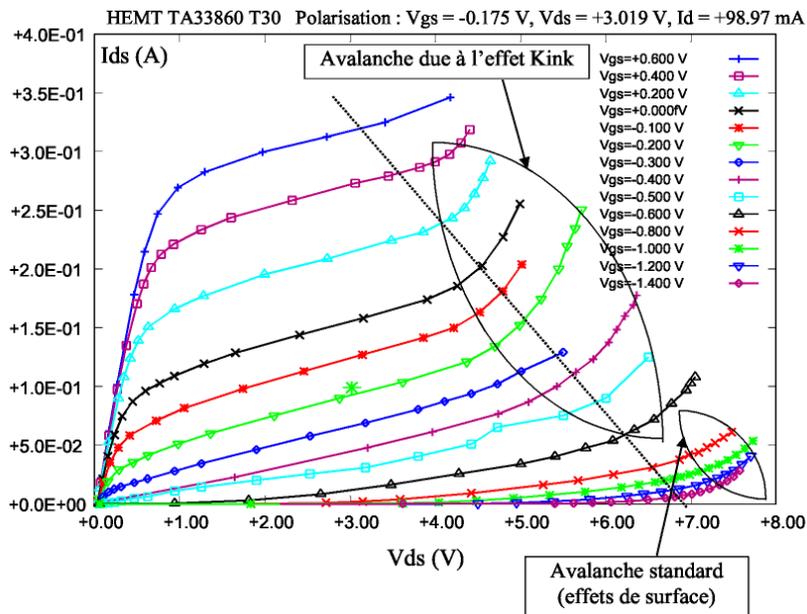


Figure I.9 : Phénomène d'avalanche dans un HEMT.

## II. 4 Calcul du potentiel et du champ électrique

Pour cela plusieurs hypothèses simplificatrices sont introduites à cause des difficultés imposées par les conditions de bord du FET. En effet, on ne tient pas compte des effets du bord c'est qu'on s'intéresse à la région active du canal (Figure II.10).

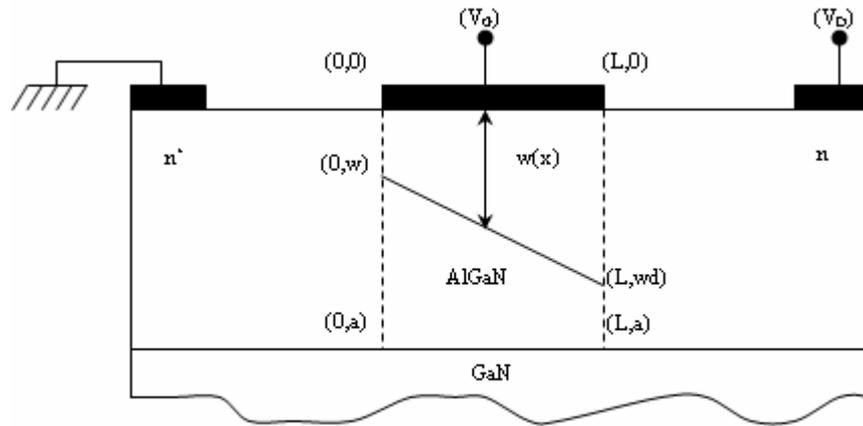


Figure I.10 : Modélisation de la région active d'un FET.

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

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (I.4)$$

Pour simplifier l'étude nous supposons que le semi-conducteur est homogène, avec une densité des donneurs  $N_D$  ionisés à la température ambiante et que la densité d'états d'interface est négligeable [15]. Nous ferons l'hypothèse de la zone de charge d'espace vide et de porteur libres et nous appellerons  $w$  la largeur de cette zone. Ainsi la densité de charge dans le semi-conducteur sous la grille s'écrit :

$$y < w(x) \quad \rho(x, y) = qN_D(x, y)$$

$$y > w(x) \quad \rho(x, y) = 0$$

On suppose que la longueur du canal est beaucoup plus importante que l'épaisseur de la zone de charge d'espace, la variation de champ électrique suivant la direction perpendiculaire à

la structure est beaucoup plus importante que ans la direction longitudinale. Pour des raisons de symétrie le potentiel suivant la direction z est constant:

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

Donc l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \psi(x, y)}{\partial y^2} = -\frac{q}{\varepsilon} N_D(x, y) \quad (\text{I.5})$$

On intègre l'équation (I.5) entre  $w(x)$  et  $y$  avec la condition  $\frac{d\psi(x, y)}{dy} = 0$  au point  $y=w(x)$

comme condition au limite, on trouve:

$$\begin{aligned} \frac{d\psi(x, y)}{dy} &= \frac{1}{\varepsilon} \left( \int_0^{w(x)} qN_D(x, y)dy - \int_0^y qN_D(x, y) \right) \\ &= \frac{1}{\varepsilon} [Q(w(x)) - Q(y)] \end{aligned} \quad (\text{I.6})$$

Le potentiel  $\psi(x, y)$  est calculé en intégrant l'équation (I.6) entre  $w(x)$  et  $y$ , le premier membre s'écrit :

$$\begin{aligned} \int_{w(x)}^y \frac{d\psi(x, y)}{dy} dy &= \int_{w(x)}^y d\psi(x, y) \\ &= \psi(x, y) - \psi(x, w(x)) \end{aligned} \quad (\text{I.7})$$

Le deuxième membre :

$$\begin{aligned} \int_{w(x)}^y \frac{1}{\varepsilon} [Q(w(x)) - Q(y)] dy &= \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y [Q(w(x)) - Q(y)] dy - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{w(x)} [Q(w(x)) - Q(y)] dy \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \left[ \int_0^y qN_D(x, y)w dy - \int_0^y qN_D(x, y)y dy - \int_0^w qN_D(x, y)w dy + \int_0^w qN_D(x, y)y dy \right] \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \left[ \int_0^y qN_D(x, y)w dy - \int_{w(x)}^y qN_D(x, y)y dy - \int_0^w qN_D(x, y)w dy \right] \end{aligned} \quad (\text{I.8})$$

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

Donc l'équation devient:

$$= \frac{1}{\varepsilon} \left[ \int_0^y qN_D(x, y)w dy + \int_y^{w(x)} qN_D(x, y)y dy \right] - \psi(x, w) + \psi(x, 0) \quad (I.9)$$

Par identification entre les deux équations (I.6) et (I.9) on obtient:

$$\psi(x, y) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(x, y)w dy + \frac{1}{\varepsilon} \int_y^{w(x)} qN_D(x, y)y dy + V_G - V_{bi} \quad (I.10)$$

Pour trouver le potentiel dans le canal conducteur en porte  $y=w(x)$  dans l'équation (I.10) soit :

$$\psi_C(x, y) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{w(x)} qN_D(x, y)y dy + V_G - V_{bi} \quad (I.11)$$

On considère un dopage uniforme, avec une zone de charge d'espace vide de porteurs libres, alors on peut écrire:  $N_D(x, y) = N_D$ , et l'équation (I.11) devient:

$$\psi(x, y) = \frac{qN_D y^2}{2\varepsilon} + \frac{qN_D y}{\varepsilon} w(x) + V_G - V_{bi} \quad (I.12)$$

Et par conséquent :

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

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

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

Le champ électrique dans le canal conducteur (longitudinal):

$$E = E(x) = \frac{qN_D w(x)}{\varepsilon} \frac{dw(x)}{dx} \quad (I.14)$$

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

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

$$w(x) = \frac{w_d - w_s}{L} x + w_s$$

$$(I.5) \quad w_s = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_d}(\phi_B - V_{gs})} \quad w_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_d}(\phi_B - V_{gd})}$$

$$V_{gd} = V_{gs} - V_{ds}$$

### I.8 Calcul de la densité de charge dans l'hétérojonction AlGaIn/GaN

On peut noter que la polarisation spontanée et piézoélectrique ont le même sens pour une hétérojonction AlGaIn/GaN de face Ga est présenté sur la figure II.11 [23].

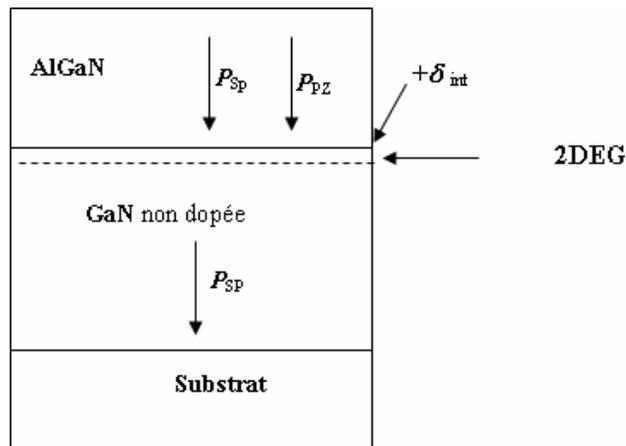


Figure I.11: Polarisation spontanée et piézoélectriques dans l'hétérostructure AlGaIn/GaN face Ga [23].

La polarisation spontanée du GaN est négative ( $-0.029 \text{ C/m}^2$ ), son vecteur est orienté vers le substrat. Alors que l'existence d'une contrainte extensive induit par le dépôt de la couche AlGaIn induit une polarisation piézoélectrique négative dirigée dans le même sens que la polarisation spontanée. Ces deux effets s'ajoutent et forment une polarisation macroscopique détectable même en absence du champ extérieur. L'augmentation de la contrainte biaxiale entraîne la déformation de la constante de maille  $a(\text{m})$  de la couche barrière  $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$  dans le plan de base perpendiculaire à l'axe de croissance «c» ce qui augmente la polarisation totale.

La densité de charge  $\sigma$  induite par la variation du vecteur de polarisation par rapport à l'espace est donnée par [15,24] :

$$\sigma = P_{haut} - P_{bas} \quad (I-16)$$

Pour le GaN en phase hexagonale de type Wurtzite, la polarisation est dirigée perpendiculairement à l'interface de l'hétérojonction AlGaIn/GaN le long de l'axe « c », induisant une densité de charge fixe à l'interface  $\sigma_{int}$  [15,24]:

$$\sigma_{int} = P_{tot,couche1} - P_{tot,couche2} \quad (I-17)$$

$$\sigma_{int} = [P_{SP} + P_{PZ}]_{couche1} - [P_{SP} + P_{PZ}]_{couche2} \quad (I-18)$$

La présence d'une charge fixe attire une charge mobile vers l'interface pour la compenser. Si la charge fixe est positive, elle induira une charge mobile négative, et vice versa.

## I.9 Calcul de la concentration $n_s$ dans le canal

La concentration ( $n_s$ ) des porteurs dans le canal d'un transistor HEMT est un paramètre important qui contribue aux performances du composant. Dans le paragraphe II.3 on a déduit la densité de charge induite par la polarisation totale, la concentration des porteurs induite par la polarisation électrique et obtenu par l'intégration de l'équation de Poisson et la contribution des phénomènes quantiques par l'intégration de l'équation de Schrödinger, elle est donnée par [24,25]

$$n_s = 2D K_B T \exp \left[ \frac{q(V_{gs} - V_{th}(m))}{K_B T} \right] \quad (I-19)$$

$$\text{Où :} \quad V_{th} = \phi_B - \Delta E_c - \frac{qN_d d_d^2}{2\epsilon} - \frac{\sigma}{\epsilon} (d_d + d_s) \quad (I-20)$$

Où  $d_d$  épaisseur de la couche donneuse et  $d_s$  épaisseur de la couche espaseuse.

## I.10 Le FP-HEMT

### I.10.1 Historique

En 1999, S.T. Sheppard [26] présente des travaux sur un transistor HEMT GaN (substrat SiC) avec une densité de puissance de 6.9 W/mm à 10GHz [29]. En 2004, K. K. Chu et al présentent un HEMT AlGaIn /GaN sur les substrats de GaN permet d'attendre une densité de

puissance exceptionnel 9,4 W/mm à 10 GHz [27] avec une Polarisation du drain égale à 50V. De très bon résultats ont aussi été obtenus à partir de transistors HEMTs GaN sur substrat silicium avec des densités de puissance allant jusqu'à 12 W/mm à 2.14GHz [28].

Nous constatons donc que tous les résultats présentés jusqu'ici, et obtenus avec des transistors HEMTs à structure conventionnelle, ne dépassent pas les 10 W/mm pour des applications bande X [29]. Au début de l'année 2004, un saut technologique a été franchi avec l'ajout d'une métallisation de grille, appelée « Field Plate » ou « overlapping gate » (Figure I.12 & I.13), située au-dessus de la couche de passivation du composant. Ces nouvelles structures FP-HEMTs permettent d'atteindre des densités de puissance exceptionnelles [30,31].

### I. 10.2 Etudes du Field Plate « l'électrode de champ » avec différents topologies

Les composants non passivés ont montrés des tentions de claquage relativement basses de l'ordre de 30-40V. la première possibilité pour pallier ce problème est de passiver le composant, la seconde possibilité pour y parvenir de façon plus efficace encore consiste à déposer une électrode de champ supplémentaire sur la couche de passivation. Cependant, l'effet de cette nouvelle technologie est mal connu. Il donc nécessaire de bien choisir parmi les différents topologie de « Field plate » avec plus de certitudes la topologie adéquate à une fréquence de travail donnée.

La structure du dispositif montrée en Figure I.12 employée par Chini et al [32], après la formation du contact de Grille, une couche de passivation de SiN<sub>x</sub> à été déposée. Le Field Plate a été alors déposé sur la couche SiN<sub>x</sub>, juste au-dessus de la grille comme étant une deuxième Grille et qui peuvent être polarisée indépendamment. « L<sub>F</sub> » représente la longueur du Field plate (distance entre les deux bords Grille-Field Plate).

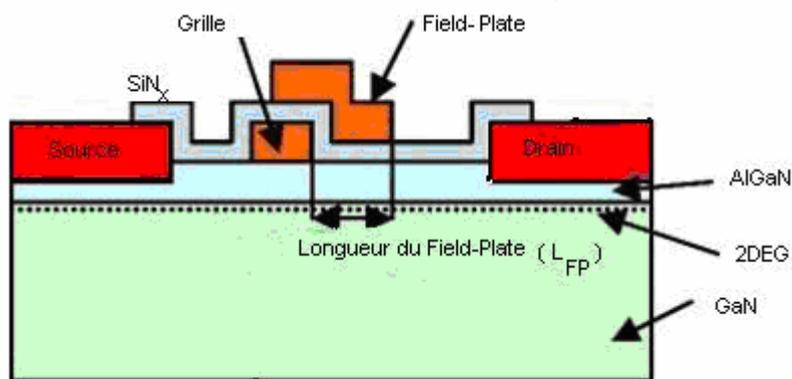


Figure I.12 : Structure du Field plate employée par Chini et al [32].

Le Field plate dans cette nouvelle structure montrée en Figure I.13, présenté par

Karmalkar et al [33], et défini comme étant une prolongation de la Grille avec Un isolant au-dessus du Field plate, les diélectrique couramment utilisés sont les Nitrures( $\text{AlN}, \text{Si}_3\text{N}_4, \text{BN}, \text{GaN} \dots$ ) ou les Oxydes( $\text{SiO}_2, \text{Al}_2\text{O}_3 \dots$ ) [34,35] cette passivation est élaborée par PECVD RF à  $340^\circ\text{C}$  [35]. Ou « $t, d$ » représentent les épaisseurs du diélectrique (50-100nm) [33] et de la couche donneuse AlGaN successives, « $l, L$ » la longueur du Field plate et de Grille, « $\epsilon_t, \epsilon_d$ » les constantes diélectrique de la couche de passivation et du AlGaN successives. « $n_{s0}$ » La densité 2DEG.

Karmalkar [36] a pu montré que cette métallisation, au-dessus de la couche de passivation, permet de modifier le profil de la distribution du champ électrique du bord de la grille côté drain et de réduire le pic du champ électrique critique, augmentant ainsi la tension d'avalanche (Figure I.13).

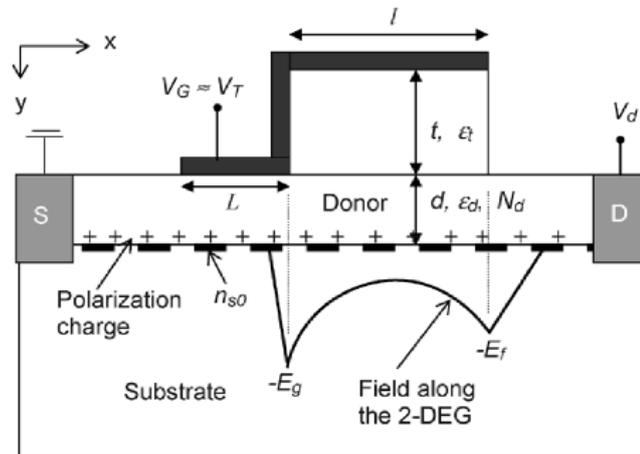


Figure I.13 : Nouvelle structure du Field Plate présenté par Karmalkar et al [36].

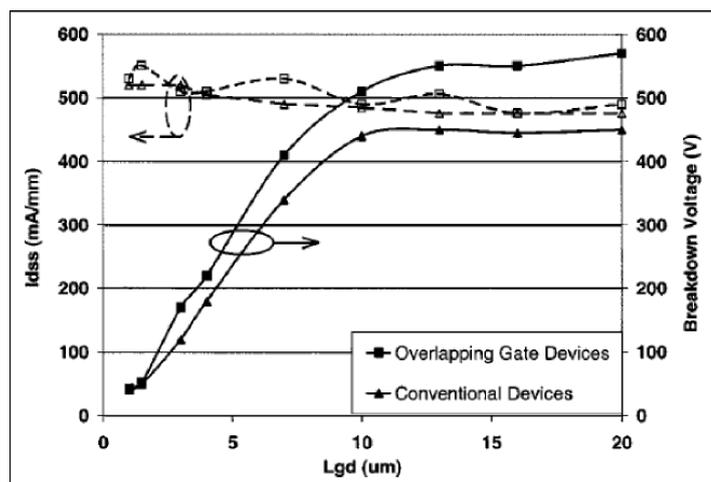


Figure I. 14: Courant maximum de sortie et tension d'avalanche drain source obtenus pour un transistor HEMT GaN conventionnel et pour un transistor avec Field plate en fonction de la distance grille drain [37].

Afin d'augmenter encore la tension d'avalanche, un transistor HEMT GaN à double Field plate (Figure II.15) possédant une tension d'avalanche de 900 V à été présenté par H. Xing [33].

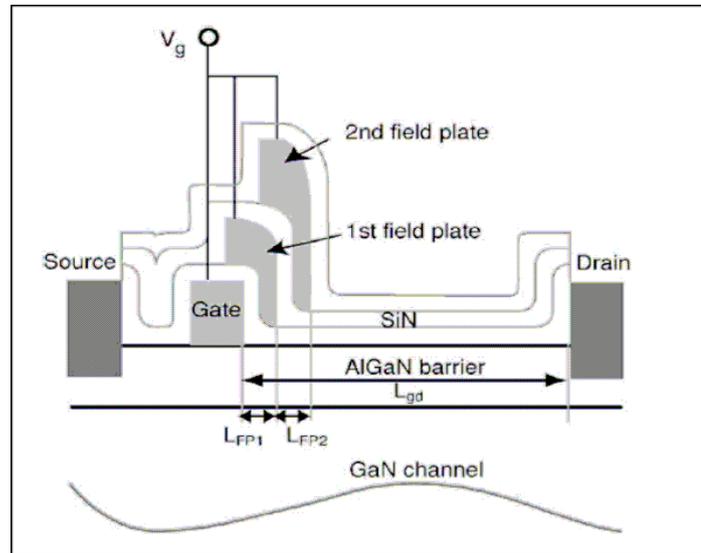


Figure I.15: structure d'un transistor HEMT GaN à double Field Plate.

Wu [37] obtient les meilleures densités de puissance actuelles, à savoir une densité de puissance supérieure à 30 W/mm à partir de transistors HEMTs GaN sur SiC avec un seul Field Plate. Les résultats exacts des mesures grand signal CW obtenus pour une tension de polarisation continue de drain égale à 120 V sur deux transistors quasi identiques (longueurs de Field Plate différentes) sont les suivants :

- une densité de puissance de 32.2 W/mm, un *PAE* de 54.8 %, un gain en puissance de 14 dB à 4 GHz pour une longueur de Field plate égale à 1.1 $\mu$ m ;

- une densité de puissance de 30.8 W/mm, un *PAE* de 49.8 %, un gain en puissance de 10.7 dB m à 8 GHz pour une longueur de Field plate égale à 0.9 $\mu$ m

Cependant, la présence du Field plate augmente la capacité grille-drain et réduit ainsi quelque peu les performances en fréquence (Figure I. 16) de ces transistors [37].

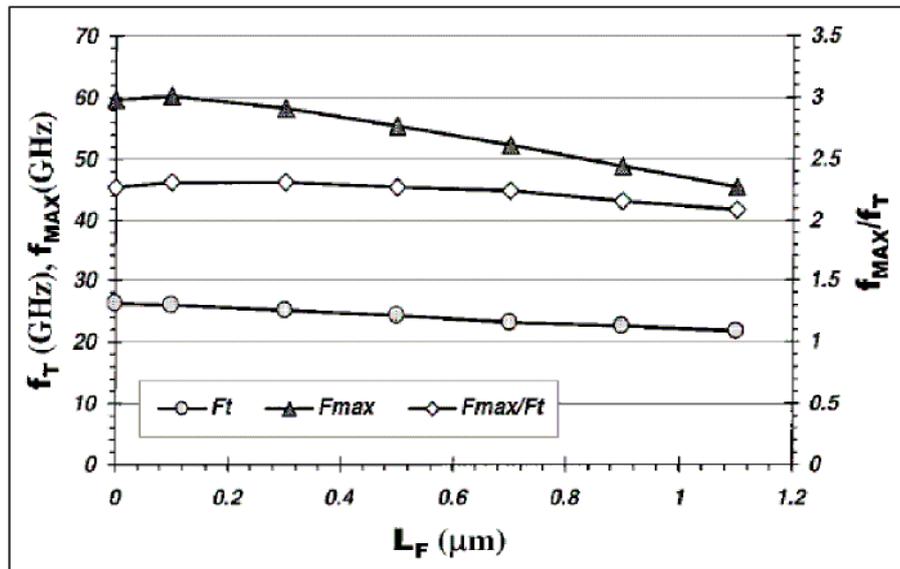


Figure I. 16 : évolution de la fréquence de transition et de la fréquence d'oscillation maximale en fonction de la longueur Field Plate-Grille[37].

La figure I-17 présente de façon chronologique les meilleures performances obtenues avec des transistors HEMTs GaN jusqu'à maintenant.

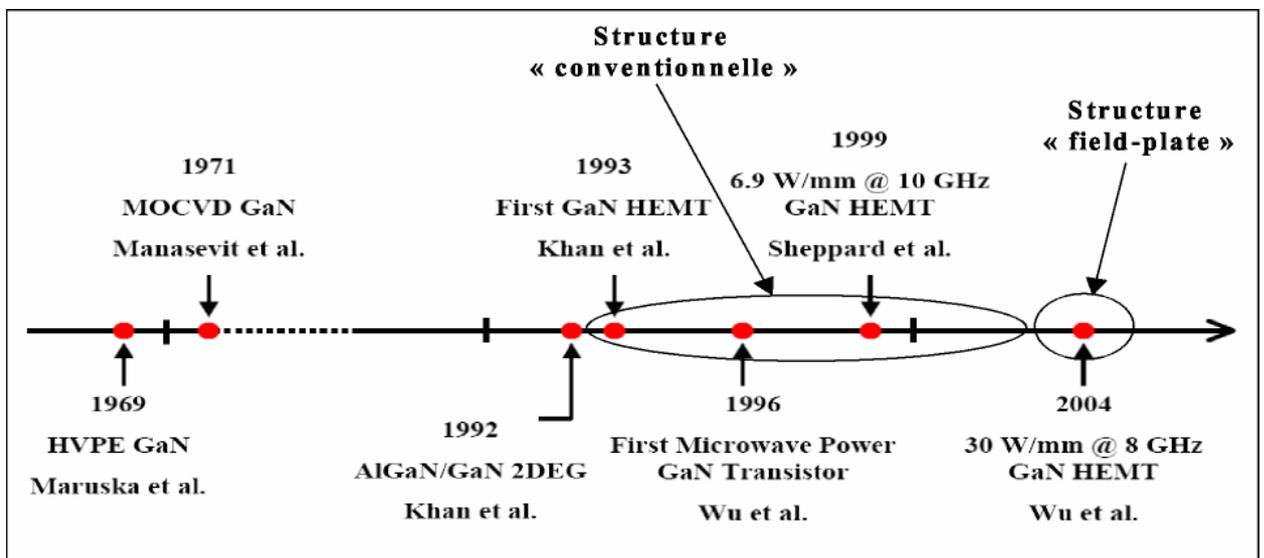


Figure I. 17: principaux résultats obtenus en terme de puissance et de fréquence à partir de transistors HEMTs GaN.

## I.11 Conclusion

Le matériau GaN de structure hexagonale (wurtzite), est un candidat prometteur pour les transistors HEMTs grâce à ces propriétés physiques et électriques remarquables. En plus, le nitrure de gallium donne lieu à une polarisation spontanée et une polarisation piézoélectrique. Cette polarisation crée une densité de charge qui permet la formation de 2DEG à l'interface de l'hétérostructure AlGa<sub>N</sub>/GaN. Les transistors HEMTs présentent les meilleures performances en fréquences. Mais les HEMTs à structure conventionnelle, ne dépassent pas les 10 W/mm. Afin d'augmenté la densité de puissance (32.2 W/mm) et ainsi la tension d'avalanche (~ 600V), l'utilisation des FP-HEMTs « Field Plate » ou « overlapping gate » est parmi les solutions attendues. Ils représentent les nouvelles structures du transistor HEMT conventionnelle, permettent d'atteindre des densités de puissance exceptionnelles. Cette métallisation au-dessus de la couche de passivation « Field plate » permet de modifier le profil de la distribution du champ électrique du bord de la grille coté drain et de réduire le pic du champ électrique critique, augmentant ainsi la tension d'avalanche.

# Chapitre II

## Modélisation du potentiel et du champ électrique dans les structures HEMT et FP-HEMT

## II.1 Introduction

L'optimisation d'une filière de composants électroniques peut se faire de façon directe, par l'expérience en fabriquant le composant et en faisant varier de façon systématique les différents paramètres pour en évaluer l'effet et déterminer leurs valeurs optimales. Cette procédure s'avère longue et coûteuse. Cependant, la modélisation des effets de différents paramètres des dispositifs HEMT et la compréhension d'un grand nombre de phénomènes physiques et électriques qui limitent leurs performances s'avèrent nécessaires. L'analyse par simulation avec la possibilité de faire varier les paramètres indépendamment les uns des autres pour les étudier et comprendre leurs influences sur les caractéristiques des structures étudiées afin de les optimiser. Ces limitations sont bien souvent liées à des défauts intrinsèques aux matériaux utilisés ou à la technologie de fabrication.

L'électrode de champ « Field Plate » représente une métallisation au-dessus de la couche de passivation dans le but d'améliorer les performances des HEMTs à structure conventionnelle. Elle permet de modifier certaines propriétés électriques du HEMT, éventuellement la distribution du champ électrique au bord de la grille côté drain et la tension d'avalanche. Certains auteurs [38 ,39], analysent l'effet du « Field Plate » sur le potentiel et le champ électrique en utilisant des modèles analytiques. La résolution de l'équation de Poisson dans les différentes couches qui composent la structure nécessite des hypothèses simplificatrices. Cependant, dans les transistors HEMTs à base de GaN apparaît le phénomène de polarisations spontanée et piézoélectrique, qui ne seront pas négligées et devront être prises en considération. Notre objectif est d'analyser l'effet de la plaque de champ « Field Plate » sur les caractéristiques électriques des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGaN /GaN. Pour cela, nous avons adapté un modèle analytique pour une structure HEMT conventionnelle et un autre pour une structure « FP-HEMT » avec Field Plate suivant une topologie choisie. Ensuite, on a résolu numériquement les équations aux dérivées partielles par la méthode des différences finies pour modéliser le potentiel et le champ électrique dans les HEMTs à base d'hétérostructures AlGaN/GaN.

## II.2 Modélisation analytique du potentiel et du champ électrique dans les HEMTs AlGaIn/GaN

### II.2.1 Structure HEMT conventionnelle « sans Field plate »

La figure II.1 représente une vue en coupe de la structure HEMT conventionnelle, où l'origine des coordonnées est dans le canal. En supposant que la couche donneuse d'AlGaIn est entièrement déplétée en fonctionnement normal et que les électrons sont confinés à l'interface. La distribution du potentiel  $V(x, y)$  s'obtient en intégrant l'équation de Poisson.

$$\nabla^2 V(x, y) = -\frac{q}{\epsilon} N_d(y) \quad (\text{II.1})$$

Où  $0 \leq y \leq d_T$  et  $0 \leq x \leq L_g$

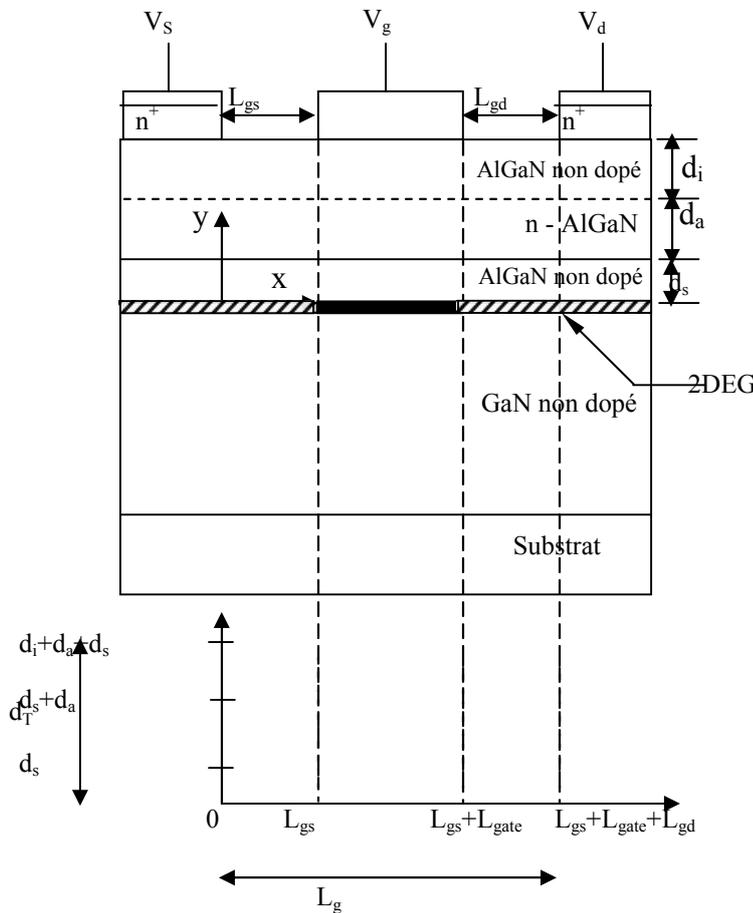


Figure II.1 : Vue en coupe d'un transistor HEMTs à structure conventionnelle.

La distribution du potentiel peut être donnée suivant la relation [38] :

$$V(x, y) = U(y) + \phi(x, y) \quad (\text{II.2})$$

Où :  $U(y)$  est la solution de l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 U(y) = -\frac{q}{\varepsilon} N_d(y) \quad (\text{II.3})$$

et  $\phi(x, y)$  est la solution de l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 \phi(x, y) = 0 \quad (\text{II.4})$$

$$U(y) = y \xi_y - \frac{q}{\varepsilon} \int_0^{d_T} \left[ \int_0^y N_d(y) dy \right] dy \quad (\text{II.5})$$

Avec les conditions aux limites suivants :

$$U(0) = 0; \quad \frac{dU(0)}{dy} = -\xi_y, \quad \xi_y = -\frac{qn_s}{\varepsilon}$$

$$\phi(x, y) = V(x, y) - U(y) \quad (\text{II.6})$$

$$\phi(x, d_T) = -\frac{qN_d}{2\varepsilon} x^2 + V_s - U(d_T) \quad \text{pour } 0 \leq x \leq L_{gs} \quad (\text{II.7})$$

$$\phi(x, d_T) = -\frac{qN_d}{2\varepsilon} x^2 + V_s + V_{gs} - U(d_T) \quad \text{pour } L_{gs} \leq x \leq L_{gate} + L_{gs} \quad (\text{II.8})$$

$$\phi(x, d_T) = -\frac{qN_d}{2\varepsilon} x^2 + V_s + V_{gs} + V_{gd} - U(d_T) \quad \text{pour } L_{gate} + L_{gs} \leq x \leq L_{gate} + L_{gs} + L_{gd} \quad (\text{II.9})$$

Où

$$U(d_T) = d_T \xi_y - \frac{q}{\varepsilon} \int_0^{d_T} \left[ \int_0^y N_d(y) dy \right] dy \quad (\text{II.10})$$

$$\frac{d\phi(x, 0)}{dy} = -\frac{qn_s}{\varepsilon} \quad (\text{II.11})$$

$$\phi(0, y) = V_s - \frac{qN_s}{\varepsilon} y - \frac{q}{\varepsilon} \int_0^{d_T} \left[ \int_0^y N_d(y) dy \right] dy \quad (\text{II.12})$$

$$\phi(L_g, y) = V_d - \frac{qN_s}{\varepsilon} y - \frac{q}{\varepsilon} \int_0^{d_T} \left[ \int_0^y N_d(y) dy \right] dy \quad (\text{II.13})$$

$$\frac{d\phi(0,0)}{dx} = -E \quad (\text{II.14})$$

$E$  : le champ électrique

La solution de l'équation de Laplace (II.4), en tenant en considération les conditions aux limites, citées ci-dessus, et en utilisant la séparation des variables et la technique des séries de Fourier,  $\phi(x,y)$  peut être écrite :

$$\phi(x, y) = \phi_1(x, y) + \phi_2(x, y) + \phi_3(x, y) + \phi_4(x, y) + \phi_5(x, y) \quad (\text{II.15})$$

Avec :

$$\phi_1(x, y) = \sum_{n=1}^{\alpha} \frac{-4qn_s [\cosh(k_1 L_g) - 1]}{\varepsilon k_1 [\sinh(2k_1 L_g - 2k_1 L_g)]} \times \sinh\left(\frac{n\pi}{d_T} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{d_T} y\right) \quad (\text{II.16})$$

$$k_1 = \frac{n\pi}{d_T}$$

$$\phi_2(x, y) = \sum_{n=1}^{\alpha} \frac{2 \left[ \frac{-qN_d}{2\varepsilon} \left( L_g^2 + \frac{4}{k_2^2} \right) - V_d - V_g \right] \frac{\sinh k_2 L_g}{k_2} + \frac{qN_d L_g}{\varepsilon k_2} \cosh k_2 L_g - U(d_T) \frac{\sinh k_2 L_g}{k_2}}{\cosh k_2 d_T \left( \frac{\sinh 2k_2 L_g}{2k_2} + L_g \right)} \cosh k_2 x \cos k_2 y \quad (\text{II.17})$$

$$k_2 = \frac{n\pi}{L_g}$$

$$\phi_3(x, y) = \sum_{n=1}^{\alpha} \frac{E}{k_3} \sinh k_3 x \cos k_3 y \quad (\text{II.18})$$

$$k_3 = \frac{(2n-1)\pi}{2d_T}$$

$$\phi_4(x, y) = \sum_{n=1}^{\alpha} \frac{-2q^2 n_s}{\pi \varepsilon^2 k_4} \left[ d_T + \frac{d_T}{k_4} \right] \cosh k_4 x \cos k_4 y \quad (\text{II.19})$$

$$k_4 = \frac{(2n-1)\pi}{2d_T}$$

$$\phi_5(x, y) = 0 \quad (\text{II.20})$$

En substituant les équations (II.15) et (II.20) dans (II.2), la distribution du potentiel total dans le canal, c'est-à-dire à  $y=0$  et pour  $n=1$  en négligeant l'effet des autres harmoniques, on obtient :

$$V_c(x) = V_{1c}(x) + V_{2c}(x) + V_{3c}(x) \quad (\text{II.21})$$

$$V_{1c}(x) = \frac{2 \left[ \frac{-qN_d L_1}{2\varepsilon} - V_g - V_d \right] \frac{\sinh K_2 L_g}{K_2} + L_2 - L_3}{L_4} \times \cosh(K_2 x) \quad (\text{II.22})$$

$$V_{2c}(x) = \frac{E}{K_3} \sinh(K_3 x) \quad (\text{II.23})$$

$$V_{3c}(x) = \frac{2q^2}{K_4 \varepsilon^2 d_T} (-n_s + N_d d_a) L_4 \cosh K_4 x \quad (\text{II.24})$$

avec

$$K_1 = \frac{\pi}{d_T}, \quad K_2 = \frac{\pi}{L_g}, \quad K_3 = \frac{\pi}{2d_T}, \quad K_4 = \frac{\pi}{2d_T}$$

$$L_1 = L_g^2 + \frac{2}{K_2^2}$$

$$L_2 = \frac{qN_d L_g}{\varepsilon K_2^2} \cosh(K_2 L_g)$$

$$L_3 = \frac{U(d_T) \sin(K_2 L_g)}{K_2}$$

$$L_4 = \cosh(K_2 d_T) \left( \frac{\sinh(2K_2 L_g)}{2K_2} + L_g \right)$$

$$L_5 = -d_T + \frac{1}{K_4}$$

$$U(d_T) = \frac{-qn_s d_T}{\varepsilon} - \frac{qN_d}{2\varepsilon} [d_a^2 - 2d_a d_s]. \quad (\text{II.25})$$

$$E_c = \frac{\partial V_c(x)}{\partial x} \quad (\text{II.26})$$

$E_c$  : représente le champ électrique dans le canal.

## II. 2.2 Structure FP- HEMTs « avec Field Plate »

La figure II.2 illustre une vue en coupe de la structure HEMT avec Field Plate, où l'origine des coordonnées est dans le canal.

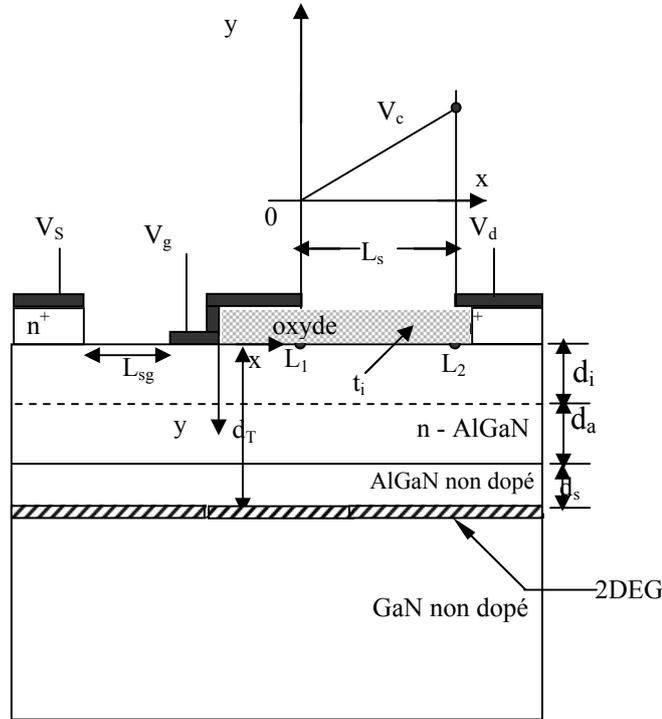


Figure II.2: Structure HEMT avec Field Plate« FP-HEMT »

En supposant que la distribution du potentiel le long de l'oxyde est linéaire, on peut écrire :

$$\varphi_f(x) = \begin{cases} 0 & x \leq L_1 \\ \frac{V_d(x - L_1)}{L_s} & L_1 \leq x \leq L_2 \\ V_d & x \geq L_2 \end{cases} \quad (\text{II.28})$$

$\varphi_f(x)$  : représente la distribution du potentiel le long de l'isolant.

$L_1$  : longueur du Field Plate et  $L_2$  : Longueur de l'isolant

$$L_s = L_2 - L_1$$

$L_s$  : Longueur effective de l'isolant et  $V_d$  la tension du Drain

$d_T$  : épaisseur totale des couches.

$t_i$  : épaisseur de l'isolant.

La distribution du potentiel  $\phi(x, y)$  s'obtient en intégrant l'équation de Poisson.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \frac{-qn_s}{\epsilon_{AlGaN}} \quad (\text{II.28})$$

En supposant que la zone de charge d'espace est complètement déplétée.

$$\Phi(x, y) = \phi_f(x) + \phi_1(x)y + \phi_2(x)y^2 \quad (\text{II.29})$$

$\phi_f(x)$  : représente la distribution du potentiel à la surface d'AlGaN

$\phi_1(x)$  et  $\phi_2(x)$  peuvent être exprimées en utilisant les conditions aux limites pour le  $\phi(x, y)$ ,

$$E_y(x) = \left. \frac{-\partial \phi(x, y)}{\partial y} \right|_{y=0} = k \left[ \frac{\phi_f(x) - \phi_f(x)}{t_i} \right] \quad \text{à } y=0 \quad (\text{II.30})$$

$$\text{et } \phi(x, d_T) = V_d \quad \text{à } y = d_T$$

$$\phi_1(x) = -k \left[ \frac{\phi_f(x) - \phi_f(x)}{t_i} \right], \quad \phi_2(x) = \frac{1}{d_T} \left[ V_d + \left( \frac{kd_T}{t_i} \right) \phi_f(x) - \left( 1 + \frac{kd_T}{t_i} \right) \phi_f(x) \right] \quad (\text{II.31})$$

$k = \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_{AlGaN}}$  où  $\epsilon_{ox}$  : permittivité de l'oxyde,  $\epsilon_{AlGaN}$  : permittivité d'AlGaN .

$$\frac{d^2 \phi_f}{dx^2} - \alpha(\beta + 1)\phi_f(x) + \alpha\phi_f(x) = \frac{-q(N_s + P_{spAlGaN} + P_{pzGaN} - P_{spGaN})}{\epsilon_{AlGaN}} - \frac{2V_d}{d_T^2} \quad (\text{II.32})$$

$$\alpha = \frac{2K}{d_T t_i}, \quad \beta = \frac{t_i}{K d_T}$$

Où  $d_T = d_s + d_a + d_i$  : l'épaisseur de la couche AlGaN

La solution de l'équation (II.21) peut être donnée par [38] :

$$\phi_f(x) = \begin{cases} \sigma + \frac{(V_g - \sigma) \sinh ax - \sigma \sinh a(L_1 - x)}{\sinh aL_1}, & \text{pour } 0 \leq x \leq L_1 \\ \sigma + \frac{[\beta V_d / (1 + \beta) - \sigma] \sinh a(x - L_1) + (V_d - \sigma) \sinh a(L_2 - x)}{\sinh aL_s}, & \text{pour } L_1 \leq x \leq L_2 \end{cases} \quad (\text{II.33})$$

avec

$$a = \sqrt{\alpha(1 + \beta)} \quad (\text{II.34})$$

Et

$$\sigma = \frac{\left( \frac{q(n_s)}{\varepsilon_{AlGaN}} + \frac{2V_d}{d_T^2} \right)}{a^2} \quad (\text{II.35})$$

$$V_g = \sigma + \frac{V_d/[a(1+\beta)L_s] + [\beta V_d/(1+\beta) - \sigma]}{\sinh(aL_1)} \quad (\text{II.36})$$

$V_g$  : représente la tension de la Grille.

$$\phi_{fe_f}(x) = \sigma + \frac{(V_{1eff} - \sigma) \sinh ax + (V_0 - \sigma) \sinh a(L_1 - x)}{\sinh(aL_1)} \quad \text{pour } 0 \leq x \leq L_1 \quad (\text{II.37})$$

$$E_x = -\frac{\partial \phi_f(x)}{\partial x} \quad (\text{II.38})$$

$$E_T = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \quad (\text{II.39})$$

$E_x$  : représente le champ électrique total dans le canal.

## II. 3 Distribution du potentiel et du champ électrique par résolution numérique

### II. 3.1 Méthodes de résolution des problèmes aux limites

L'évolution de la technologie des semi-conducteurs, la croissance de la rapidité et la puissance des calculateurs numériques ont permis le développement des méthodes de résolution numériques des équations différentielles, qui incluent :

**Les méthodes différentielles** : dans lesquelles on procède d'abord à la discrétisation dans l'espace de l'équation différentielle considéré (méthode des différences finies).

**Les méthodes intégrales** : dans lesquelles on procède d'abord au développement, aussi loin que possible, des calculs analytiques de l'équation différentielle à résoudre avant sa résolution numérique (résolution numérique de l'équation de Laplace par la fonction de Green). L'avantage de ces méthodes par rapport aux méthodes différentielles, est de réduire le temps de calcul et l'occupation de l'espace mémoire des calculateurs.

La méthode la plus simple pour modéliser un composant semiconducteur est la modélisation analytique, qui se fait par une résolution d'un ensemble d'équations mathématiques basées sur des hypothèses simplificatrices. Parmi les méthodes numériques utilisées pour modéliser les composants électroniques celle des différences finies.

En ce qui nous concerne, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la modélisation de la structure HEMT AlGaIn/GaN. Afin de se rapprocher de la solution exacte, nous avons fait recours à une résolution numérique.

## II. 3 .2 Equation aux dérivées partielles

### II. 3 .2.1 Position du problème

La résolution d'un problème aux dérivées partielles, par exemple un système d'équations différentielles du deuxième ordre à deux dimensions, se fait en plusieurs étapes. La première consiste à déterminer les conditions aux limites du problème à résoudre. La deuxième étape concerne la résolution des équations qui peuvent se faire soit par des méthodes analytiques soit par des méthodes numériques ou bien par des méthodes semi analytiques. La discrétisation du domaine de définition du problème à résoudre est une étape très importante ainsi que les méthodes de linéarisations dans le cas des systèmes non linéaires à prendre en considération lors de la résolution du problème.

### II. 3 .2.2 Expression des dérivées partielles

La dérivée partielle par rapport à la variable  $x$  notée  $\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)$  ou  $\partial f_x$ .

Si  $f$  est une fonction de  $x_1, \dots, x_n$ , et  $dx_1, \dots, dx_n$  sont les accroissements infinitésimaux de  $x_1, \dots, x_n$  respectivement, alors l'accroissement infinitésimal correspondant de  $f$  est:

$$df = \frac{\partial f}{\partial x_1} dx_1 + \dots + \frac{\partial f}{\partial x_n} dx_n$$

Si on suppose que le domaine de définition est discrétisé par la méthode des différences finies comme il est indiqué dans la figure II-3, alors la dérivée partielle est définie comme suit :

$$f(x + h_1) = f(x) + h_1 f'(x) + \frac{h_1^2}{2!} f^{(2)}(x) + \frac{h_1^3}{3!} f^{(3)}(x) + \dots + \frac{h_1^k}{k!} f^{(k)}(x) + \dots + \frac{h_1^n}{n!} f^{(n)}(x)$$

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

Pour calculer  $f^{(n)}$ , on utilise les points situés de part et d'autre de  $x_j$ . Considérons les développements en séries de Taylor autour de  $x$ , de la fonction  $f$

Posons  $f_{i,j} = f(x_i, y_j) = f(M)$ , où  $M$  est l'un des points de la figure II.3 ci-dessous:

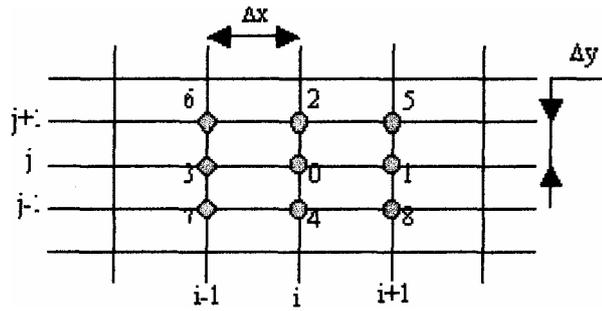


Figure II.3 : Discrétisation du domaine de définition en utilisant la méthode des différences finies.

Pour  $x = x_i$  et  $y = y_i$ , on obtient à partir du développement précédent à l'ordre 2 les dérivées partielles premières :  $(\frac{\partial f}{\partial x})_{i,j} = \frac{f_{i+1,j} - f_{i-1,j}}{2\Delta x}$

$$\text{Soit : } f'_x(0) = \frac{f(1) - f(3)}{2\Delta x}$$

$$\text{On a également : } (\frac{\partial f}{\partial y})_{i,j} = \frac{f_{i,j+1} - f_{i,j-1}}{2\Delta y}$$

$$\text{Soit : } f'_y(0) = \frac{f(2) - f(4)}{2\Delta x}$$

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

$$(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}) = \frac{1}{(\Delta x)^2} (f_{i+1,j} - 2f_{i,j} + f_{i-1,j})$$

$$\text{Soit : } f''_x(0) = \frac{1}{(\Delta x)^2} (f(1) - 2f(0) + f(3))$$

$$\text{On aura : } (\frac{\partial^2 f}{\partial y^2}) = \frac{1}{(\Delta x)^2} (f_{i,j+1} - 2f_{i,j} + f_{i,j-1})$$

$$\text{Soit : } f''_y(0) = \frac{1}{(\Delta x)^2} (f(2) - 2f(0) + f(4))$$

Les dérivées croisées,  $\frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y}$  sont obtenues par :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right) = \frac{1}{2(\Delta x)}(f_{i+1,j} - f_{i-1,j})$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{2(\Delta x)}(f_{i+1,j} - f_{i-1,j}) \right) = \frac{1}{2\Delta x} \left( \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_{i+1,j} - \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_{i-1,j} \right)$$

### II. 3 .2.3 Conditions aux limites de Dirichlet et de Neumann

Les conditions aux limites sont les valeurs qui prennent les solutions des équations aux dérivées partielles sur une frontière. Il existe un grand nombre de conditions aux limites possibles suivant la formulation du problème, du nombre de variable mises en jeu, et de la nature de l'équation. Les conditions imposées au temps  $t = 0$  sont appelées « conditions initiales ». Les conditions aux limites de Dirichlet et de Neumann sont utilisées pour les équations différentielles partielles elliptiques, telles que l'équation de Helmholtz.

Une condition aux limites de Dirichlet est imposée à une équation aux dérivées partielles lorsque l'on spécifie les valeurs que la solution doit vérifier sur les frontières du domaine. La condition de Neumann est imposée aussi à une équation différentielle ou à une équation aux dérivées partielles lorsque l'on spécifie les dérivées des fonctions que la solution doit vérifier sur les frontières du domaine.

Dans le cas d'une équation aux dérivées partielles telle que l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \phi = \frac{q}{\varepsilon} (n(x, y) - N_D)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial^2 x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial^2 y^2} = \frac{q}{\varepsilon} (n(x, y) - N_D)$$

**Equation elliptique :**

$$\frac{\partial^2 f}{\partial^2 x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial^2 y^2} = g(x, y)$$

$$\Delta x = \Delta y = h$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \frac{f(i+1, j) - 2f(i, j) + f(i-1, j)}{h^2}$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial y^2} = \frac{f(i, j+1) - 2f(i, j) + f(i, j-1)}{h^2}$$

$$g(x, y) = g(i, j)$$

$$g(i, j) = \frac{f(i+1, j) - 4f(i, j) + f(i-1, j) + f(i, j+1) + f(i, j-1)}{h^2}$$

Ou bien :

$$g(i, j) = \frac{f(i+1, j) - 2f(i, j) + f(i-1, j) + f(i, j+1) + f(i, j-1)}{2h^2}$$

**Conditions aux limites :**

	Source	grille	drain
<b>Dirichlet :</b>	$\phi = 0V$	$\phi = -1V$	$\phi = 7V$
<b>Neumann :</b>	$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$ $\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$	en $x = 0$ en $y = 0$	et $x = 2 \mu m$

### II. 3 .2.4 Discrétisation de la structure.

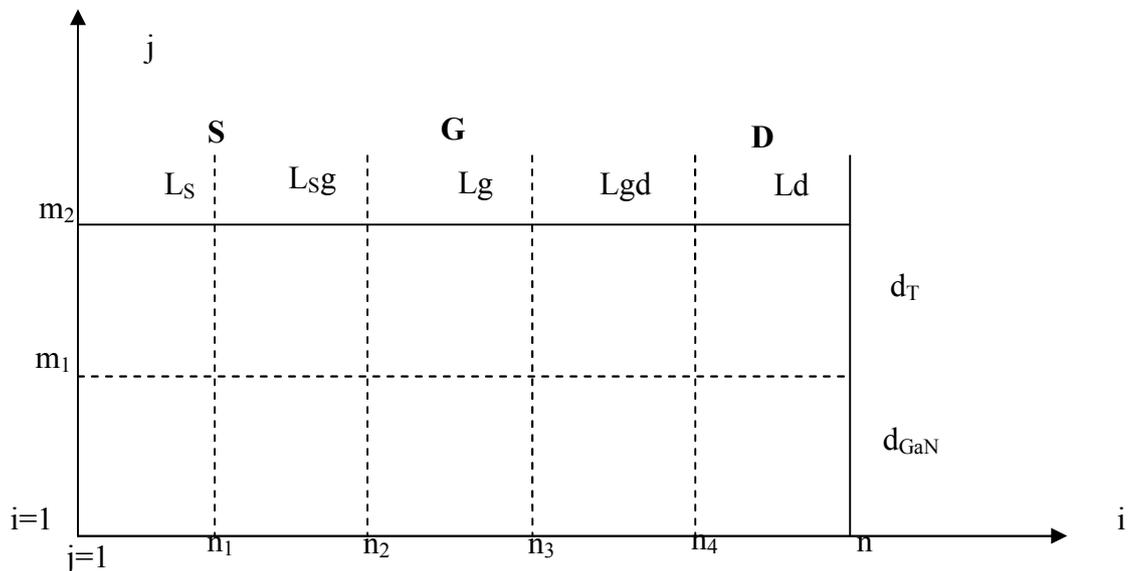


Figure II.4: Discrétisation de la structure.

### II. 3 .2.5 Calcul numérique du champ électrique et du potentiel

L'organigramme présenté sur la figure II.5 illustre le procédé de résolution utilisé pour le développement du code de calcul. Ce programme est réalisé en langage MATLAB.

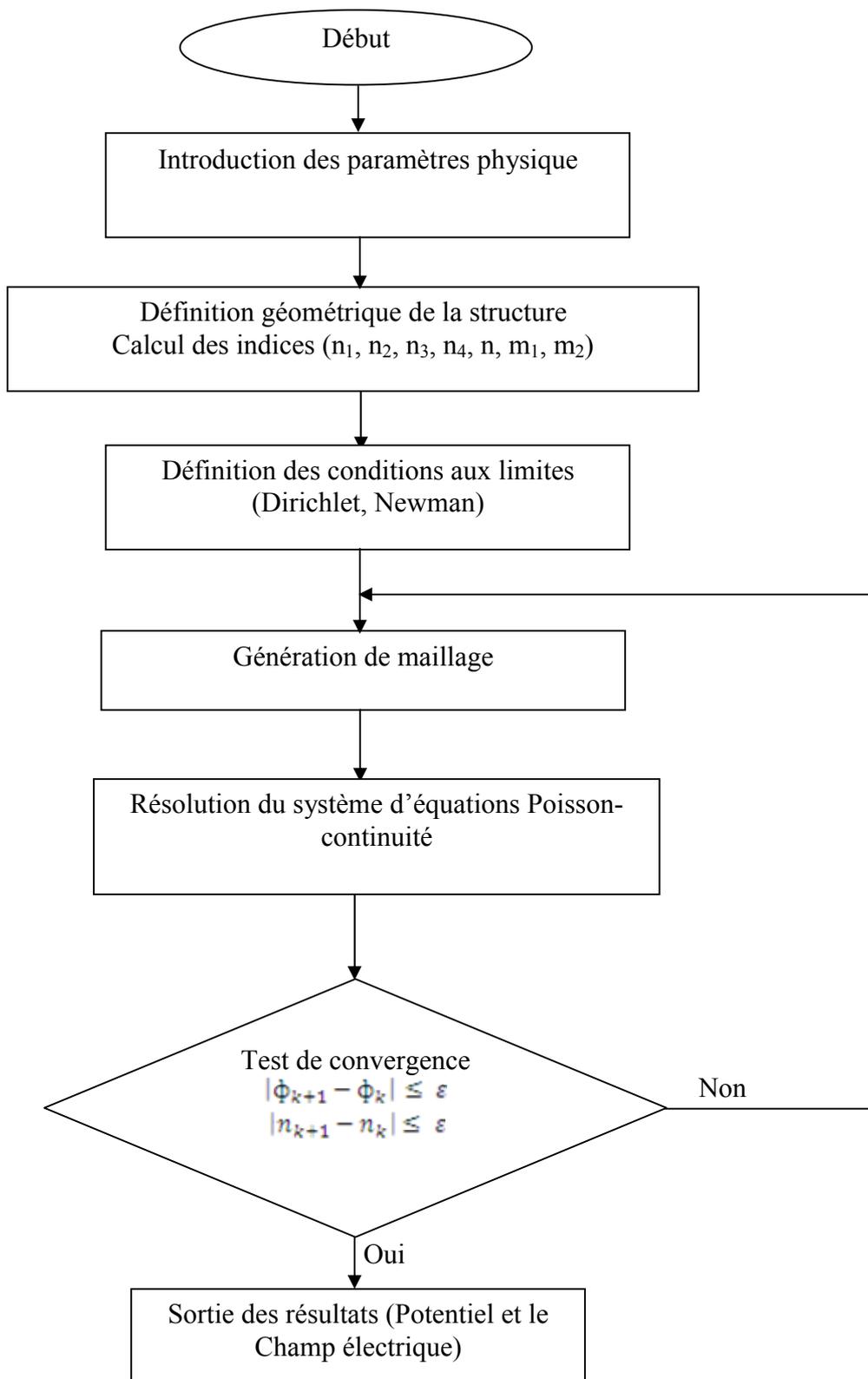


Figure II. 5 : Organigramme général de la procédure numérique

## II. 4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons adapté un modèle analytique et une méthode numérique pour la résolution des équations aux dérivées partielles en utilisant la méthode des Différences Finies. Elle est appropriée pour modéliser le potentiel et le champ électrique avec et sans Field Plate pour les HEMTs à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN.

Pour la résolution d'un problème aux dérivées partielles du second ordre à deux dimensions, se fait en plusieurs étapes. La première consiste à déterminer les conditions aux limites du problème à résoudre, ensuite l'étape de la résolution qui se fait soit par des méthodes analytiques ou par des méthodes numériques ou bien par des méthodes mixtes. La discrétisation du domaine de définition du problème à résoudre est une étape très importante ainsi que les méthodes de linéarisations dans le cas des systèmes non linéaires à prendre en considération lors de la résolution du problème.

# Chapitre III

## Distribution du potentiel et du champ électrique- Résultats et Interprétations

### III.1 Introduction

L'amélioration des performances des composant de type HEMT à base d'AlGaIn/GaN peut être réalisée par optimisation des différents paramètres. L'objectif de ce travail est de modéliser le potentiel et le champ électrique dans les différentes structures réalisées par différentes technologies. En première partie, nous nous sommes intéressés à la simulation du potentiel et du champ électrique, après avoir adapté des modèles analytiques développés dans le chapitre II, dans les structures HEMTs conventionnelles (sans Field Plate) et FP-HEMT (avec Field Plate). En seconde étape, notre étude concerne la distribution du potentiel et le champ électrique par résolution numérique.

### III.2 Résultats et interprétations

#### III.2.1 Simulation du champ électrique et du potentiel dans les HEMTs AlGaIn/GaN

##### III.2.1.1 Structure HEMT conventionnelle« sans Field Plate »

En se basant sur le modèle étudié en chapitre II, nous pouvons modéliser le champ électrique  $E$  et le potentiel  $V$  à partir des relations suivantes :

$$V_c(x) = V_{1c}(x) + V_{2c}(x) + V_{3c}(x) \quad (\text{III.1})$$

Où  $V_c(x)$  : représente le champ dans le canal

$$V_{1c}(x) = \frac{2 \left[ \frac{-qN_d L_1}{2\epsilon} - V_g - V_d \right] \frac{\sinh K_2 L_g}{K_2} + L_2 - L_3}{L_4} \times \cosh(K_2 x) \quad (\text{III.2})$$

$$V_{2c}(x) = \frac{E}{K_3} \sinh(K_3 x) \quad (\text{III.3})$$

$$V_{3c}(x) = \frac{2q^2}{K_4 \epsilon^2 d_T} (-n_s + N_d d_a) L_4 \cosh K_4 x \quad (\text{III.4})$$

avec

$$K_1 = \frac{\pi}{d_T}, \quad K_2 = \frac{\pi}{L_g}, \quad K_3 = \frac{\pi}{2d_T}, \quad K_4 = \frac{\pi}{2d_T}$$

$$L_1 = L_g^2 + \frac{2}{K_2^2}$$

$$L_2 = \frac{qN_d L_g}{\epsilon K_2} \cosh(K_2 L_g)$$

$$L_3 = \frac{U(d_T) \sin(K_2 L_g)}{K_2}$$

$$L_4 = \cosh(K_2 d_T) \left( \frac{\sinh(2K_2 L_g)}{2K_2} + L_g \right)$$

$$L_5 = -d_T + \frac{1}{K_4}$$

$$U(d_T) = \frac{-qn_s d_T}{\epsilon} - \frac{qN_d}{2\epsilon} [d_a^2 - 2d_a d_s]$$

$$E_c = \frac{\partial V_c(x)}{\partial x} \quad (III.5)$$

### III.2.1.1.1 La distribution du potentiel V en fonction de la distance Source-Drain

La figure III.1 montre la distribution du potentiel en fonction de la distance source-drain pour deux valeurs de  $V_d$  :

$$V_d = 7V, \text{ et } V_d = 80V, \text{ avec } V_g = -1V.$$

Données:  $L_s = 0.2\mu\text{m}$ ;  $L_{sg} = 0.2\mu\text{m}$  ;  $L_g = 0.2\mu\text{m}$  ;  $L_{gd} = 1.2\mu\text{m}$ ;  $L_d = 0.2\mu\text{m}$  ;  $d_T = 0.3\mu\text{m}$ ,  $d_{\text{GaN}} = 1\mu\text{m}$ ;  $\epsilon_{\text{ALGaN}} = 9.35$ ,  $\epsilon_i = 4$ ,  $N_D = 2.10^{17}\text{ cm}^{-3}$ ,  $n_s = 1.30 \times 10^{13}\text{ cm}^{-2}$ .

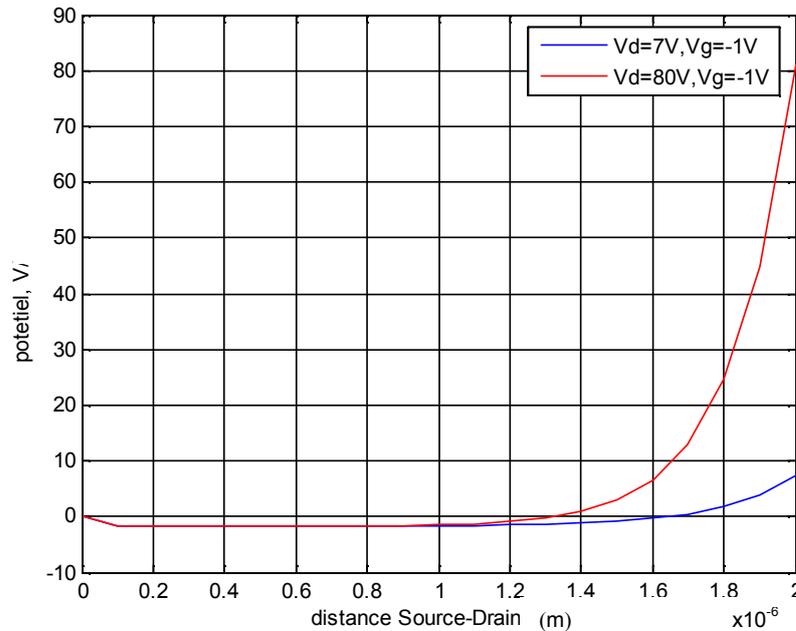


Figure III.1 : Le potentiel V en fonction de la distance source-drain pour différentes Valeurs de  $V_d$

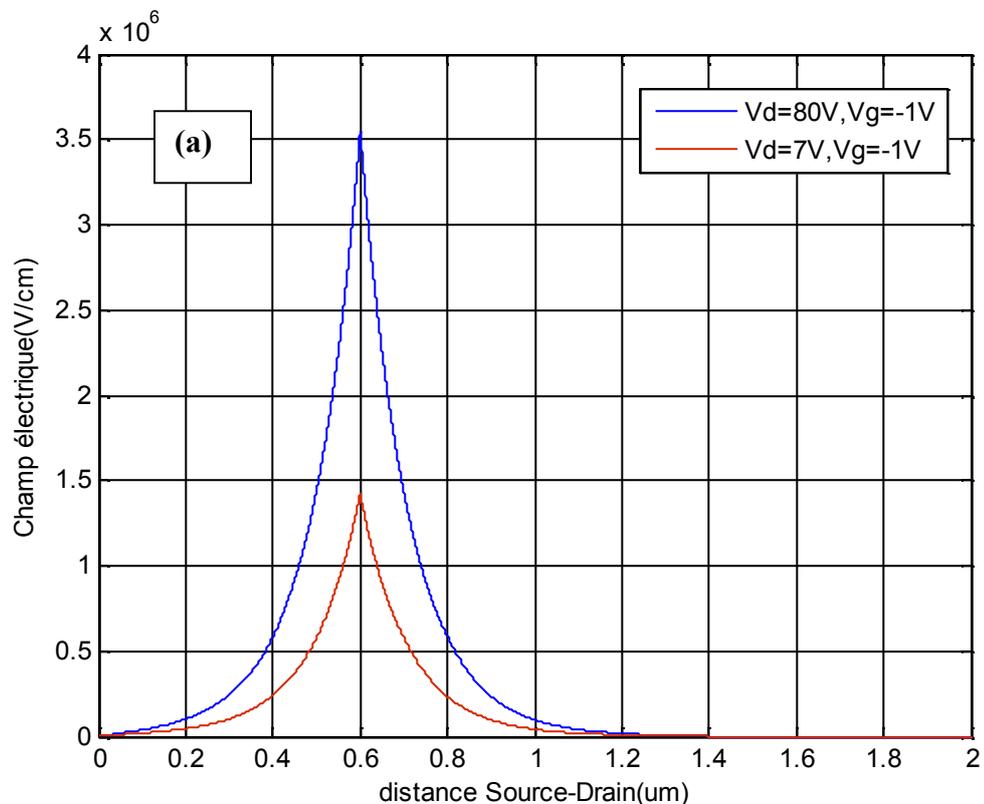
On observe que, suivant la distance source-drain, la distribution du potentiel commence par une valeur nulle qui représente la polarisation de la source puis elle décroît pour des valeurs

négatives de la polarisation de grille, après elle augmente jusqu'à des valeurs positives pour atteindre la tension de polarisation du drain.

### III.2.1.1.2 La distribution du champ électrique E en fonction de la distance Source-Drain

La figure III.2 (a) représente la distribution du champ électrique en fonction de la distance source-drain en fixant  $V_g = -1V$ , pour  $V_d = 7 V$  et  $V_d = 80V$ . La figure III.2 (b)  $V_g$  est fixée à  $-5V$  pour  $V_d = 7V$  et  $80V$ .

Sur la figure III.2 (a) ou III.2 (b), on observe une augmentation du pic du champ électrique en sortie de la grille lorsque les polarisations de  $V_d$  augmentent. Afin d'évaluer l'effet de la polarisation de la grille, on compare les figures III.2 (a) ou III.2 (b), on remarque que la valeur du pic du champ électrique augmente avec l'augmentation de  $V_g$  (valeur absolue). Pour des tensions de drain et de grille  $V_d = 7V$  et  $V_g = -1V$ , la valeur du pic du champ électrique était de l'ordre de  $1.4 MV/cm$ , cette valeur augmente avec l'augmentation de la tension de drain et de grille pour atteindre une valeur max de  $4.5 MV/cm$  avec  $V_d = 80V$  et  $V_g = -5V$ .



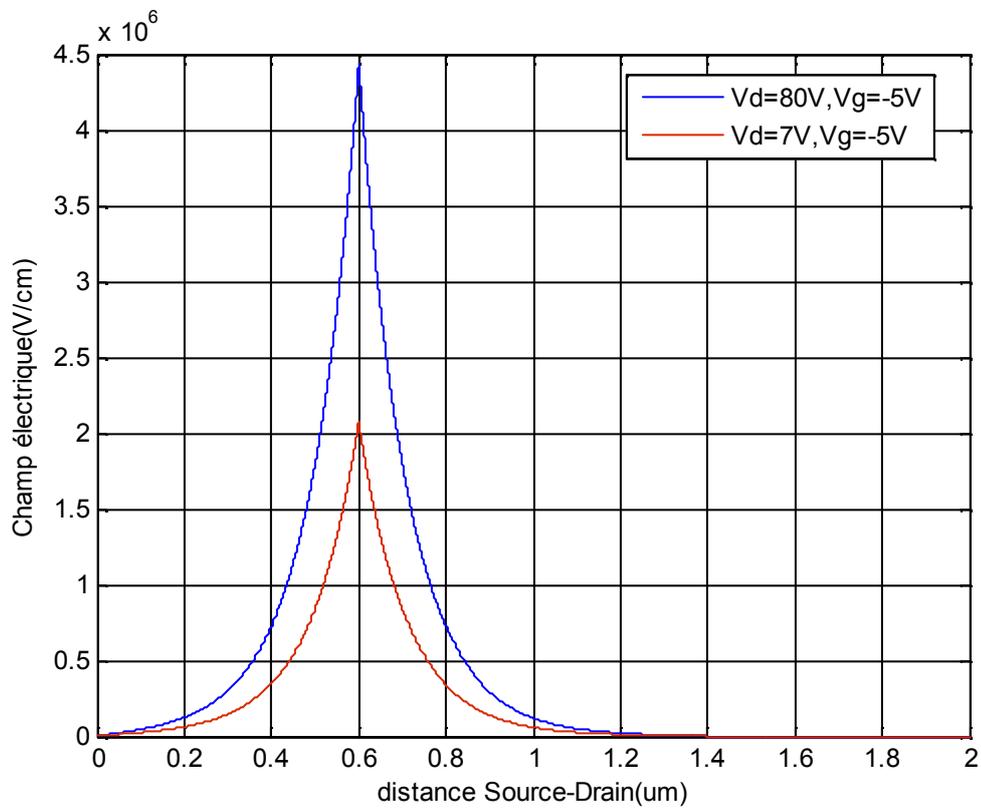
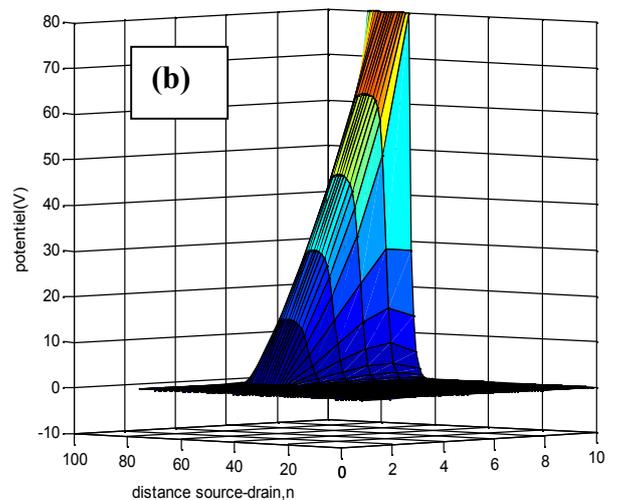
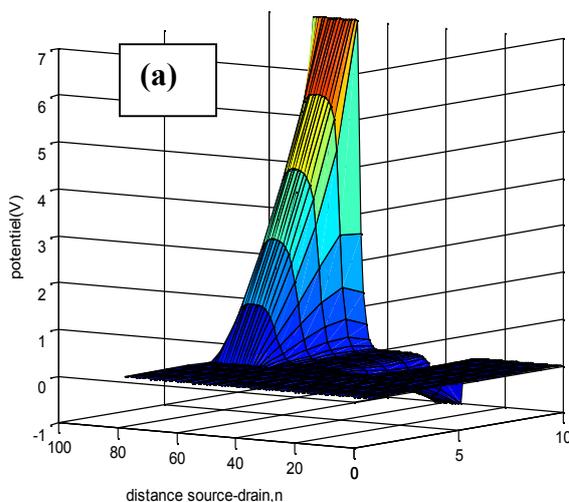


Figure III.2 : La distribution du champ électrique E en fonction de la distance S-D  
 (a) :  $V_d=80V$ ,  $V_d=7V$  et  $V_g=-1V$  (b) :  $V_d=80V$ ,  $V_d=7V$  et  $V_g=-5V$

### III.2.1.1.3 Calculs numériques du champ électrique et du potentiel

#### III.2.1.1.3.1 La distribution du potentiel V suivant la distance Source-Drain

Les figures III.4 (a) et III.4 (b) montrent la distribution du potentiel en fonction de la distance source-drain, pour la structure conventionnelle à base AlGaN/GaN en fixant  $V_g$  à  $-1V$  pour  $V_d=7V$  et  $V_d=80V$  respectivement, et les figures III.4 (c) et III.4 (d) représentent la distribution du potentiel pour  $V_g$  fixée à  $-5V$  pour  $V_d=7V$  et  $V_d=80V$  respectivement.



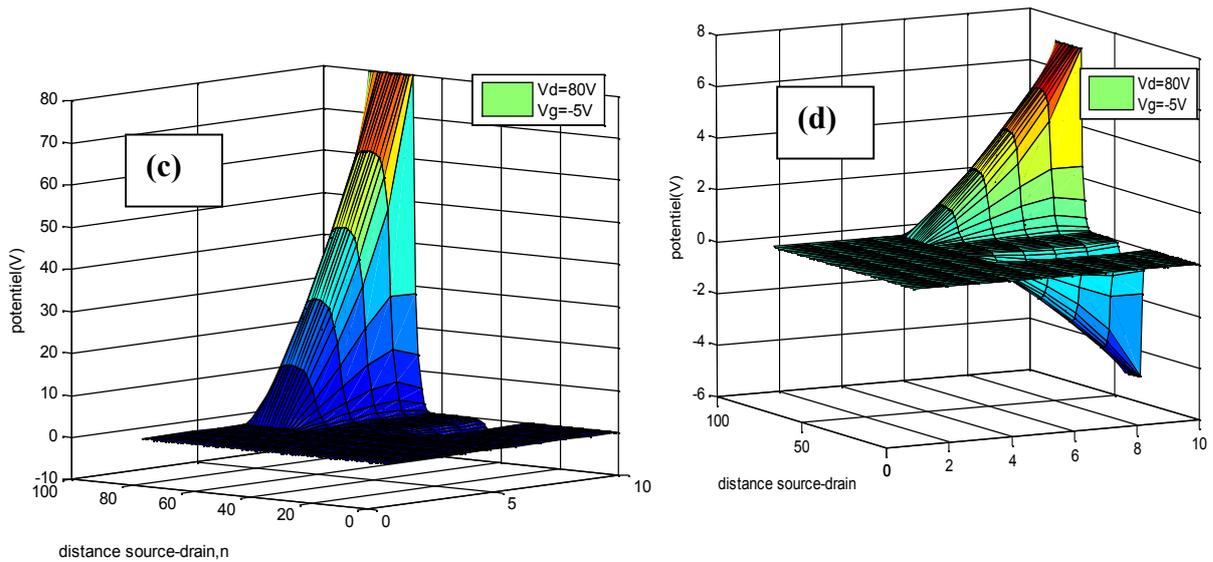


Figure III.4: Le potentiel  $V$  en fonction de la distance source-drain

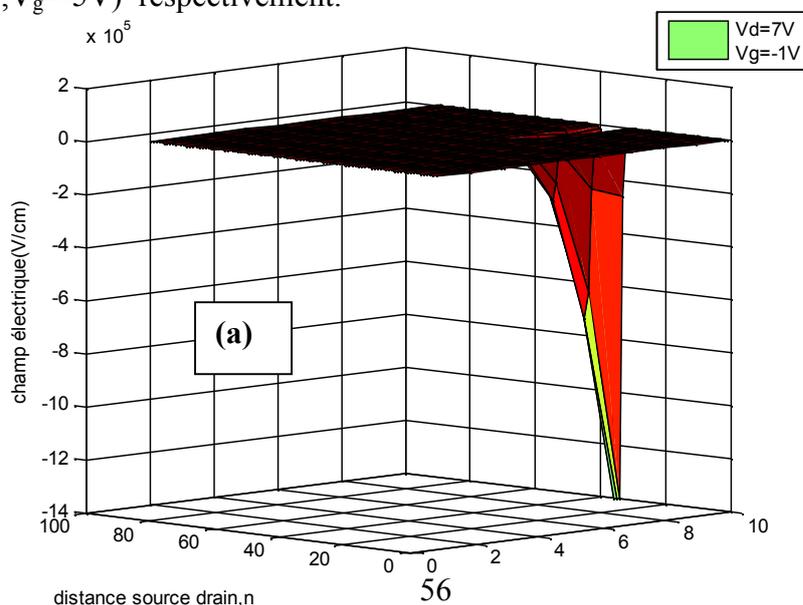
(a) :  $V_d=7V$ ,  $V_g=-1V$ . (b) :  $V_d=80V$ ,  $V_g=-1V$

(c):  $V_d=80V$ ,  $V_g=-5V$  (d):  $V_d=7V$ ,  $V_g=-5V$

On observe que, suivant la distance source–drain, la distribution du potentiel calculée a le même comportement que celui simulé à partir du modèle analytique, c’est à dire elle commence par une valeur nulle qui représente la polarisation de la source, puis elle décroît pour des valeurs négatives de la polarisation de la grille, après elle croit jusqu’à des valeurs positives pour atteindre la tension de polarisation du drain.

### III.2.1.1.3.2 La distribution du champ électrique $E$ en fonction de la distance Source-Drain pour différentes tensions de polarisation $V_d$

Les figure III.5(a), (b), (c), (d) représentent la distribution du champ électrique en fonction de la distance source-drain pour la structure conventionnelle à base AlGaN/GaN pour les tensions de polarisations suivantes ( $V_d=7V, V_g=-1V$ ), ( $V_d=7V, V_g=-5V$ ), ( $V_d=80V, V_g=-1V$ ), ( $V_d=80V, V_g=-5V$ ) respectivement.



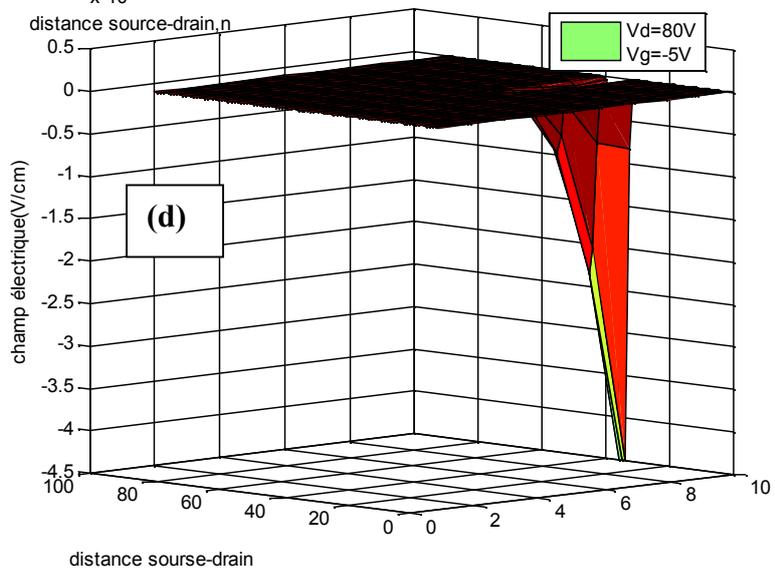
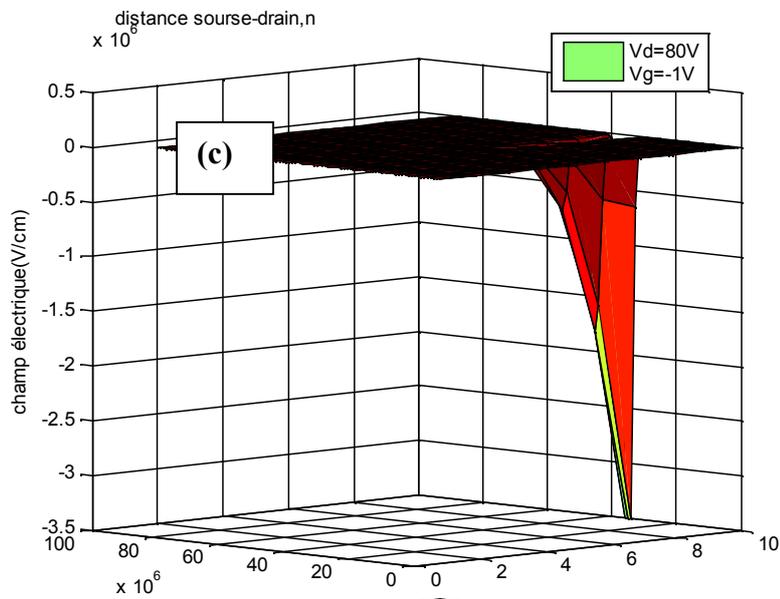
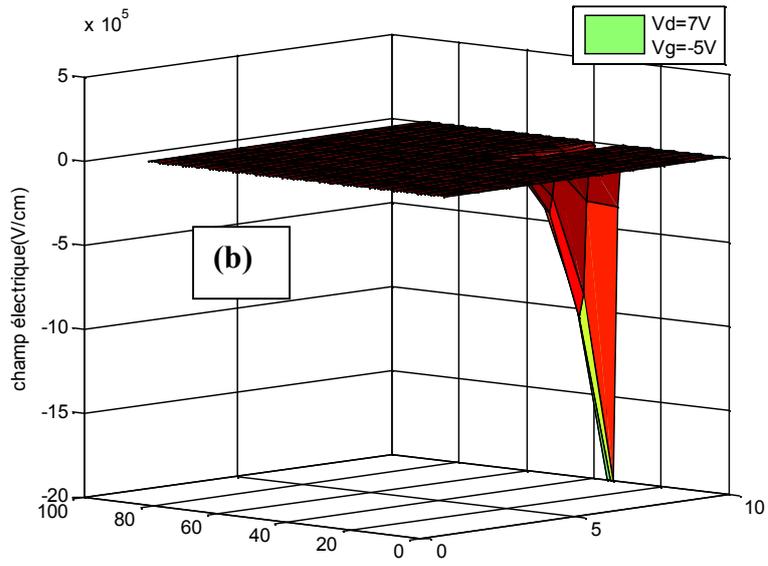


Figure III.5 : La distribution du champ électrique  $E$  en fonction de la distance S-D

On observe que le champ électrique est maximal (critique) au bord de la grille côté drain. La hauteur du pic augmente quand les tensions  $V_d$  et  $V_g$  augmentent. Par exemple, l'amplitude du pic varie de 1.4MV/cm à 3.5MV/cm quand la tension  $V_d$  augmente de 7V à 80V en fixant la tension  $V_g$  à -1V. Cette distribution nous permet de choisir l'emplacement géométrique (au-dessus de la grille) afin de déposer la plaque de champ (Field Plate), dans le but de réduire ce pic critique du champ et augmentant ainsi la tension d'avalanche. Donc une amélioration des performances en puissance des HEMTs à structure conventionnelle.

### III.2.1.2 Etudes des HEMTs avec Field Plate «FP-HEMT» AlGaIn/GaN

#### III.2.1.2.1 Structure étudiée

La figure III.6 montre une vue de coupe de la structure HEMT avec l'électrode de champ «Field Plate» (voir chapitre II). Le composant est passivé avec un oxyde afin de réduire les pièges. Le Field Plate est ensuite déposé comme deuxième électrode de grille au-dessus de la couche de passivation. Il est possible de déposer la plaque de champ en différentes topologies.

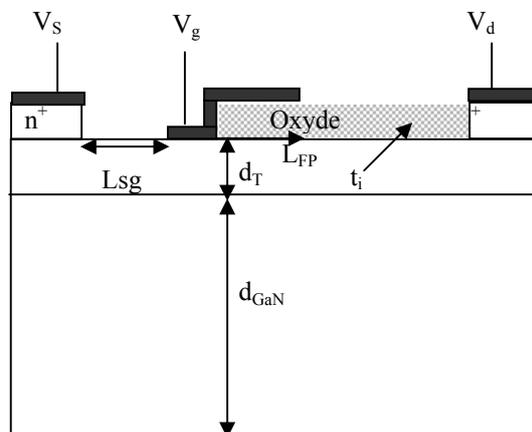


Figure III.6 : Structure de Field Plate étudiée «FP-HEMT»

L'influence des différents paramètres mis en jeu peut être étudiée, comme par exemple la longueur du Field Plate, l'épaisseur de la couche de passivation ou la tension appliquée au niveau de Field Plate,....etc.

### III.2.1.2.2 La distribution du Potentiel V en fonction de la distance Source- Drain

Les figure III.7 (a), (b), (c), (d) montrent la distribution du potentiel en fonction de la distance source-drain pour la structure FP-HEMT à base d'AlGaIn/GaN, pour  $V_d=80V$  et différentes valeurs de la tension  $V_g$ .

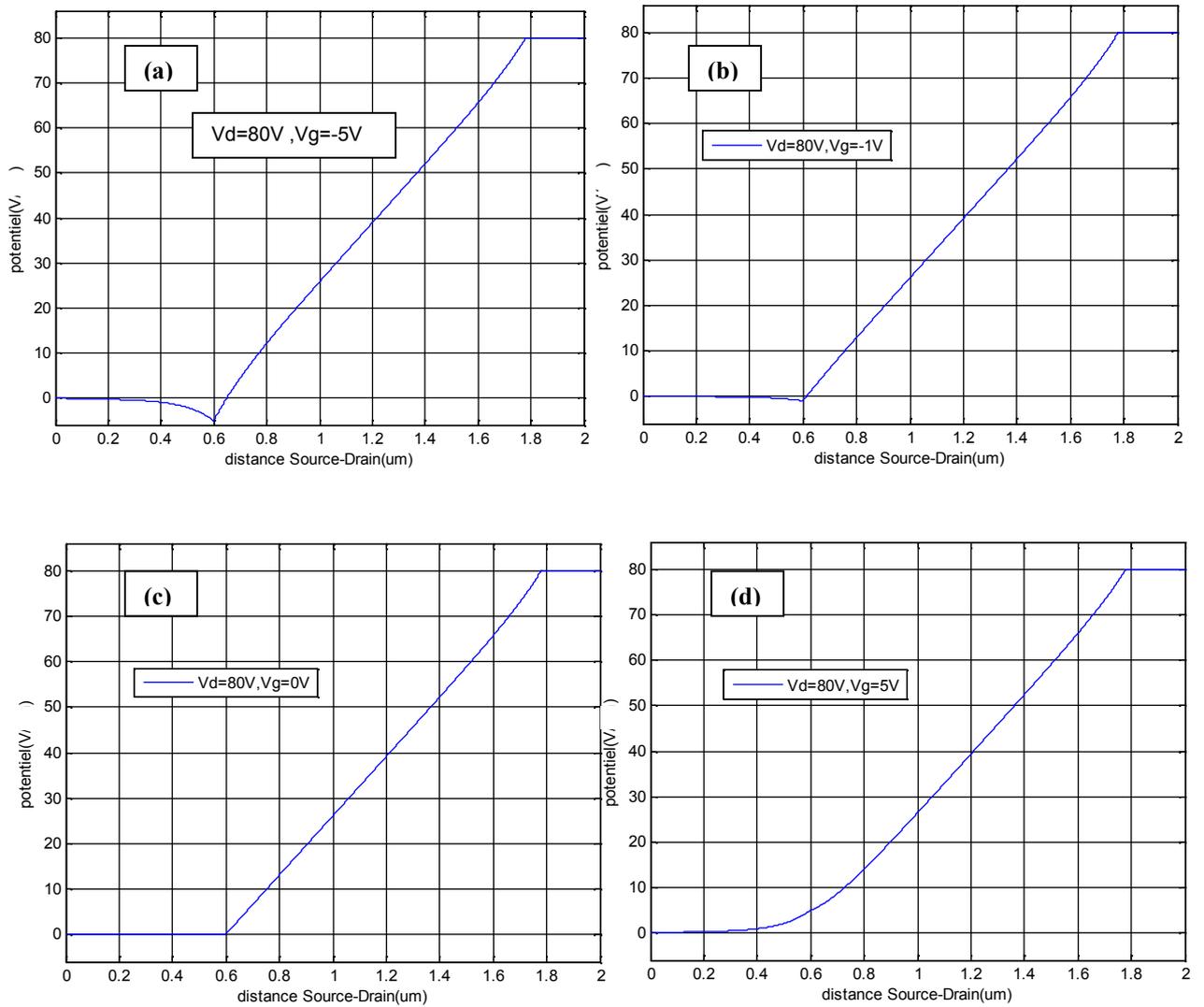


Figure III.7 : Variation du Potentiel V suivant la distance source-drain

(a) :  $V_d=80V$  et  $V_g=-5V$

(c) :  $V_d=80V$  et  $V_g=0V$

(b) :  $V_d=80V$  et  $V_g=-1V$

(d) :  $V_d=80V$  et  $V_g=5V$

Sur toutes les figures, on observe que la distribution du potentiel suivant la distance source–drain commence par une valeurs nulle. Cette tension représente la polarisation de la source (la source est reliée à la masse). Puis, elle atteint une valeur négative ou bien positive selon la polarisation de la grille et enfin elle augmente quasi-linéairement jusqu’à des valeurs positives représentant les polarisations du drain. Donc la partie où la variation est linéaire représente l’effet de l’ajout d’une plaque de champ «Field Plate» sur la distribution du potentiel.

### III.2.1.2.3 La distribution du champ électrique E suivant la distance Source-Drain

La figure III.8 illustre la distribution du champ électrique suivant la distance source-drain pour la structure FP-HEMT à base AlGaIn/GaN avec:  $L_s = 0.2 \mu\text{m}$ ;  $L_{sg} = 0.2 \mu\text{m}$ ,  $L_g = 0.2 \mu\text{m}$ ;  $L_{gd} = 1.2 \mu\text{m}$ ;  $d_T = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{GaIn}} = 1 \mu\text{m}$ ;  $L_{\text{FP}} = 0.6 \mu\text{m}$ ;  $L_d = 0.2 \mu\text{m}$  ;  $t_i = 1 \mu\text{m}$  ;  $\epsilon_{\text{AlGaIn}} = 9.35$ ;  $\epsilon_i = 4$ ,  $N_D = 2.10^{17} \text{cm}^{-3}$ ,  $n_s = 1.30 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ .

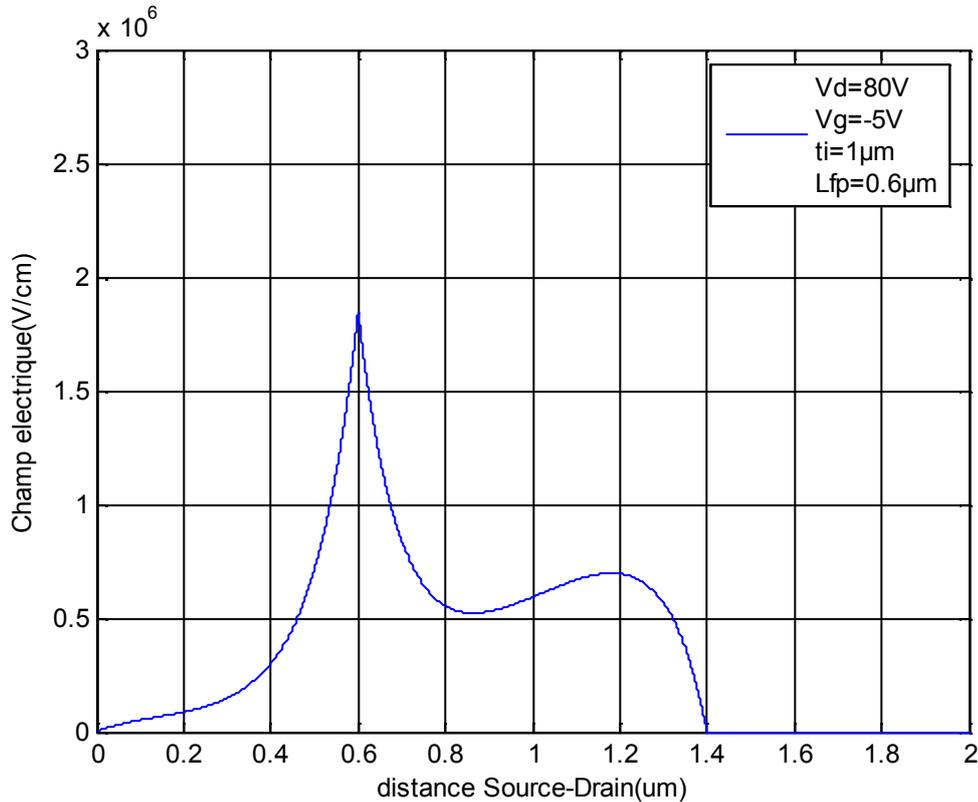


Figure III.8 : La distribution du champ électrique E suivant la distance S-D

On observe une modification du profil de la distribution du champ électrique au bord de la grille côté drain avec une réduction du pic du champ électrique critique par à rapport au HEMT conventionnel (sans Field Plate avec  $V_d = 80\text{V}$ ) (Figure II.6.b), augmentant ainsi la tension d’avalanche, par conséquent, une amélioration des performances des HEMTs à structure conventionnelle. L’application du Field Plate au bord de la grille provoque l’étalement du champ

dans la structure (canal) avec l'apparition d'un deuxième pic du champ électrique secondaire en sortie du Field Plate de l'ordre de 0.7MV/cm inférieur au pic du champ électrique critique (au bord de la grille  $E=1.75\text{MV/cm}$ ).

#### III.2.1.2.4 Effet de la position géométrique de grille « $L_{sg}$ » sur le champ électrique E

La figure III.9 représente le déplacement du champ électrique suivant la distance source-drain de la structure FP-HEMT à base AlGaIn/GaN pour les deux valeurs de  $L_{gs}=0.2\mu\text{m}$  et  $L_{gs}=0.4\mu\text{m}$  avec:  $V_d=80\text{V}$ ,  $V_g=-5\text{V}$ ,  $t_i=1\mu\text{m}$ ;  $L_s=0.2\mu\text{m}$ ;  $L_{FP}=0.6\mu\text{m}$ ;  $L_g=0.2\mu\text{m}$ ;  $L_{gd}=1.2\mu\text{m}$ ;  $d_T=0.3\mu\text{m}$ ,  $d_{\text{GaN}}=1\mu\text{m}$ ;  $L_{FP}=0.6\mu\text{m}$ ;  $L_d=0.2\mu\text{m}$ ;  $\epsilon_{\text{ALGaIn}}=9.35$ ;  $\epsilon_i=4$ ,  $N_D=2.10^{17}\text{cm}^{-3}$ ,  $n_s=1.30\times 10^{13}\text{cm}^{-2}$ .

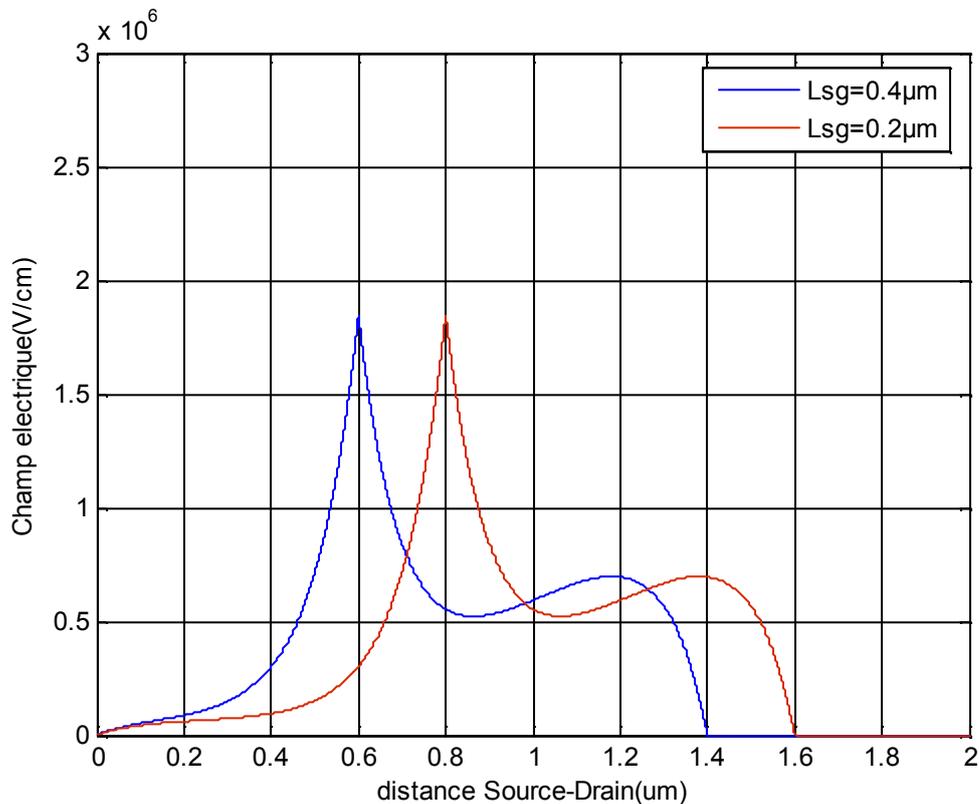


Figure III.9: La dépendance du champ électrique E en fonction de la distance S-D

On observe un déplacement horizontal de la position du pic du champ électrique de  $0.2\mu\text{m}$  suivant la distance source-drain en fonction de la longueur source-grille «  $L_{sg}$  ». Le déplacement de la grille vers le drain engendre un déplacement du pic du champ horizontalement vers le drain. On peut conclure aussi que les pics dépendent de la position des deux bords: le bord de grille et le bord du Field Plate.

### III.2.1.2.5 Effet de la longueur du Field Plate sur le champ électrique E

La figure III.10 montre l'évolution du champ électrique à une tension  $V_d = 80V, V_g = -5V$  pour différentes longueurs de Field Plate reliées à la grille avec:  $t_i = 1 \mu m$ ;  $L_s = 0.2 \mu m$ ;  $L_{FP} = 0.6 \mu m$ ;  $L_{gs} = 0.2 \mu m$ ;  $L_g = 0.2 \mu m$ ;  $L_{gd} = 1.2 \mu m$ ;  $d_T = 0.3 \mu m$ ,  $d_{GaN} = 1 \mu m$ ;  $L_{FP} = 0.6 \mu m$ ;  $L_d = 0.2 \mu m$ ;  $\epsilon_{ALGaN} = 9.35$ ;  $\epsilon_i = 4$ ,  $N_D = 2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_s = 1.30 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .

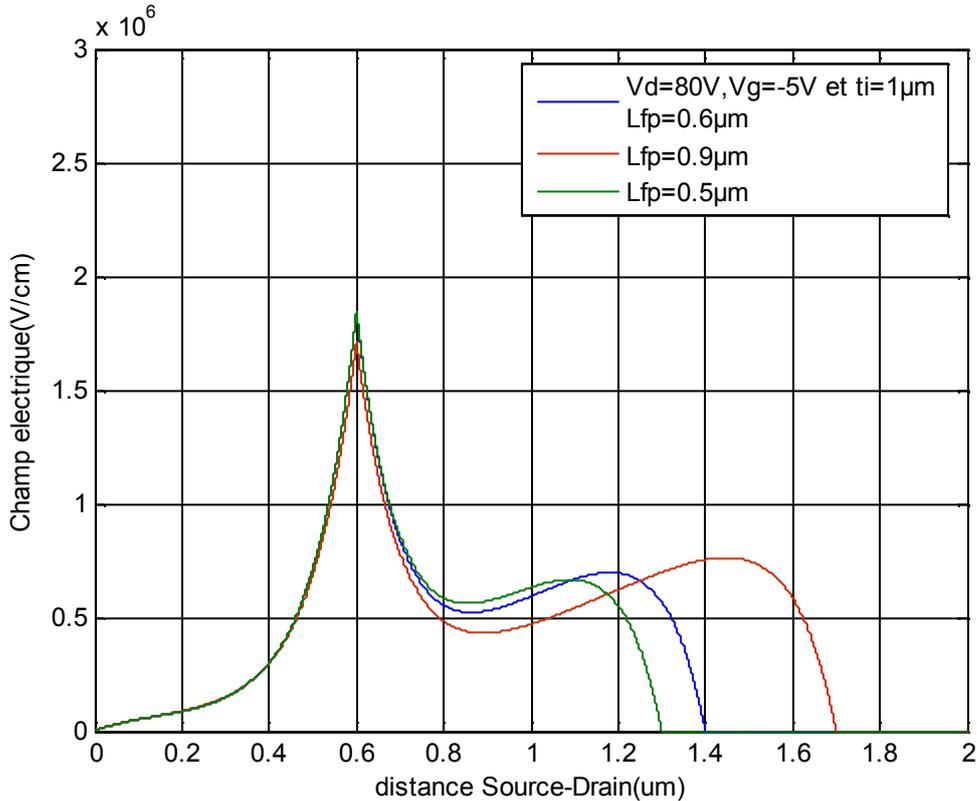


Figure III.10 : La dépendance du champ électrique E en fonction de la longueur du Field Plate

On peut noter une faible diminution de la valeur du pic du champ électrique quand la longueur du Field Plate augmente, ce qui permet d'augmenter la tension de claquage. Dans l'espace grille-drain, le champ électrique s'étend de plus en plus à mesure que  $L_{FP}$  augmente. Ainsi, une longueur du Field Plate plus longue donne des résultats meilleurs en terme du champ électrique de claquage. Un autre effet observé, c'est l'apparition d'une faible augmentation du pic du champ électrique secondaire en sortie du Field Plate, par exemple pour ( $L_{FP} = 0.9 \mu m$ ) il est de l'ordre de  $0.05 \text{ MV/cm}$ . Donc la diminution du pic du champ électrique en sortie de la grille entraîne une augmentation de celui-ci dans d'autres régions de la zone active.

### III.2.1.2.6 Influence de l'épaisseur de la couche d'isolant sur le champ E

La figure III.11 montre la variation du champ électrique E en fonction de l'épaisseur de la couche d'isolant, pour des valeurs constantes de la tension du Drain  $V_d$ .

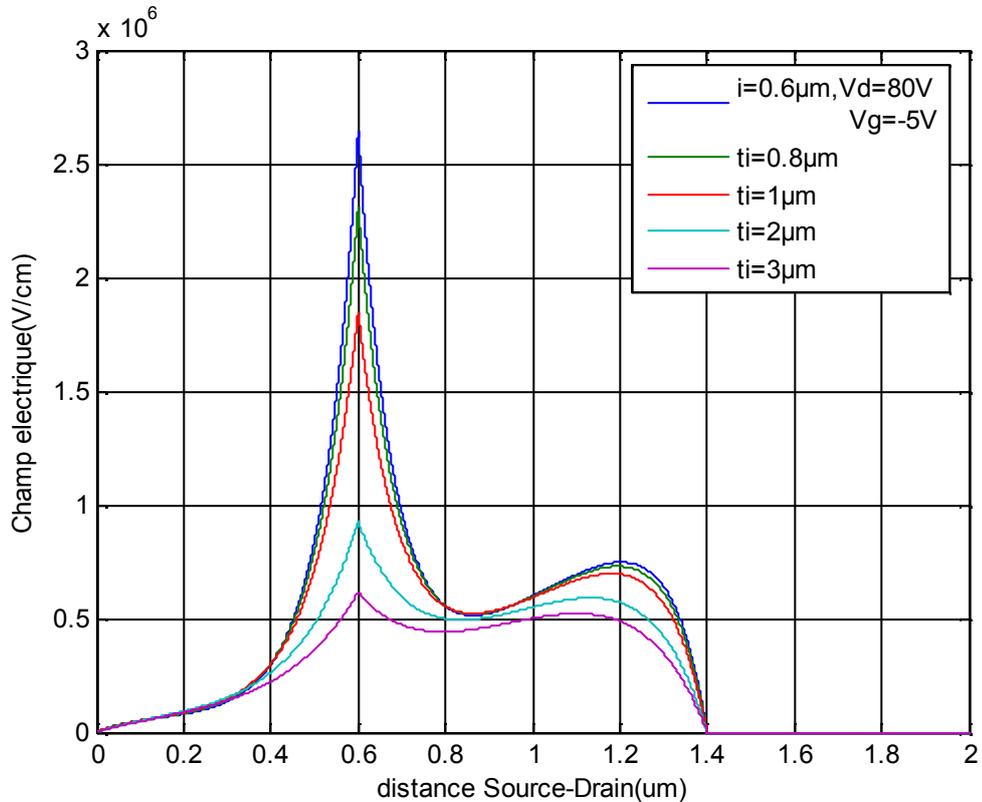


Figure III. 11 : Variation du champ électrique E en fonction de l'épaisseur de l'oxyde  $t_i$ .

Cette figure montre l'évolution du champ électrique E en fonction de l'épaisseur de l'isolant en fixant les tensions de polarisation de drain et de grille. On observe une augmentation de l'épaisseur de l'oxyde qui produira la diminution du pic du champ électrique. Pour une épaisseur de  $0.6 \mu\text{m}$ , la valeur du pic du champ électrique était de  $2.25 \text{MV/cm}$ , cette valeur diminue avec l'augmentation de l'épaisseur pour atteindre une valeur de  $0.5 \text{MV/cm}$  pour une épaisseur d'oxyde de l'ordre de  $3 \mu\text{m}$ . En effet, l'introduction d'une couche isolante au bord de la grille, où le champ électrique est maximum, induit une réduction du courant électrique de fuite qui traverse la grille, du fait que la présence d'un isolant entre la grille et le semi-conducteur s'oppose au passage du courant électrique. Donc une amélioration du champ de claquage en limitant les effets de pièges.

### III.2.1.2.7 Influence de la tension de drain sur le champ électrique E

La figure III.12 montre la dépendance du champ électrique E en fonction de la tension du drain  $V_d$  pour des valeurs constantes de l'épaisseur de la couche isolant.

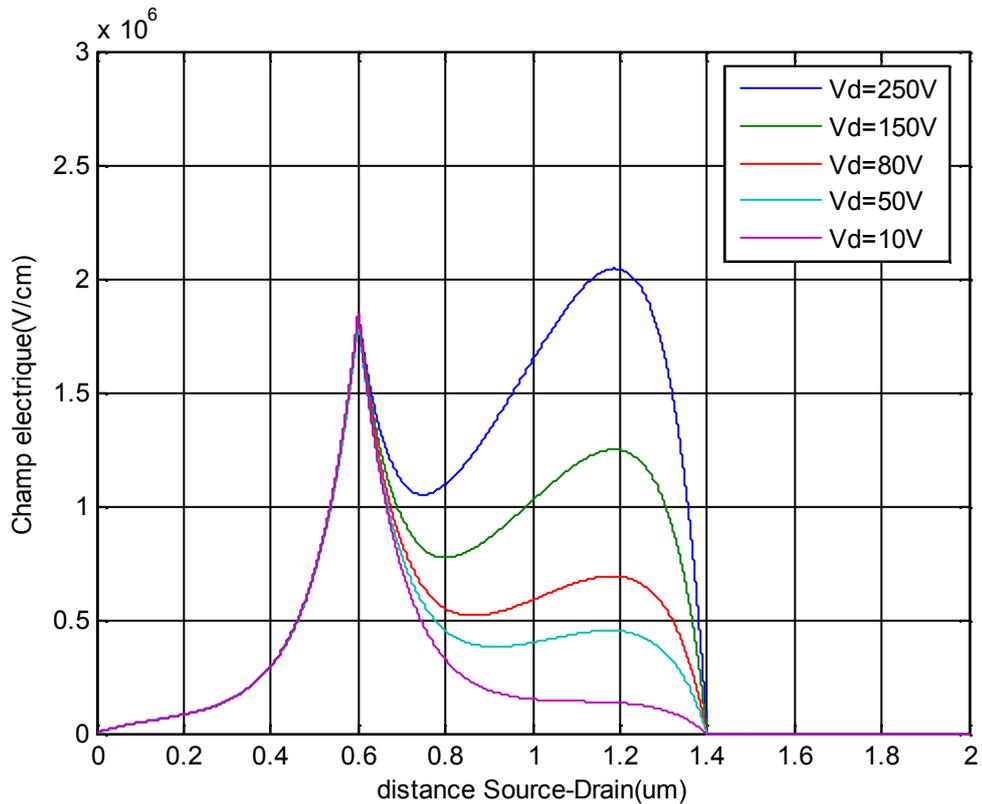


Figure III. 12 Variation du champ électrique E en fonction de la tension du drain  $V_d$ .

On observe que le champ électrique présente deux pics. On remarque une légère augmentation du premier pic du champ électrique lorsque la tension du drain  $V_d$  augmente de 10V à 250V, Pour des valeurs plus élevées de la tension du drain  $V_d$  la valeur du deuxième pic augmente au-delà de la valeur du premier pic du champ électrique.

### III.2.1.2.8 Effet de l'épaisseur de l'isolant sur le champ électrique E à grandes tensions de polarisation $V_d$ ( $V_d=250V$ )

La figure III.13 montre la dépendance du champ électrique E en fonction de la tension du drain  $V_d$  pour différentes épaisseurs de la couche d'isolant. Quant au second pic observé, son amplitude augmente d'une manière significative quand la tension  $V_d$  augmente de 10V à 250V.

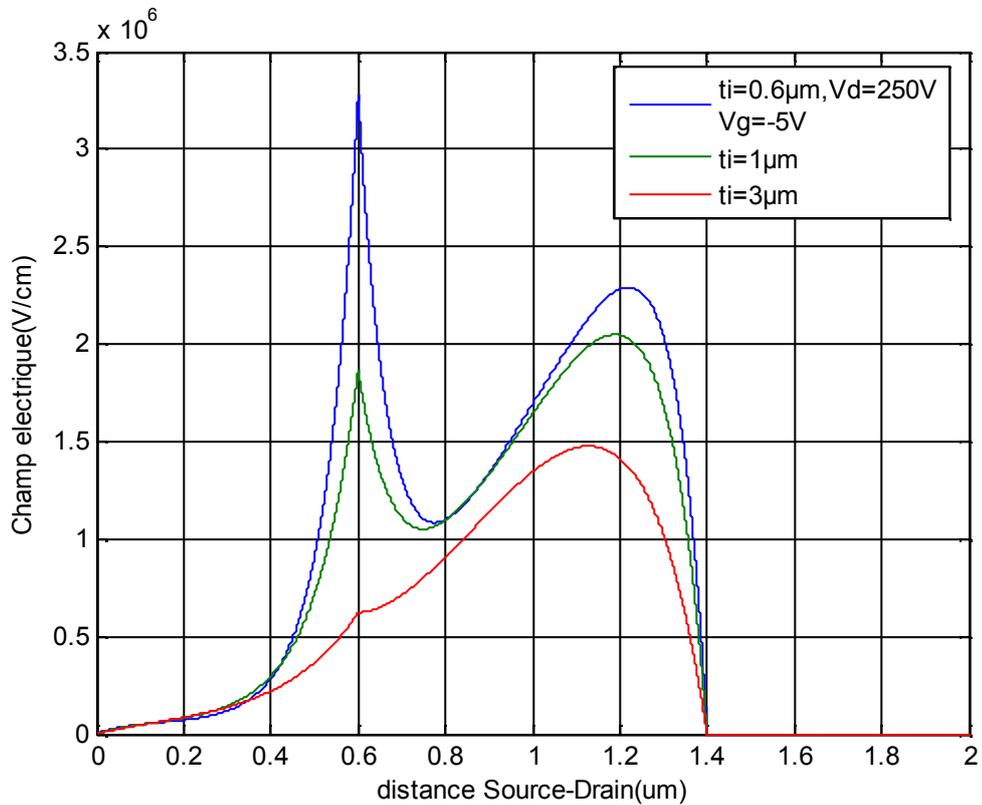


Figure III.13 : Variation du champ électrique E en fonction de la tension du drain  $V_d$  et l'épaisseur de l'oxyde  $t_i$ .

Sur cette figure on constate une diminution des valeurs des pics du champ électrique E lorsque l'épaisseur de l'isolant augmente. Des valeurs plus élevées de l'épaisseur de l'isolant produiront un étalement du champ électrique critique. De plus, la courbe du champ électrique E en fonction de la distance source-grille est plus sensible à la variation de l'épaisseur de la couche d'isolant qu'à la tension du drain  $V_d$ . On remarque aussi que le premier pic est plus sensible à la variation de l'épaisseur de la couche de passivation que le deuxième pic.

### III.2.1.2.9 Effet de la tension de grille sur le champ électrique E

La figure III.14 montre les variations du champ électrique E en fonction de la distance source-drain à différentes valeurs de la tension de grille  $V_g$ .

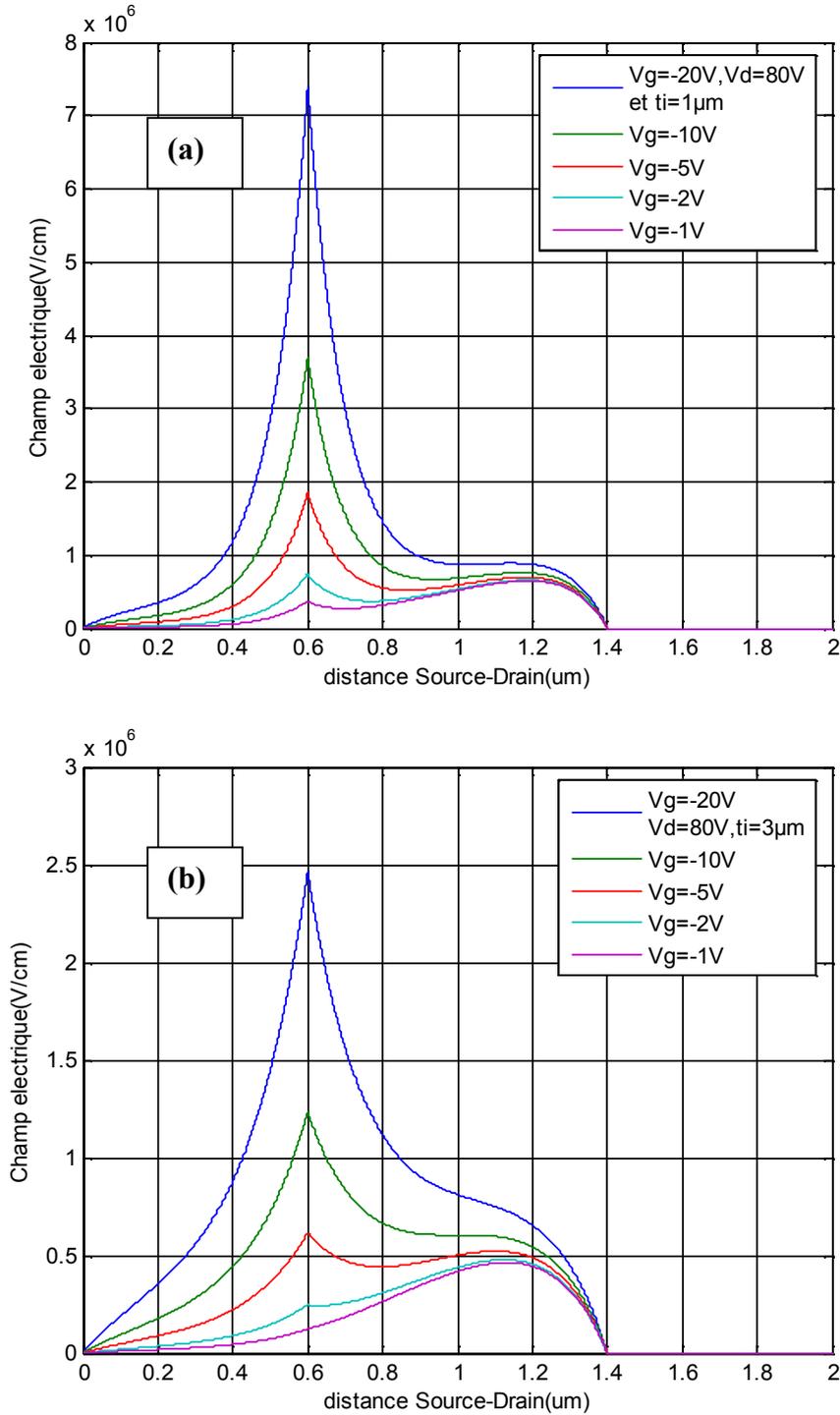


Figure III.14 Variation du champ électrique E en fonction de la tension de grille pour différentes valeurs de l'épaisseur d'oxyde ( $SiO_2$ )

(a):  $V_d = 80V$  et  $t_i = 1\mu m$       (b):  $V_d = 0V$  et  $t_i = 3\mu m$

Pour deux valeurs de l'épaisseur de l'isolant, on constate que lorsqu'on augmente la tension de polarisation de la grille (en valeur absolue) le pic du champ électrique critique augmente de façon plus significative par rapport au deuxième pic, on remarque que le changement de l'épaisseur est le paramètre clé pour diminuer le pic de champ électrique critique, par exemple : pour une épaisseur de la couche de passivation de 1  $\mu\text{m}$ , la valeur du pic du champ électrique critique varie de 0.3MV/cm jusqu'à 7.3MV/cm lorsque la tension  $V_g$  augmente de -1 à -20 V, alors que pour une épaisseur de 3  $\mu\text{m}$ , la valeur du pic du champ électrique critique maximal ne dépasse pas 2.5MV /cm pour une tension  $V_g$  de -20 V.

### III.2.1.2.10 Variation du champ électrique E à $V_d=250\text{V}$ et $V_g=-20\text{V}$ pour différentes épaisseurs de l'isolant

La figure III.15 montre la dépendance du champ électrique E en fonction de la distance source drain pour différentes épaisseurs de la couche d'isolant, pour  $V_d=250\text{V}$  et  $V_g=-20\text{V}$

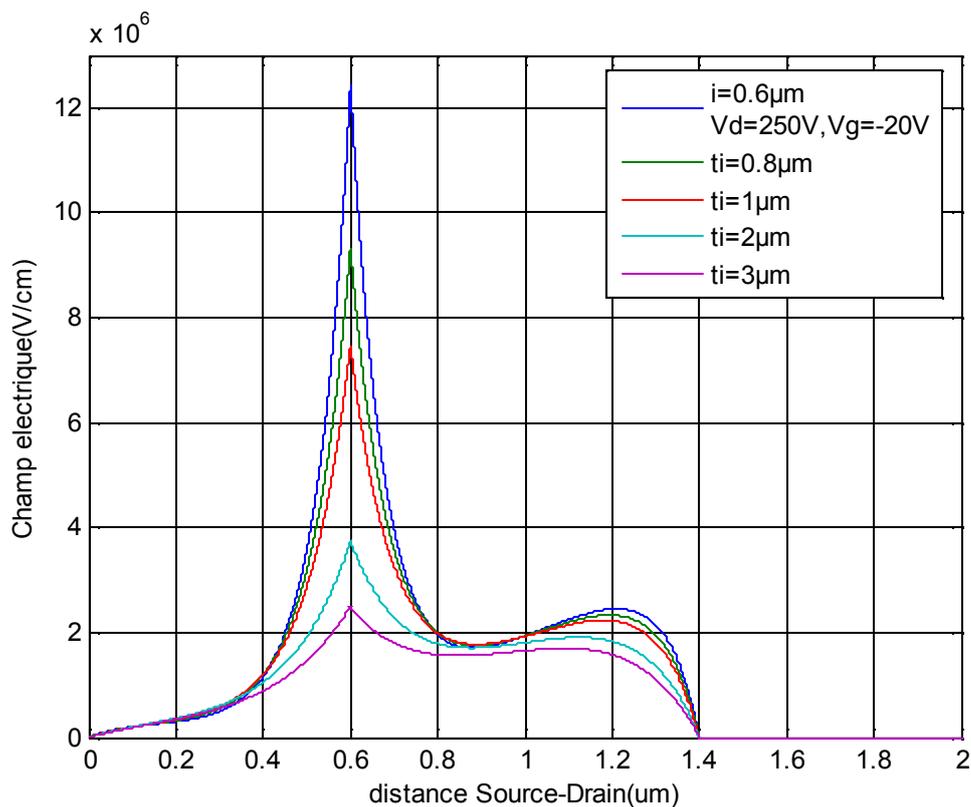


Figure III.15 : Champ électrique E en fonction de la tension du drain et celle de la grille.

En augmentant la tension de polarisation du drain  $V_d$  et celle de la grille  $V_g$  (en valeur absolue) au delà de la tension de pincement, le courant est transporté par les porteurs (les électrons) qui circulent dans le canal entre la source et le point de pincement. Ces porteurs sont

ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ favorable qui les propulse (les électrons s'échappent à travers la ZCE) jusqu'à la surface de la grille, créant ainsi un courant de fuite indésirable, qui est proportionnel à l'augmentation de  $V_g$  (en valeur absolue) et  $V_d$ , la forte augmentation de ce courant s'ajoute avec l'effet des états de surface et d'interface dû aux défauts dans la structure et les états d'interface dans le contact Schottky, provoquant l'effet avalanche et donc le claquage du transistor.

### **III.3 Conclusion**

Dans ce chapitre nous avons fait dans une première partie, l'étude de la structure HEMT conventionnelle (sans Field Plate) :

- En première étape, la distribution du champ électrique et le potentiel est déduite en se basant sur un modèle analytique avec des hypothèses simplificatrices.
- En deuxième étape, nous avons résolu numériquement par la méthode des différences finies les équations qui nous permettent d'avoir la distribution du champ électrique et le potentiel.

Dans la deuxième partie, notre analyse s'est basée sur l'étude des structures FP-HEMT réalisée en déposant une plaque de champ «Field Plate» après passivation et étudier la distribution du champ et du potentiel électrique en tenant en considération les effets de la tension de grille et celle du drain et des paramètres technologiques du Field plate.

# CONCLUSION GENERALE

## Conclusion générale

Ce travail est une contribution à l'étude du Field Plate sur les caractéristiques électriques des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>.

Nous avons présenté le matériau Ga<sub>N</sub> avec ses propriétés physiques et électriques remarquables permettant aux transistors HEMTs de présenter de meilleures performances en fréquences. Seulement, les structures HEMTs conventionnelles ne présentaient que des puissances de 10 W/mm, et l'utilisation d'une métallisation au dessus d'une couche de passivation " Field Plate" semble offrir une solution à cela. A cette nouvelle structure, un modèle analytique a été adapté et la résolution numérique des équations aux dérivées partielles par la méthode des différences finies a été adoptée. L'étude a été faite en deux parties:

L'étude de la structure HEMT conventionnelle (sans Field Plate), qui s'est déroulée en deux étapes.

- La distribution du champ électrique et du potentiel est déduite, en se basant sur un modèle analytique avec des hypothèses simplificatrices.
- La résolution numérique, par la méthode des différences finies, nous a permis d'avoir le champ électrique et le potentiel.

L'analyse basée sur des structures FP-HEMT, réalisées en déposant une plaque de champ "Field Plate", et l'étude de la distribution du champ et du potentiel, en tenant compte des effets de la tension de grille et celle du drain et des paramètres technologiques du Field Plate, ont été accomplies.

Nous avons montré que le Field Plate permet de modifier le profil de la distribution du champ électrique et de réduire le pic du champ critique au bord de la grille côté drain, augmentant ainsi la tension d'avalanche. Par conséquent, une amélioration des performances en puissance des transistors HEMTs par rapport à celles des structures conventionnelles.

Ce travail ouvre sur plusieurs perspectives d'études complémentaires de caractérisations de la structure FP-HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>, dans différentes topologies de la technologie Field Plate, afin de pouvoir augmenter au maximum les performances en fréquences et en puissances.

# BIBLIOGRAPHIE

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] **B. JACOBS** "Towards Integrated AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Based X-Band High-Power Amplifiers" Phd, Technische Universiteit Eindhoven, 2004
- [2] **U.K. MISHRA** " Status of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT Technology-A UCSB perspective " , UCSB, Santa Barbara, CA 93106, 2006
- [3] **S. RAJAN, P WALTEREIT, C POBLENZ, S J. HEIKMAN, D S. GREEN, J S. SPECK, AND U K.MISHRA,**" Power performance of AlGa<sub>N</sub>-Ga<sub>N</sub>HEMTs grown on SiC by plasma-assisted MBE" IEEE Electron Device Letters, Vol. 25, No. 5, May 2004
- [4] **N. ZHANG** " High voltage Ga<sub>N</sub> HEMTs with low on-resistance for switching applications" Doctor of Philosophy in Electrical and Computer Engineering, University of California Santa Barbara, September 2002
- [5] **M.C.J.C.M. KRAMER** "Gallium Nitride-based Microwave High-Power Heterostructure Field-Effect Transistors" Ph.D, Technische Universiteit Eindhoven, 2006
- [6] **A.H. JARDAL** "Large-Signal modeling of Ga<sub>N</sub> device for hight power amplifier design", Dr-Ing computer science of the University of Kassel, Germany, November 2006
- [7] **M. WERQUIN** " Etude théorique et expérimentales de transistors HEMT's de la filière nitrure de gallium pour applications de puissance hyperfréquences", Thèse de doctorat soutenue le 18 Décembre 2003, Université de lille
- [8] **N. VELLAS**, « Etudes Expérimentales De Transistors HFET De La Filière Nitrure De Galium Pour Des Applications De Puissance Hyperfréquences », Thèse de doctorat soutenue le 18 Décembre 2003, Université de lille
- [9] **P. CHEVALIER**; "Transistors à effet de champ à hétérojonction sur matériaux III-V pour applications hyperfréquences", Thèse de doctorat, Ecole polytechnique universitaire de Lille, 1999
- [10] **M. K. CHATTOPADHYAY**. "Temperature and polarization dependent polynomial based non-linear analytical model for gate capacitance of Al<sub>m</sub>Ga<sub>1-m</sub>N/Ga<sub>N</sub> MODFET " Solid-State Electronics 50, 220–227, 2006
- [11] **F. CAROSELLA** , "Etude théorique des phénomènes de transport électronique dans les puits quantiques AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ", Thèse de Doctorat, Université de lille, 2005
- [12] **A.F. WRIGHT** "elastic properties of zinc blende and Wurtzite AlN, GaN, InN " Journal of Applied physics, , volume 82, pp 2833-2839, 15 September 1997
- [13] **S. DE MAYER**, " Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de puissance à très large bande", Thèse de doctorat , Université de Limoges, 2005
- [14] **R.L. ANDERSON**, IBM. J. Res and Dev., 4, p. 283 (1960)
- [15] **H. Mathieu**, " Physique des semiconducteurs et des composants électriques", Édition Masson, Paris 1996

- [16] **M. ALSHAIKH-EID**, " Etude par simulation des propriétés électriques des Transistor hemts à base D'AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>", mémoire de Magister, Université Mentouri Constantine 2006
- [17] **S. AUGAUDY**, "Caractérisation et modélisation des transistors micro-ondes, application a l'étude de la linéarité des amplificateurs a fort rendement » Thèse de doctorat soutenue 2002, Université de Limoges
- [18] **S. KARMALKAR AND N. SOUDABI**, "A Closed-Form Model of the Drain–Voltage Dependence of the OFF-State Channel Electric Field in a HEMT With a Field Plate",IEEE, VOL. 53, No. 10, October 2006
- [19] **A. CHINI, D. BUTTARI, R. COFFIE, S. HEIKMAN, S. KELLER AND U.K. MISHRA** " High Performance AlGa<sub>N</sub>lGa<sub>N</sub> HEMTs with a Field Plated Gate Structure"Electrical and Computer Engineering, University of California Santa Barbara, 2002
- [20] **H. XU** "A New FIELD-PLATED Ga<sub>N</sub> HEMT Structure with improved power and noise performance", International Journal of High Speed Electronics and Systems Vol. 14, No. 3 (2004) 810-815 World Scientific Publishing Company,2006
- [21] **F. HUIN**, "Etude des formes d'ondes permettant une optimisation des performances des amplificateurs de puissance. Application à la conception d'amplificateurs, à faible tension de polarisation, pour les communications mobiles", Thèse de Doctorat, Université DE LIMOGES, 2001
- [22] **C. TSIRONIS**, "breakdown phenomena in GaAs epitaxial layers and FETs", IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-27, pp. 277-282, jan. 1980.
- [23] **Y.CORDIER** " HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> sur Silicium ", CRHEA-CNRS Journées de Microélectronique et Optoélectronique Aussois 4-7 avril 2006
- [24] **RASHMI, ABHINAV KRANTI, S. HALDAR, R.S.GUPTA**; "An accurate charge control model for spontaneous and piezoelectric polarization dependent two-dimentional electron gas sheet charge density of lattice-mismatched AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs", Solid-State Electronics 46 621-630, 2002
- [25] **N. VELLAS**, " Etudes Expérimentales De Transistors HFET De La Filière Nitrure De Galium Pour Des Applications De Puissance Hyperfréquences ", Thèse de doctorat Université de Lille, 2003
- [26] **S. T. SHEPPARD, K. DOVERSPIKE, W. L. PRIBBLE, S. T. ALLEN, J. W. PALMOUR, L. T. KEHIAS JENKINS**, " High-power microwave AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT.s on semi-insulating silicon carbide Substrates", IEEE Electron Device Lett., vol. 20, pp. 161-163, Apr. 1999
- [27] **K. K. CHU, P. C. CHAO, M. T. PIZZELLA, R. ACTIS, D. E. MEHARRY, K. B. NICHOLS, R. P. VAUDO, X. XU, J. S. FLYNN, J. DION, AND G. R. BRANDES**, " 9.4-W/mm Power Density AlGa<sub>N</sub>–Ga<sub>N</sub> HEMTs on Free-Standing Ga<sub>N</sub> Substrates", IEEE Electron Device Letters, Vol. 25, No. 9, September 2004
- [28] **W. JOHNSON**, Member, IEEE, E. L. Piner, A. Vescan, Member, IEEE, R. Therrien, P. Rajagopal, J.C. Roberts, Member, IEEE, J. D. Brown, Member, IEEE, S. Singhal, and K. J. Linthicum, "12 W/mm AlGa<sub>N</sub>–Ga<sub>N</sub> HFETs on Silicon Substrates“, IEEE Electron Device

Letters, VOL. 25, NO.7, pp. 459–461, July 2004

- [29] **Y.FENG WU** " Very-High Power Density AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs", IEEE Transactions on Electronic Devices, VOL. 48, NO. 3, March 2001
- [30] **H. XU** " High Power Ga<sub>N</sub> Oscillators using Field-Plated HEMT Structure", Department of Electrical and Computer Engineering, University of California, Santa Barbara, California 93106, USA
- [31] **Y. WU AND P. PARIKH** " High-power Ga<sub>N</sub> HEMTs battle for vacuum-tube territory", Institute of Physics and IOP 2006
- [32] **A. CHINI** "12W/mm power density AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs on sapphire substrate", Electronics Letters, Vol. 40, No 1 January 2004
- [33] **S; KARMALKAR, M; S. SHUR**, "Field plate engineering for HFET", IEEE Electron Device Letters, VOL. 25, NO7, pp. 459–461, July 2005
- [34] **J.C. GERBODEN**, " Optimisation des performances en puissance de transistor HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> par Champ Plat Module (FP-HEMT) », Rapport de stage, Master Research Micro et nanotechnologies, Université de Lille,2004/2005
- [35] **H. XING, Y Dora A Chini** " High breakdown voltage AlGa<sub>N</sub>-Ga<sub>N</sub>HEMTs achieved by multiple field plates "IEEE, Vol. 25, No. 4, April 2004
- 36] **[Y. F.WU,A, Saxler,M.Moore, P. Smith, S. Sheppard, P. M. Chavarkar, T. Wisleder, U. K.Mishra, and P. Parikh**, "30-W/mm Ga<sub>N</sub> HEMTs by field plate optimization", IEEE Electron Device Lett, vol. 25, pp. 117–119, Mar. 2004
- [37] **S-K-CHUNG**"Analytical model for field-plate-edge breakdown of planar devices terminated with field and semiresistive layer ", IEEE Electron Device Letters, VOL. 25, NO7, pp. 459–461, January.2004
- [38] **J. JOGI** "An anatiycal 2D model for drain induced barrier lowering in subquarter micrometrometer gate length LHEMT", IEEE Electron Device Lett, Mar. 2002

## ملخص

هذا العمل هو إسهام في دراسة تأثير صفيحة الحقل « Field Plate » على الخصائص الكهربائية للترانزستورات HEMTs المعتمدة على البنية المتغيرة GaN/AlGaN لهدف إعداد نموذج و محاكاة للكُمون والحقل الكهربائي مع ودون صفيحة الحقل FP . في المرحلة الأولى درسنا الخصائص الكهربائية في الترانزستور التقليدي HEMT GaN/AlGaN دون صفيحة الحقل. وفي المرحلة الثانية قمنا بتحليل كل من الحقل و الكُمون الكهربائي في الترانزستورات FP-HEMT بدلالة توتر البوابة و الدران مع تغيير عدة وسائط و أبعاد تكنولوجية من سمك طبقة الأكسدة وطول صفيحة FP والمسافة بين قطب البوابة و قطب الدران.

لاحظنا وبينا أن الصفيحة FP التي تمثل التعدين فوق طبقة الأكسدة ، يمكن أن تغير صورة توزيع للمجال الكهربائي على طول الشبكة بين البوابة وقطب الدران ، ويؤدي إلى عطل في قمة الحقل الكهربائي الحرج ، مما يؤدي الى زيادة جهد الانهيارات وبالتالي تحسين الأداء للترانزستورات التقليدية HEMTs .

## RESUME

Ce travail est une contribution à l'amélioration des performances des composants de type HEMT à base d'hétéro structures AlGaN/GaN qui nécessite une optimisation des différents paramètres. L'objectif principal est de modéliser le potentiel et le champ électrique dans les structures HEMTs AlGaN/GaN réalisées par différentes technologies. Il consiste à étudier dans un premier volet les caractéristiques électriques dans les HEMT conventionnelles AlGaN/GaN sans Field plate et dans un deuxième volet des structures FP-HEMT dans le but d'analyser le champ et le potentiel électrique en fonction de la tension de grille et celle du drain, en variant plusieurs paramètres technologiques du FP.

Nous avons pu montrer que le FP qui représente une métallisation au-dessus de la couche de passivation, permet de modifier le profil de la distribution du champ électrique au bord de la grille côté drain et de réduire le pic du champ électrique critique, augmentant ainsi la tension d'avalanche par conséquent une amélioration des performances des HEMTs à structure conventionnelle.

## ABSTRACT

In this work we have study the effects of "FP, field plates" on the electric characteristics of the transistors HEMTs based on AlGaN/GaN heterostructures by modelling the potential and the electric field with and without FP. In a first step, the electric characteristics in the conventional HEMTs without field plate have been studied. In a second step, the electric field and the potential in the FP-HEMT structures have been analyzed according to the gate and drain voltage by varying several technological parameters of the FP such us the thickness of the oxide layer, the FP length and the gate-drain distance.

We have observed that the FP which represents a metallization above the oxide layer allows the modification the profile of the electric field distribution at the gate side drain edge and reduce the electric breakdown field peak, thus increasing the avalanche voltage and consequently an improvement of the HEMTs performances comparing to conventional structure. -