

République Algérienne Démocratique et Populaire

**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ CONSTANTINE 1
FACULTÉ DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE**

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N° d'ordre :.....

Série :

THESE

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat En Science

SPECIALITE

Electronique

OPTION

Systemes Microélectroniques et Micro-ondes

Par

KADDECHE MOURAD

THEME

***MODELISATION ET ANALYSE DE L'EFFET DU FIELD PLATE
AVEC COUCHE DIELECTRIQUE HIGH-K SUR LES PROPRIETES
ELECTRIQUES DES HEMTS $Al_mGa_{1-m}N/GaN$***

Soutenu le : / / 2014

Devant le jury

Président

Mr. A. BELLEL

Prof. Université Constantine1

Rapporteur

Mr. A. TELIA

Prof. Université Constantine1

Examineurs

Mme. T. BOUCHEMAT

Prof. Université Constantine1

Mr. M. ZAABAT

Prof. Université Oum El Bouaghi

Mr. Z. OUNOUGH

Prof. Université de Sétif

REMERCIEMENT

Ce travail a été effectué au Laboratoire Microsystème et Instrumentation (LMI), sous la direction du professeur **A.TELIA**, qu'il trouve ici l'expression de mes vifs remerciements pour m'avoir accordé sa confiance et pour m'avoir aidé à surmonter les difficultés rencontrées durant l'élaboration de ce travail. Ainsi, je le remercie pour sa gentillesse, sa disponibilité et ses précieux conseils scientifiques. Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude pour m'avoir donné l'opportunité de faire cette thèse et pour ses commentaires enrichissants.

J'adresse tout d'abord mes remerciements à Monsieur le professeur **S. SAHLI**, Directeur du laboratoire LMI pour sa gentillesse et ses conseils pendant la réalisation de ce travail.

Je tiens aussi à remercier Monsieur **A. BELLEL**, professeur à l'université de Constantine1 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.

Que Mme **T. BOUCHEMAT**, professeur à l'université de Constantine1, trouve ici le témoignage de ma gratitude, je la remercie vivement de m'avoir fait l'honneur d'accepter d'être examinatrice dans le jury.

J'aimerais aussi exprimer mes vifs remerciements à Messieurs M. **ZAABAT** professeur à l'université d'Oum El Bouaghi et Z. **OUNOUGH** professeur à l'université de Sétif pour m'avoir fait l'honneur d'accepter d'examiner cette thèse et de participer à ce jury et de juger ainsi la qualité de ce travail.

Un grand merci aux membres de l'équipe et surtout **L. SEMRA, A. MEZIANI, T. MOUET, A. BELLAKHDAR, C. BOUKAOUS** et à toute personne qui a contribué de près ou de loin à l'achèvement de ce travail.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	8	
Chapitre I	Propriétés physiques et structurales du nitrure de gallium (GaN)	12
I.1 Introduction		13
I.2 Le Nitrure de Gallium		13
I.3 Les propriétés du GaN		14
I.3.1 Les propriétés structurales		14
I.3.1.a Structure de type wurtzite		14
I.3.1.a Structure de type zinc blende		16
I.3.1.c Comparaison entre les deux structures		16
I.3.2 Les propriétés électroniques du GaN		17
I.3.3 Les propriétés électriques du GaN		17
I.3.3.1 La polarisation		17
I.3.3.1.1 La polarisation spontanée		17
I.3.4 Propriétés mécaniques du GaN		19
I.3.4.1 Contrainte biaxiale		19
I.3.4.2 La polarisation piézoélectrique		19
I.3.5 Propriété optique du GaN		20
I.3.6 Propriétés thermiques		20
I.3.6.1 Conductivité thermique		20
I.3.6.2 Chaleur spécifique		21
I.3.6.3 Dilatation thermique		21
I.3.6.4 Température de debye		22
I.4 Les composées ternaires		22
I.4.1 Propriétés physiques de l'hétérostructure de type $Al_mGa_{1-m}N/GaN$		23
I.5 Les substrats adéquats pour le GaN hexagonale		25
I.5.1 Le saphir (Al_2O_3)		26
I.5.2 Le carbure de silicium (SiC)		27
I.5.3 Le silicium (Si)		27
I.5.4 Le diamant		28
I.6 Conclusion		28
	Les transistors HEMTs à base de l'hétérostructure	
Chapitre II	$Al_mGa_{1-m}N/GaN$	
II.1 Introduction		30
II.2 Les transistors à effet de champ (FETs) à base de GaN		30
II.2.1 Le transistor LDMOS		30
II.2.2 Le transistor MESFET		31
II.2.3 Le transistor HEMT à base d' $AlGaN/GaN$		32

II.2.3.1	Structure physique d'un HEMT AlGa _m N/GaN	33
II.2.3.2	Principe de fonctionnement	34
II.2.4	Mobilité des porteurs dans le GaN	35
II.3	Les phénomènes d'avalanche dans les HEMTs AlGa_mN/GaN	37
II.3.1	Le phénomène d'avalanche	37
II.3.2	L'ionisation par impact	38
II.3.3	Avalanche standard : zone de pincement	38
II.3.4	Les effets de l'état de surface sur l'avalanche	40
II.4	Augmentation de la tension de claquage (BV) pour des applications de haute puissance	41
II.4.1	La technologie Field-Plate (plaque de champ) HEMTs à base de GaN	41
II.4.2	Les différentes topologies de l'AlGa _m N/GaN Field-Plate HEMTs (FP-HEMTs)	42
II. 4.2.a	Structure Field-Plate déposé au-dessus de la grille	42
II. 4.2.b	Structure Field-Plate reliée à la grille	42
II. 4.2.c	Structure Field-Plate reliée à la source	45
II. 4.2.d	Structure à double Field-Plate	46
II. 5	Calcul de la densité de charge induite par la polarisation spontanée et piézoélectrique dans l'hétérostructure de type Al_mGa_{1-m}N/GaN	47
II.7	Conclusion	51
Chapitre III	Développement du modèle analytique de la distribution du champ électrique et du potentiel dans la structure GCFPS-HEMTs à base d'hétérostructure Al_mGa_{1-m}N/GaN	
III.1	Introduction	53
III.2	Développement du modèle analytique de la distribution du champ électrique et du potentiel dans la structure GCFPS-HEMTs à base d'hétéro-structure Al_mGa_{1-m}N/GaN	54
III.2.1	Description du modèle	54
III.2.1.1	Analyse bidimensionnelle de la distribution du potentiel dans la structure Al _m Ga _{1-m} N/GaN GCFPS-HEMTs	54
III.2.1.1. A	Analyse dans la région I (au dessus la grille): $0 \leq x \leq L_G$	56
III.2.1.1. B	Analyse dans la région II (sous le Field-Plate): $L_G \leq x \leq L_G + L_{FP}$	61
III.2.1.1. C	Analyse dans la région III: $L_G + L_{FP} \leq x \leq L_G + L_{GD}$	62
III.2.1.2	Analyse de la distribution du champ électrique dans la structure Al _m Ga _{1-m} N/GaN GCFPS-HEMTs.	65
III.3	Etude de l'influence des différents paramètres technologiques sur la densité du 2DEG et la tension de seuil (V_{theff}) dans la structure Al_mGa_{1-m}N/GaN GCFPS-HEMTs.	66
III.3.1	Calcul de la concentration n_s dans le canal 2DEG par intégration de l'équation de Poisson	67
III.3.2	Calcul de la concentration n_s dans le canal 2DEG par résolution de l'équation de Schrödinger	69

Chapitre IV Analyse bidimensionnelle des profils du champ électrique et du potentiel dans la structure GCFPS-HEMTs à base d'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$

IV.1 Introduction	73
IV.2 Etude du profil du potentiel le long du canal 2DEG	73
IV.2.1 Etude comparative entre une structure $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ FP-HEMTs standard et la structure $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ GCFPS-HEMTs	73
IV.2.2 Variations des profils du potentiel le long du canal 2DEG pour la structure $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ GCFP-HEMTs en tenant compte des paramètres physiques.	75
IV.2.2.1 Effet de la permittivité diélectrique (ϵ_2) de la couche high-k	75
IV.2.2.2 Effet de la concentration du dopage (N_{d2}) de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$	76
IV.2.2.3 Effet de la fraction molaire (m) de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$	77
IV.2.3 Variations des profils du potentiel le long du canal 2DEG pour la structure $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ GCFP-HEMTs en tenant compte des paramètres géométriques.	78
IV.2.3.1 Effet de la largeur du Field Plate (L_{FPE})	78
IV.2.3.2 Effet de la distance grille- drain (L_{GD})	79
IV.2.3.3 Effet de la largeur de grille (L_G) pour différentes valeurs de la tension de drain.	80
IV.2.3.4 Effet de l'épaisseur (t_2) de la couche high-k	81
IV.3 Etude de la distribution du champ électrique le long du canal 2DEG	82
IV.3.1 Comparaison des profils du champ électrique le long du canal 2DEG pour la structure standard et la structure $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ GCFPS-HEMTs.	82
IV.3.2 Effet de la longueur de l'électrode de champ FP (L_{FPE})	84
IV.3.3 Effet de la largeur de l'électrode de la grille (L_G)	85
IV.3.4 Effet de la tension du drain	86
IV.3.5 Influence de l'épaisseur t_{oxeff} de la couche d'isolant (high-k et SiO_2)	87
IV.3.6 Influence de la concentration du dopage de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$	89

IV.4 Etude de la tension de claquage BV dans la structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ GCFPS-HEMTs	90
IV.4.1 Variation de la tension de claquage BV en fonction la longueur de l'électrode du champ FP (L_{FPE})	90
IV.4.2 Variation de la tension de claquage BV en fonction de l'épaisseur de la couche d'isolant (t_{oxeff})	91
IV.4.3 Variation de la tension de claquage BV en fonction de la distance grille-drain (L_{GD})	92
IV.4.4 Variation de la tension de claquage BV en fonction de la concentration du dopage de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$	93
IV.5. Influence des différents paramètres technologiques sur la densité du 2DEG et la tension de seuil (V_{theff}) dans la structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ GCFPS-HEMTs.	94
IV.5.1. Variation de la densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$	94
IV.5.2 Variation de la densité du 2DEG en fonction de la tension appliquée à l'électrode de champ FP (V_{FP}) pour différentes épaisseurs de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.	95
IV.5.3 Variation de la densité du 2DEG en fonction de la tension appliquée à l'électrode de champ FP (V_{FP}) pour différentes valeurs de la concentration de l'aluminium	96
IV.5.4 Variation de la densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire d'aluminium	97
IV.5.5 Etude de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour la structure $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ GCFPS-HEMTs	98
IV.5.6 Dépendance de la tension de seuil en fonction de la concentration du dopage de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.	99
IV.5 Conclusion	100
CONCLUSION GENERALE	102
Bibliographie	104

INTRODUCTION GÉNÉRALE

INTRODUCTION GENERALE

L'amélioration et l'optimisation des composants de la filière matériaux III-N suscite actuellement un intérêt majeur pour les chercheurs. Les propriétés physiques intrinsèques du Nitrure de Gallium (GaN), notamment sa grande bande d'énergie interdite, présente un champ de claquage élevé, une forte densité d'électrons aussi ses mobilités électroniques élevées avec une grande stabilité thermique, ce qui a mené au développement des transistors HEMTs (High Electron Mobility Transistors) à base du GaN en fonctionnant aux hautes fréquences et aux hautes températures [1]. Les transistors HEMTs à base d'AlGaIn/GaN ont montré ces dernières années des résultats extrêmement prometteurs pour des applications hyperfréquences nécessitant des tensions et des puissances élevées [2-4]. Mais les HEMTs à structure conventionnelle, ne dépassent pas les 10W/mm [5-9].

Pour augmenter la densité de puissance (~20W/mm) [10-13] et ainsi la tension d'avalanche ($\geq 600V$) [14-15], l'utilisation de la technologie Field-Plate HEMTs (FP-HEMTs) ou « HEMTs avec plaques de champs » est parmi les solutions attendues. Cette nouvelle technique 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. Ce qui permet d'avoir des meilleures performances en hautes puissances [15]. Cependant, les FP-HEMTs présente aussi des limitations qui sont souvent liées à des défauts intrinsèques aux matériaux utilisés ou à la technologie de fabrication. Par conséquent, ces effets doivent être connus et modélisés. Afin d'améliorer les propriétés électriques et la fiabilité du composant en réduisant d'une manière significative les pics de champ électrique critique le long du canal 2DEG (gaz bidimensionnel d'électrons) et augmentant ainsi la tension de claquage à moindre coût pour des applications de haute puissance, une nouvelle conception de dispositifs HEMTs basés sur l'utilisation d'une plaque de champ (Field-Plate) combinée avec un matériau high-k au-dessus d'une couche d'oxyde AlGaIn/GaN GCFPS-HEMTs (Graded Channel Field Plate Stack Dielectric) sera présenté dans ce travail.

Pour étudier les propriétés électriques et prévoir les performances du composant, un modèle analytique à deux dimensions a été développé et ses avantages ont été également montrés. Ce modèle est basé sur la solution explicite de l'équation de Poisson (2D) dans lequel les expressions analytiques pour la distribution du potentiel et le profil du champ électrique dans le canal 2DEG sont calculées en fonction de la tension appliquée et les paramètres de la structure étudiée. La particularité de ce modèle réside dans l'inclusion des effets de la polarisation spontanée et piézoélectrique, les effets des différents paramètres technologiques de la plaque de champ (FP) et du matériau high-k sur les performances de la structure

$\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ FP-HEMT. Il permet aussi de calculer la densité électronique dans le canal et la tension de seuil. Cependant, le calcul de la densité d'électrons n_s dans le 2DEG nécessite la résolution couplée de l'équation de Poisson et de l'équation de Schrödinger. La densité n_s (V_G , E_F) est déduite de la résolution de l'équation de Poisson dans le semi-conducteur $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ en prenant en compte la présence de charges piézoélectriques aux interfaces dans les équations de continuité, tant que la résolution de l'équation de Schrödinger nous donne la relation n_s (E_F).

Cette thèse comporte quatre chapitres :

Le premier chapitre décrit les propriétés physiques, électriques, mécaniques et thermiques du nitrure de gallium (GaN), les types de croissance ainsi que les problèmes liés aux choix du substrat. Nous avons aussi rappelé l'intérêt de la structure cristalline wurtzite du GaN qui donne lieu à des polarisations spontanée et piézoélectrique. Ces polarisations créent une densité de charge qui permet la formation du gaz électronique bidimensionnel (2DEG) à l'interface de l'hétérostructure AlGaN/GaN.

Dans le second chapitre, nous avons présenté l'aspect physique et électrique des différentes technologies existantes des composants FETs utilisés pour l'amplification de puissance tels que les LDMOS (Laterally diffused MOS), MESFET, HEMTs et la technologie FP-HEMTs où nous avons calculé la densité de charge (σ) dans l'hétérojonction $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ induite par la polarisation spontanée et piézoélectrique existantes dans les structures AlGaN/GaN HEMTs.

Dans le troisième chapitre nous avons présenté la structure étudiée d'AlGaN/GaN GCFPS-HEMTs en employant un Field Plate et une couche d'isolant high-k ainsi que les différentes couches qui le composent, dans laquelle tous les paramètres importants ont été définis. Ensuite, dans le but d'améliorer les performances extrinsèques du composant et ceci à moindre coût, nous avons développé un modèle analytique permettant de décrire d'une part, les phénomènes physiques existant dans la structure et permet une meilleure compréhension du fonctionnement du composant. Il tient compte de l'influence de certains paramètres technologiques sur le profil du potentiel et sur la distribution du champ électrique dans le canal 2DEG. Le modèle développé permet aussi de calculer la densité électronique dans le canal 2DEG, la tension de seuil et d'autres caractéristiques afin de mieux comprendre les phénomènes physiques qui interviennent dans le fonctionnement du transistor GCFPS-HEMTs à base de l'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$.

Le chapitre IV est consacré à la présentation et à l'interprétation des résultats de simulation obtenus en utilisant le modèle que nous avons développé en tenant compte des différents effets physiques dans la structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ GCFPS-HEMTs. Dans la première partie, nous avons étudié la distribution du potentiel, le profil du champ électrique dans le canal 2DEG et la tension de claquage BV en tenant compte de l'influence des paramètres géométriques et physiques. Dans la deuxième partie du chapitre nous avons étudié la dépendance de la concentration du gaz d'électrons bidimensionnel et de la tension de seuil dans la structure en fonction de la tension appliquée à l'électrode de champ (field plate) en variant plusieurs paramètres technologiques.

Chapitre I

Propriétés physiques et structurales du nitrure de gallium (GaN)

I.1 Introduction

Les éléments III-Nitrides permettent la réalisation d'hétérostructures d'une grande stabilité, obtenus par empilement de couches minces de compositions différentes, permettent d'atteindre des densités d'états électroniques importantes pour les applications de hautes fréquences et hautes puissances.

Ainsi le nitrure de gallium GaN, du fait de sa grande bande interdite, présente un champ de claquage élevé (supérieur à 3×10^6 V/cm, c'est à dire 7 fois supérieur à celui du GaAs) [16], autorisant des tensions de polarisation aux fortes températures de fonctionnement. D'autre part, ce matériau présente une grande stabilité thermique et des propriétés mécaniques et physiques remarquables. La grande vitesse de saturation des porteurs permet d'obtenir des courants très importants à des fréquences de travail élevées. Le GaN offre également la possibilité de réaliser des hétérojonctions avec l'AlN et l'AlGaIn, permettant la fabrication de transistors HEMTs (High Electron Mobility Transistors) . Les résultats obtenus sur des transistors de hautes mobilités à base du GaN ont ouvert la voie à une nouvelle famille de composants de puissance [17-19].

L'objectif de ce chapitre est de présenter les propriétés physiques, électriques, mécaniques et thermiques du GaN et décrire les types de croissance ainsi que les problèmes liés aux choix du substrat. Nous expliquons les notions de polarisation spontanée et piézoélectrique.

I.2 Le Nitrure de Gallium

Le Nitrure de Gallium (GaN) présente les avantages d'une bande interdite large et directe, d'une grande stabilité thermique et de très bonnes propriétés mécaniques, ses propriétés physiques intéressantes le rendent non seulement attractif pour les émetteurs bleus, mais également pour l'électronique haute température, haute puissance et haute fréquence.

Les propriétés physico-chimiques du nitrure de gallium en font un matériau intéressant en vue d'applications en micro et optoélectronique. Le nitrure de gallium, allié avec d'autres nitrides du groupe III (Al, In), présente de nombreuses applications vouées à un grand développement dont certaines sont déjà commercialisées [20]. Ce sont les diodes électroluminescentes (LEDs) bleues ou vertes pour l'affichage couleur et la signalisation, ou encore UV ou blanches pour l'éclairage, les diodes laser (LDs) bleues ou violettes pour l'impression ou le stockage optique et les détecteurs UV.

I.3 Les propriétés du GaN

I.3.1 Les propriétés structurales

Le nitrure de gallium se cristallise sous deux formes différentes. Le polytype thermodynamiquement stable est la phase hexagonale (structure wurtzite). Le polytype cubique (structure zinc blende) est thermodynamiquement métastable. Elles sont obtenues en choisissant des conditions de croissance adaptées. Deux structures cristallographiques du GaN et leurs constantes de maille dans les deux phases seront présentées.

I.3.1.a Structure de type wurtzite

Elle est constituée de deux réseaux hexagonaux étroitement espacés : l'un avec les atomes de Gallium Ga (cation), l'autre avec les atomes d'Azote (anion), interpénétrés et décalés suivant l'axe c de $\frac{5}{8}$ ème de la maille élémentaire (l'hexagonal simple avec une base de quatre atomes). Chaque atome de Ga est lié à quatre atomes de Nitrogène et vis versa comme montré à la figure I.1.

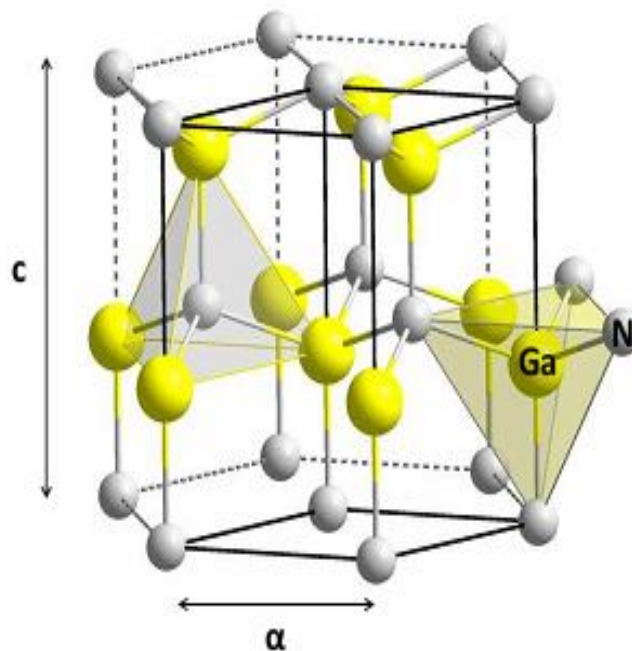


Figure I.1 : la structure hexagonale du GaN

Il n'y a pas une inversion symétrique dans cette maille le long de la direction de croissance [0001] résultante dans tous les atomes sur le même plan à chaque coté de même liaison. Le GaN a deux faces distinguées : la face Ga si les atomes de Ga sont placés à la surface supérieure du cristal et correspondant à une polarité [0001], alors que si les atomes de Ga sont remplacés par les atomes N on dit que c'est la face N et elle a une polarité [0001],

comme a été représenté sur vu à la figure I. 2 [17]. Il est important de noter que les deux configurations ne sont pas équivalentes.

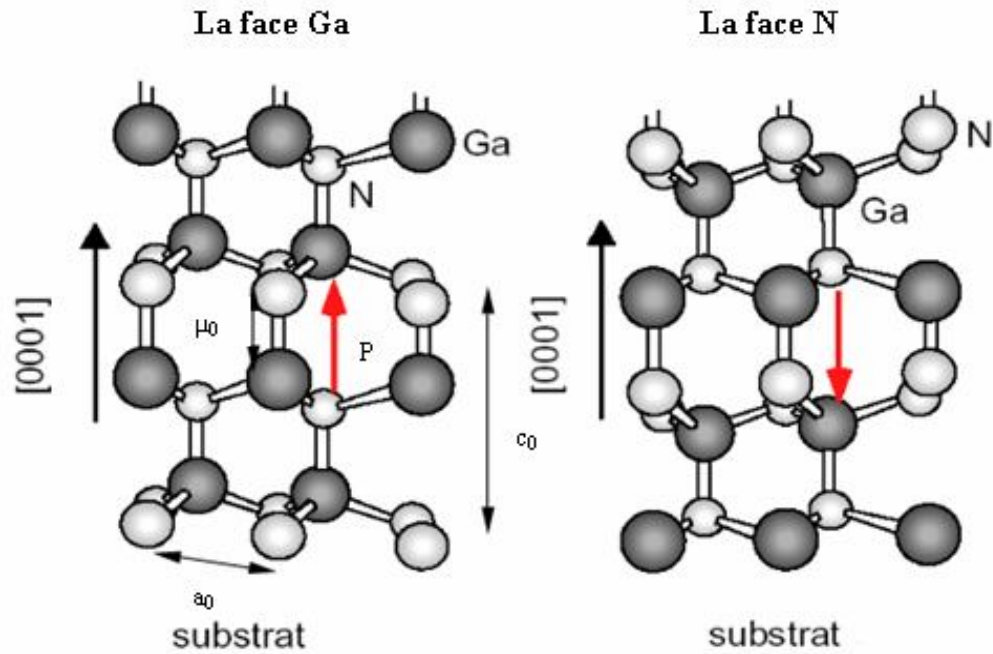


Figure I. 2 : L'arrangement atomique suivant les deux faces de croissance du GaN [17]

La maille wurtzite est caractérisée par trois paramètres : a représente la longueur limite de l'hexagone de base, c est la hauteur de la maille élémentaire, et u est la longueur de la liaison Ga-N suivant l'axe c . Les paramètres de maille de GaN comparés à d'autres matériaux à base de nitrure sont présentés sur le tableau I.1 où L'indice '0' correspond à la maille équilibrée non contrainte à la température ambiante.

matériaux	AlN	GaN	InN
$a_0 (A^\circ)$	3.112	3.189	3.54
$c_0 (A^\circ)$	4.982	5.185	5.705
$\frac{C_0}{a_0} (\text{exp})$	1.6010	1.6259	1.6116
$\frac{C_0}{a_0} (\text{cal})$	1.6190	1.6336	1.6270
u_0	0.380	0.376	0.377

Tableau I.1 : les paramètres de la maille Wurtzite pour les nitrures III-V à 300K [17]

La structure de GaN ne dévie que légèrement de la structure Wurtzite idéale. Les atomes de gallium sont donc dans un environnement tétraédrique très peu distordu. Les cristaux de nitrure de gallium de structure Wurtzite adoptent le plus souvent une géométrie en plaquette, avec les faces perpendiculaires à l'axe c .

Pour les monocristaux de GaN élaborés par synthèse sous haute température et haute pression d'azote, le paramètre " a " varie entre 3,1881 et 3,1890Å et " c " varie entre 5,1856 et 5,1664Å, exclusivement suivant la concentration en électrons libres dans le cristal [16]. Pour les couches minces de GaN, " a " et " c " peuvent varier légèrement en fonction de la pureté chimique, de la concentration en électrons libres et des contraintes.

I.3.1.b Structure de type zinc blende

Dans la structure zinc blende les atomes d'azote forment un empilement cubique à faces centrées dans lequel les atomes de gallium occupent la moitié des sites tétraédriques (voir la figure I. 3). Cette structure est caractérisée par le paramètre de maille " a " qui varie entre 4.51 et 4,52Å [16].

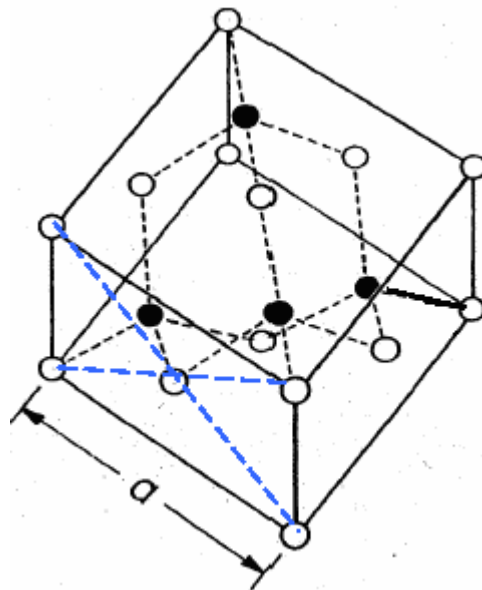


Figure I. 3 : la structure cristalline de type zinc blende pour le GaN

I.3.1.c Comparaison entre les deux structures

Les deux structures cristallines sont similaires dans le cas où chaque atome de **Ga** est lié par quatre atomes de **N** et vis versa. La différence principale est la séquence d'empilement des plans cristallins, pour la structure hexagonale la croissance est suivant l'axe c [0001], pour la structure zinc blende la croissance est suivant l'axe [111] [18].

I.3.2 Les propriétés électroniques du GaN

Le nitrure de gallium est un semiconducteur à large gap direct de 3.42eV, 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 [18]

Les propriétés électroniques du matériau GaN sont montrées sur le tableau I.2 comparées avec d'autres semiconducteurs usuellement utilisés [19]:

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	3.42
Champ de claquage (MV/cm)	0.3×10^6	0.4×10^6	2×10^6	$>2.5 \times 10^6$
Vitesse de saturation (cm/s)	1×10^7	2×10^7	2.0×10^7	2.2×10^7
Mobilité électronique (cm ² /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.3.3 Les propriétés électriques du GaN

I.3.3.1 La polarisation

Les propriétés physiques originales des composés semiconducteurs III-N de structure wurtzite, crû par épitaxie le long de la direction [0001], sont dues à la présence d'un champ de polarisation spontanée et piézoélectrique 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.3.3.1.1 La polarisation spontanée

L'atome d'azote possède une électronégativité importante par rapport aux autres éléments du groupe V tels que le gallium et l'indium, cette propriété 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 forme des dipôles (figure I. 4) tel que [21] :

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

Il y a apparition d'une succession de dipôles orientés dans la direction [0001] 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 [21].

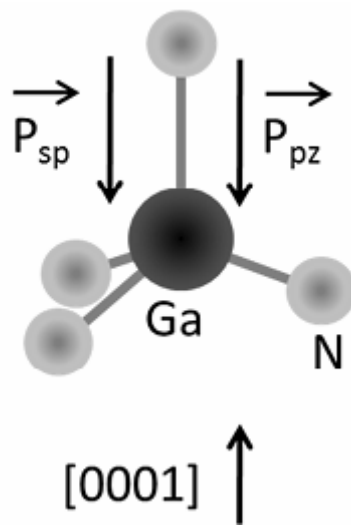


Figure I. 4 : Polarisation spontanée dans le GaN

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
$\frac{C_0}{a_0}$	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-N [21].

I.3.4 Propriétés mécaniques du GaN

Les performances des composants optoélectroniques dépendent fortement de la technique de croissance des couches épitaxiées et du choix d'un substrat. La création et l'influence des contraintes biaxiales ainsi que la dilatation thermique sont expliquées dans la suite.

I.3.4.1 Contrainte biaxiale

Il apparaît une première contrainte mécanique au cours de la croissance de la couche due à la déformation de la maille du matériau hétéroépitaxié. En effet, la couche déposée doit s'adapter en maille avec le matériau qui lui sert de support.

Au delà d'une certaine épaisseur critique, il y a relaxation des contraintes, le matériau retrouve ses propres paramètres de maille ce qui engendre des défauts qui sont généralement des dislocations traversant à l'interface. En dessous de l'épaisseur critique, on parle de croissance pseudo morphique. Le substrat et la couche ont le même paramètre de maille dans le plan de croissance, il n'y a pas de relaxation des contraintes. Plus le désaccord de maille est faible, plus l'épaisseur critique est grande. En ce qui concerne les hétérojonctions de GaN/Al_mGa_{1-m}N avec de faibles compositions elle vaut quelques centaines de nanomètres.

L'utilisation d'une couche de nucléation déposée entre le substrat et les couches épitaxiées permet de relaxer le désaccord de maille. Ceci permet ainsi d'augmenter la valeur de l'épaisseur critique pour assurer une croissance pseudo morphique pour toute la structure. Les couches présentant un intérêt pour le composant (couches actives) s'adaptent pour avoir le même paramètre de maille que celui de la couche de nucléation: elles sont parfaitement contraintes. Le nombre de défauts est ainsi limité dans la zone active et les performances de la structure sont améliorées. L'utilisation de substrat GaN (homoépitaxie) réduit presque complètement le désaccord de maille entre les couches actives et le substrat. Ceci contribue à diminuer le nombre de défauts et améliore ainsi les propriétés optiques. [19, 21].

I.3.4.2 La polarisation piézoélectrique

Lorsqu'une maille cristalline du GaN est soumise à une excitation extérieure ou bien à une contrainte, les positions des atomes changent les uns par rapport aux autres. La variation des distances interatomiques entraîne une modification des moments dipolaires entre les atomes qui est à l'origine d'une polarisation suivant l'axe "c" appelée piézoélectrique car sa valeur varie en fonction de la contrainte exercée.

La polarisation piézoélectrique peut être exprimée en fonction des coefficients piézoélectriques (e_{ij}) et les constantes élastiques (c_{ij}) suivant la relation suivante [22] :

$$P_{PZ} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \times \left(e_{31} - e_{33} \times \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) \quad (I.2)$$

a : Constante de maille d'un matériau contraint.

a_0 : Constante de maille d'un matériau relaxé.

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

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

I.3.5 Propriétés optiques du GaN

Comme attendu avec un gap direct, le coefficient d'absorption est élevé, atteignant $8 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ pour des énergies juste supérieures au gap. L'indice optique du GaN est égal à 2.45 pour des énergies inférieures au gap et augmente jusqu'à 2.8 environ au niveau du gap. Cet indice est inférieur à celui de GaAs par exemple. Ceci entraîne un coefficient de réflexion à l'interface air/matériau inférieur dans le GaN et a comme conséquences pour les détecteurs, un meilleur couplage avec la lumière.

I.3.6 Propriétés thermiques

Dans les semi-conducteurs; les principales grandeurs physiques qui déterminent les propriétés thermiques sont la conductivité thermique, la dilatation thermique, la chaleur spécifique et la température de Debye.

I.3.6.1 Conductivité thermique

La conductivité thermique d'un matériau traduit sa capacité à dissiper la chaleur. Or, la résistance thermique (notée R_{th}) est inversement proportionnelle à la conductivité thermique $R_{th} (\text{W} \cdot \text{K}^{-1})$,

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad (I.3)$$

Où ΔT est l'élévation la température en K, P_{diss} est la puissance dissipée en W.

On voit donc que la résistance thermique est directement liée à la puissance dissipée. Cela signifie qu'une forte conductivité thermique du matériau permet l'évacuation de la puissance dissipée (sous forme de chaleur) sans échauffement important de celui-ci. Dans le cas de l'amplification de puissance où les puissances délivrées sont importantes, l'élévation de température pour une puissance dissipée donnée sera bien plus faible dans des transistors à grand gap.

I.3.6.2 Chaleur spécifique

Dans un composant semi-conducteur, l'augmentation de la température entraîne une augmentation du nombre de phonons. La chaleur spécifique est le paramètre physique qui permet de relier les variations de la température du réseau au nombre de phonons présents dans le semi-conducteur, sa valeurs peut être calculée à partir de la relation de debye [23]:

$$C_p(T) = \frac{12\pi^4 R}{5} \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \quad (I.4)$$

Avec $R = 8.3144 \text{ J/mol.K}$, T_D : température de Debye.

I.3.6.3 Dilatation thermique

En plus de la contrainte due au substrat, il apparaît une deuxième contrainte et par conséquent une deuxième déformation thermo-élastique au cours du refroidissement après l'hétéroépitaxie. Cette contrainte est due à la différence entre les coefficients d'expansion thermiques linéaires des différentes couches déposées et du substrat. La croissance a lieu à haute température, elle dépend du substrat choisi pour l'hétéroépitaxie. Suivant les substrats, la couche épitaxiée peut se trouver en compression ou en tension biaxiale dans son plan de croissance. Pour le GaN de type wurtzite, le coefficient de dilatation thermique a été mesuré en fonction de la température sur monocristaux. Selon l'axe "a", le coefficient de dilatation thermique est constant sur toute la gamme de température. Par contre suivant l'axe "c", le coefficient de dilatation augmente en fonction de la température avec un changement brutal de la pente à 700K [23].

	GaN		6H-SiC	Al ₂ O ₃	Si
	300 K – 700 K	700 K – 900 K			
α_a (10 ⁻⁶ /K)	5.59		4.2	7.5	2.6
α_c (10 ⁻⁶ /K)	3.17	7.75	4.7	8.5	2.6

Tableau 1.4. Coefficients de dilatation thermique pour le GaN wurtzite et pour les substrats les plus utilisés.

Le coefficient de dilatation thermique est un paramètre à prendre en considération lors d'une épitaxie, car si le coefficient de dilatation thermique du substrat est différent de celui du GaN, il peut se créer des contraintes résiduelles induisant des fissures dans le GaN. Les

coefficients de dilatation thermique pour le GaN wurtzite comparés aux substrats les plus utilisés sont répertoriés dans le Tableau 1.4. Dans ce domaine, le carbure de silicium 6H-SiC est le plus adapté en terme de dilatation thermique pour les températures de fonctionnement.

I.3.6.4 Température de Debye

La température de Debye T_D définit la valeur maximale des énergies des vibrations. Cette grandeur physique peut être déterminée à partir de la chaleur spécifique ou bien à partir des coefficients élastiques. Les valeurs les plus souvent données dans la littérature sont 700 K ou 650 K suivant les méthodes de calcul [23].

I.4 Les composées ternaires

L'alliage ternaire $Al_mGa_{1-m}N$ sert souvent de barrière de confinement dans les structures microélectroniques à base de nitrures ou comme couche donneuse pour les HEMTs (High Electron Mobility Transistors). La connaissance de ses propriétés et la maîtrise de sa croissance sont donc des objectifs impératifs pour développer de nouveaux composants. En première approximation, les paramètres de maille d' $Al_mGa_{1-m}N$ peuvent se déduire des paramètres de GaN et AlN par interpolation linéaire utilisant la loi de Végard [20]. Les masses effectives, les coefficients mécaniques d' $Al_mGa_{1-m}N$ peuvent souvent être approximés par interpolation linéaire des coefficients de GaN et AlN. Mais pour obtenir des valeurs plus précises, cette interpolation n'est pas suffisante.

$$a_{AlmGa1-mN} = m a_{AlN} + (1-m) a_{GaN} \quad (I.5)$$

Par contre, la variation de l'énergie de bande interdite de l'alliage en fonction de la composition n'est pas linéaire mais quadratique. Le coefficient du terme de second degré noté b (*bowing* en anglais) vaut environ 1 eV pour l' $Al_mGa_{1-m}N$ hexagonal [20].

$$E_g(Al_mGa_{1-m}N) = mE_g(AlN) + (1-m)E_g(GaN) - m(1-m)b \quad (I.6)$$

La croissance d' $Al_mGa_{1-m}N$ est relativement complexe. De plus, les fluctuations locales dans la composition de l'alliage sont relativement importantes. Premièrement, l'alliage peut subir un réarrangement atomique pendant la croissance générant spontanément une succession de super réseaux AlN/GaN de périodicité variable selon les rapports des flux des différentes espèces [24]. Deuxièmement, l'aluminium a tendance à s'accumuler autour des dislocations, ce qui crée des régions appauvries en aluminium à quelques nanomètres des cœurs des dislocations. Les zones riches en Al ont des teneurs jusqu'à 70% supérieures aux zones appauvries [25].

I.4.1 Propriétés physiques de l'hétérostructure de type $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$

L'hétérostructure formée par la juxtaposition de deux matériaux (figure I. 5), dont les largeurs des bandes interdites sont différentes, l'un présentant un large gap « AlGaN » et l'autre a un plus faible gap « GaN », entraînant la formation d'une discontinuité de la bande de conduction à l'interface (ΔE_c) (figure I.6). Cette structure (hétérojonction AlGaN/GaN) permet la création d'un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) dans un canal peu dopé favorisant ainsi la montée en fréquence. D'après les règles d'Anderson [26], 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 stœchiométrie ou encore à des impuretés accumulées à l'interface lors de la croissance par épitaxie de l'hétérojonction.

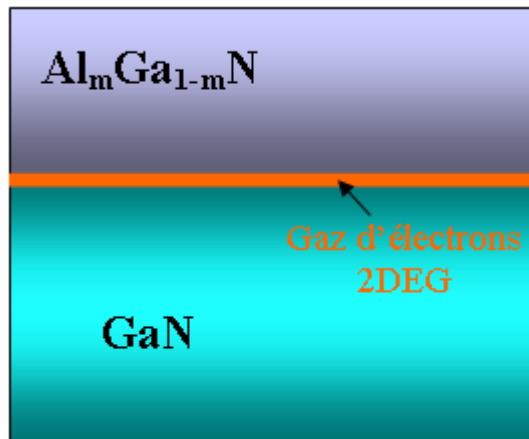


Figure I. 5 : hétérojonction de type $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$.

La figure (I.6.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 [27-29] :

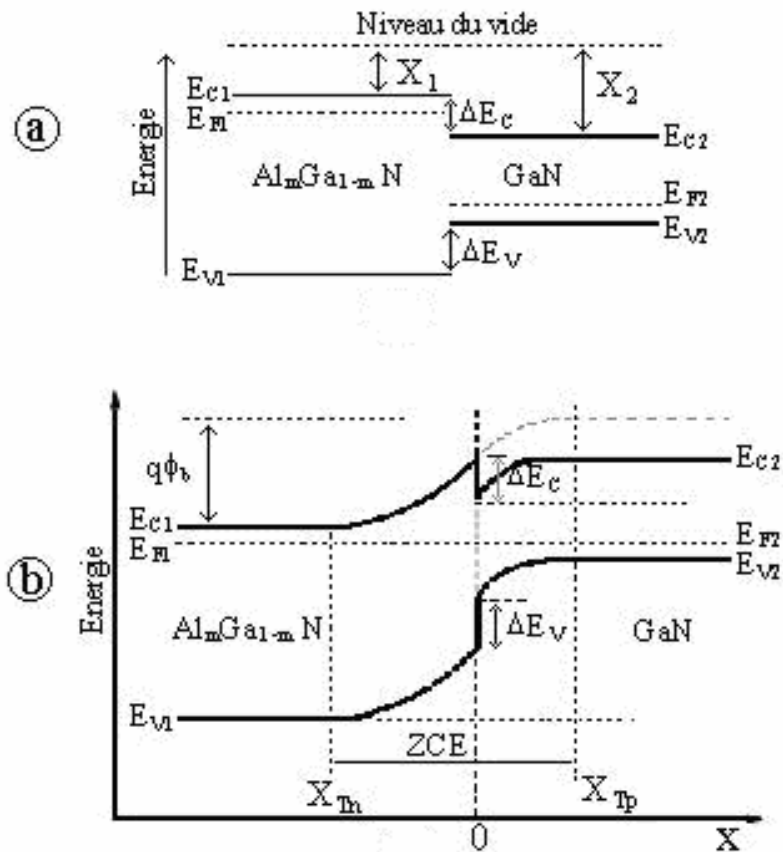


Figure I.6. : Diagramme d'énergie d'une hétérojonction de type AlGaIn/GaN:
 (a) les deux semi-conducteurs sont séparés par un espace infinitésimal
 (b) les deux semi-conducteurs sont raccordés.

Ou 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.6.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 :

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 \quad (\text{I.7})$$

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

$$\Delta E_v = \Delta E_G - \Delta E_c \quad (\text{I.8})$$

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.5 Les substrats adéquats pour le GaN hexagonal

La croissance des couches hexagonales de bonne qualité est conditionnée par le choix du substrat. En effet, le principal problème rencontré pour l'épitaxie du Nitrure de Gallium est qu'il n'existe pas de substrat accordé en maille pour ces matériaux. Les candidats susceptibles d'être utilisés pour l'hétérostructure AlGaN/GaN sont le saphir (Al_2O_3), le silicium (Si) et le carbure de silicium (SiC de type 4H). Les caractéristiques de ces substrats sont répertoriées dans le tableau I-5 [19].

substrats	Structure cristalline	Paramètre de maille (Å°)	Conductivité thermique ($W.cm^{-1}.k^{-1}$)	Coefficients de dilatation thermique α	
				$\frac{\Delta a}{a}(\times 10^{-1}k^{-1})$	$\frac{\Delta c}{c}(\times 10^{-1}k^{-1})$
Al ₂ O ₃	Hexagonale	$a= 4.758$ $c=12.99$	0.5	7.5	8.5
4H-SiC	Wurtzite	$a=3.08$ $c=15.12$	3.3	4.2	4.68
Si (111)	Cubique	$a= 5.4301$	1.5	3.59	

Tableau I.5 : caractéristiques cristallographiques des substrats utilisés pour la croissance

Le désaccord de maille entre le substrat et la couche épitaxiée engendre une contrainte dans la couche. Cette contrainte crée une déformation de la maille dans la couche qui emmagasine de l'énergie élastique. À partir d'une épaisseur critique, la couche se relaxe en créant des dislocations néfastes pour la qualité du matériau. Afin de résoudre ce problème, une couche de nucléation ou tampon y est déposée, à l'intérieur de laquelle la contrainte est censée être complètement relaxée pour réaliser l'homoépitaxie des couches sans contrainte. Malgré l'utilisation d'un tel procédé, il y subsiste toujours une contrainte résiduelle. Son origine provient de la différence des coefficients de dilatation thermique entre la couche et le substrat.

I.5.1 Le saphir (Al₂O₃)

A l'origine des premières élaborations du matériau GaN, la majorité des couches élaborées étaient déposées sur substrat saphir. Ce substrat présente l'avantage d'un coût relativement faible, d'être facilement disponible, d'être semi isolant et d'avoir une grande stabilité en température. Les inconvénients sont : sa faible conductivité thermique ($\sigma = 0.5$ W/cm.K) et un fort désaccord en maille. Ce désaccord en maille entre les plans de base du GaN hexagonale et du saphir est de 30%, cependant lors de l'épitaxie, la maille est tournée de 30° par rapport à la maille des atomes d'Aluminium du saphir et le désaccord réel est dans ces conditions inférieur à 15% [30], malgré ce désaccord de maille important et une différence de coefficients de dilatation thermique de l'ordre de 35%, le saphir est néanmoins traditionnellement utilisé pour des raisons de coûts. Pour remédier au maximum à la formation de dislocation dans le GaN, les épitaxistes déposent tout d'abord une couche de nucléation

d'AlN d'une dizaine à une centaine de nanomètre [30]. Cette couche est le siège de nombreux défauts cristallins mais permet de limiter la propagation des dislocations dans le GaN.

Le désaccord de maille résiduel entraîne cependant la présence d'une grande densité de dislocation de l'ordre de 10^{10}cm^{-2} . Malgré cela, ce substrat a tout de même permis l'élaboration des dispositifs à base de GaN dans les domaines de l'optoélectronique et des hyperfréquences présentant de très bonnes performances. Cependant, ce matériau atteint aujourd'hui ses limites pour les applications de puissance en hyperfréquence du fait de sa mauvaise conductivité thermique.

I.5.2 Le carbure de silicium (SiC)

En ce qui concerne le substrat *SiC(4H)* de structure wurtzite d'orientation [0001], les conditions d'épitaxie sont bien plus favorables. Le désaccord de maille et les coefficients de dilatation thermique sont respectivement de 3.5% et 25% avec le GaN. Par conséquent, les couches épitaxiées sur ce substrat présentent une meilleure qualité cristalline que celle élaborée sur Saphir. La mobilité des porteurs y est beaucoup plus élevée. Afin d'améliorer encore la qualité cristalline du GaN sur SiC, une couche de nucléation en AlN de 100nm environ est déposée dans un premier temps sur le substrat. Le AlN présente un désaccord de maille plus faible que le SiC (environ 1%) et un coefficient de dilatation thermique identique au substrat. La croissance du GaN est alors réalisée sur cette couche de nucléation.

Le SiC possède également une conductivité thermique environ sept fois plus élevée que celle du Saphir, ce qui en fait un candidat sérieux pour des applications de puissance en hyperfréquences. Par contre, l'inconvénient majeur est que ce matériau très coûteux.

I.5.3 Le silicium (Si)

Le substrat silicium est très attractif non seulement parce qu'il présente une bonne morphologie de surface et est disponible à coût bas, mais également parce qu'il permet une intégration des dispositifs à base de GaN dans la microélectronique Silicium. Néanmoins, le GaN montre un désaccord de maille avec le Si (111) d'environ 17% associé à un désaccord de coefficients de dilatation thermique supérieur à 35%.

Contrairement aux substrats (Al_2O_3) et SiC, le silicium Si possède une maille plus importante que celle du GaN. Par conséquent, le GaN se trouve par définition en extension lorsqu'il est épitaxié sur le Si (111) engendrant la formation de dislocations et de craquelures. Une couche de nucléation plus complexe composée de plusieurs sous couches d'AlN et de GaN (super réseau) est alors réalisée dont les conditions de croissance sont différentes de

celles utilisées pour les substrats précédents. La croissance de la couche de GaN (buffer) est alors réalisée sur ce super réseau.

I.5.4 Le diamant

Le Diamant offre la meilleure conductivité thermique par rapport aux autres matériaux. La chaleur se disperse horizontalement dans le diamant pour ensuite se dissiper de manière transversale dans un autre substrat. Il y a également un intérêt en raison de sa faible conductivité électrique pour isoler électriquement la couche tampon du substrat [31].

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit le nitrure de gallium matériau de base pour la réalisation des transistors à haute mobilité d'électrons HEMTs grâce à ces propriétés électriques, mécaniques et thermiques remarquables. Nous avons rappelé l'intérêt de la structure cristalline wurtzite du GaN qui donne lieu à des polarisations spontanée et piézoélectrique. Ces polarisations créent une densité de charge qui permet la formation du gaz électronique bidimensionnel (2DEG) à l'interface de l'hétérostructure AlGaIn/GaN.

Chapitre II

Les transistors HEMTs à base de
l'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$

II.1 Introduction

Après avoir vu dans le premier chapitre les différents critères de choix du matériau grand gap GaN. Dans ce chapitre, nous présenterons une description géométrique et physique des FETs de puissance les plus utilisés actuellement comme des amplificateurs de puissance hyperfréquences ainsi que leurs spécificités. Nous présenterons donc dans les paragraphes suivants les LDMOS (Laterally diffused MOS), MESFET, HEMTs et la technologie FP-HEMTs, alors nous allons présenter l'aspect physique et électrique des différentes technologies existantes permettant de réaliser de l'amplification forte puissance à partir des composants AlGaIn/GaN HEMTs. Nous nous attarderons particulièrement sur la technologie Field-Plate HEMT (FP-HEMTs) à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN avec les différentes topologies existantes sur lesquelles beaucoup de travaux de recherche et développement sont en cours. Cette technique qui représente une métallisation au-dessus de la couche de passivation améliore les performances en puissance et en fréquences des HEMTs. Elle permet aussi de modifier certaines propriétés électriques du HEMTs, éventuellement le profil du potentiel, la distribution du champ électrique au bord de la grille côté drain et la tension d'avalanche.

II.2 Les transistors à effet de champ (FETs) à base de GaN

II.2.1 Le transistor LDMOS

Une des filières développées, pour pallier les limites en puissance du transistor MOSFET, est celle du LDMOS (Laterally diffused MOS) (Figure II.1). Il se distingue du MOSFET par un puits dopé p+ jouant le rôle de masse RF entre la source et la face arrière du composant.

Les transistors LDMOS sont des composants très répandus dans les stations de base pour téléphonie mobile. Dans une bande de fréquence limitée à environ 3GHz, ils possèdent de très hautes tensions de claquage, ce qui permet des niveaux de polarisation élevés. Ericsson-Infineon [32,33] a développé un transistor LDMOS avec une tension de claquage, BV_{dss} égale à 110V qui délivre une densité de puissance de 1W/mm à 3.2GHz pour une polarisation de 50V et 2W/mm à 1GHz pour une polarisation de 70V. La tension de claquage du LDMOS dépend directement de la distance séparant la grille du drain.

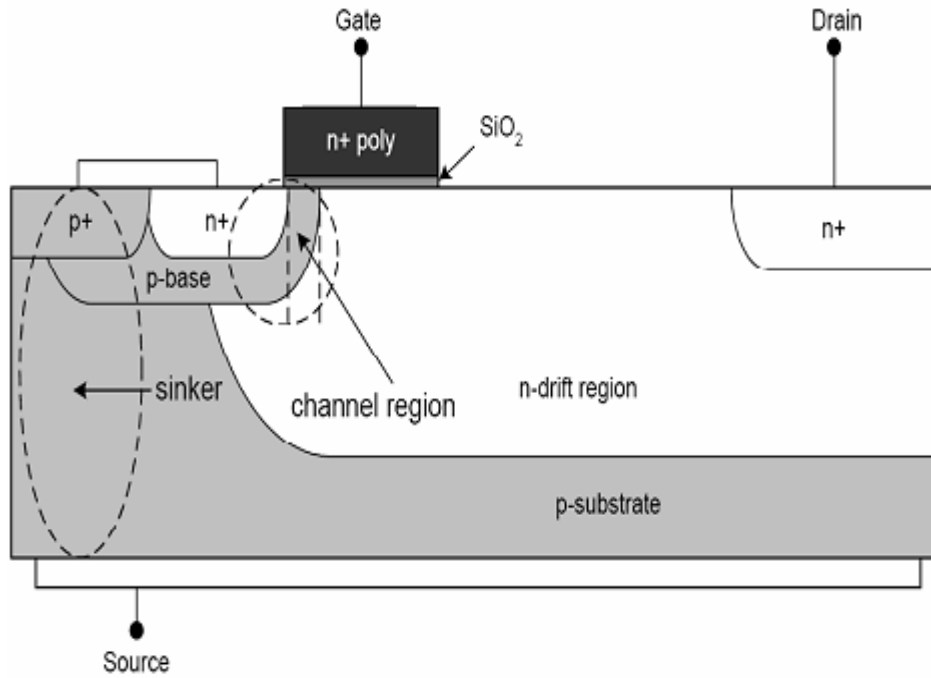


Figure II.1 : Vue en coupe d'un transistor LDMOS.

Les mesures sur LDMOS de 10mm [34] montrent qu'une variation de la distance grille drain de 2 à 4 μ m entraîne une augmentation de la tension de drain de 32 à 40V. Cependant, un gain en puissance élevé à haute fréquence nécessite que le canal soit le plus court possible, favorisant le transit rapide des électrons. Ce constat s'oppose à l'augmentation de la distance grille drain. Ce type de transistor est donc limité pour des fréquences d'utilisations inférieures à 2.1GHz.

II.2.2 Le transistor MESFET

Le remplacement du silicium des premiers FETs par un semiconducteur III-V tel que l'arséniure de gallium (GaAs). Cette évolution au niveau du matériau a permis l'utilisation des MESFETs (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) aux fréquences microonde. Les progrès technologiques, notamment l'apparition des techniques d'épitaxie, ont permis le développement des dispositifs à hétérojonctions.

La figure II.2 présente une coupe schématique d'un MESFET [35]. 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.

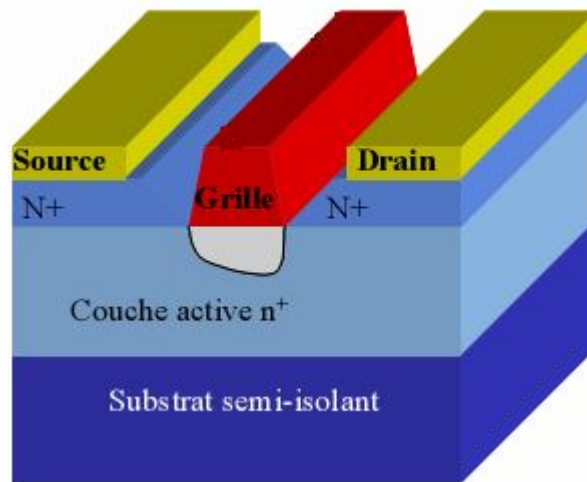


Figure II.2 : Vue en coupe du MESFET.

Une tension appliquée entre les contacts ohmiques de drain et de source fait circuler un courant d'électrons parallèlement à la surface du semi-conducteur. La saturation de ce courant est due à la saturation de la vitesse des électrons. L'intensité du courant dans les transistors MESFETs est contrôlée grâce à la modulation de la section du canal contrairement aux transistors MOSFETs et HEMTs où le contrôle du courant se fait par la modulation de la densité des porteurs. Plus précisément, l'intensité du courant est contrôlée par la profondeur de la zone déplétée, qui apparaît sous la jonction métal/semi-conducteur (contact Schottky) constituant la grille.

II.2.3 Le transistor HEMT à base d'AlGaN/GaN

Contrairement aux autres transistors à effet de champ, le transistor HEMTs (figure II.3) est un composant qui utilise pour son fonctionnement une hétérojonction (puits de potentiel), c'est-à-dire une jonction entre des matériaux semiconducteurs ayant des bandes d'énergie différentes qui tiendra le rôle de canal, les électrons sont alors confinés dans le puits quantique sous forme d'un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG). Ainsi, ils constituent 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 actuellement un candidat très intéressant pour les applications de puissance hyperfréquence.

II.2.3.1 Structure physique d'un HEMT AlGaN/GaN

Le HEMTs se constitue 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 AlGaN/GaN, 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 II.3 [35,36], présente la structure de base d'un HEMT AlGaN/GaN. Nous donnerons ensuite quelques explications sur les différents éléments de ce transistor.

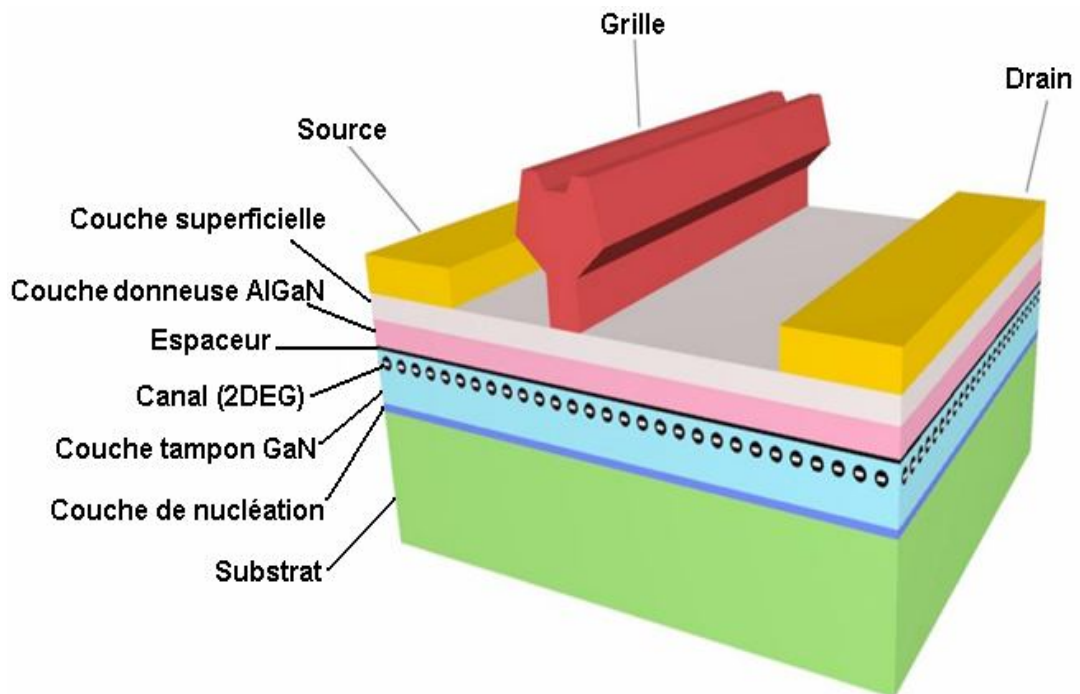


Figure II. 3: structure physique de base d'un HEMT AlGaN/GaN.

- **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.

- **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.

- **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.

- **Canal (2DEG):** il est constitué d'un matériau à petit gap non dopé. Cette couche est importante dans la mesure où elle reçoit le gaz d'électron bidimensionnel (2DEG) qui déterminera les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau.

- **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.

- **Couche de nucléation:** le but de cette couche est d'absorber une partie de la contrainte liée au désaccord de maille entre le substrat et le GaN et de limiter la propagation de ces dislocations dans le reste de la structure.

- **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.

II.2.3.2 Principe de fonctionnement

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 puits de potentiel dans le matériau à petit gap «GaN» où les électrons provenant de la couche donneuse «AlGaN» s'accumulent (figure II.4). 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 [37].

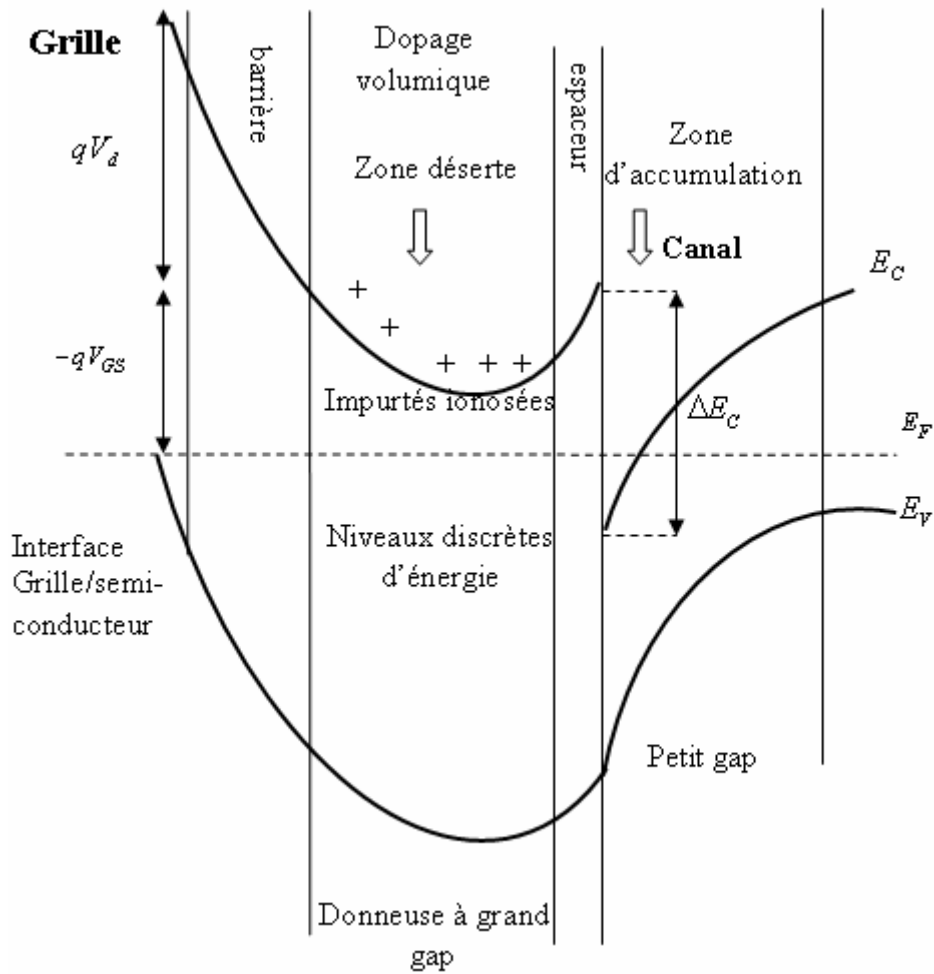


Figure II.4: Structure de bande d'une hétérojonction en présence d'un potentiel de grille

II.2.4 Mobilité des porteurs dans le GaN

Dans le domaine des faibles champs électriques, les porteurs libres sont en équilibre thermodynamique avec le réseau et leur vitesse moyenne est proportionnelle au champ électrique. En d'autres termes, la mobilité des porteurs est indépendante du champ électrique et la vitesse de dérive s'écrit simplement :

$$\vec{V} = \pm \mu \vec{E} \quad (\text{II.1})$$

Avec : $\mu = \frac{q\tau}{m^*}$ et τ le temps de relaxation,

Lorsque le champ devient important, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des porteurs. Cette diminution de la mobilité se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs. La loi de variation de la mobilité avec le champ électrique varie d'un matériau à l'autre, en fonction de la nature de la structure de bandes du semiconducteur.

La mobilité μ et le temps de relaxation τ sont des paramètres phénoménologiques qui recouvrent des mécanismes de diffusion dont le traitement quantitatif fait appel à des formalismes relativement lourds et qui nécessitent des hypothèses simplificatrices. Conformément à la définition, ces effets sont discutés en termes de mobilité et de relaxation.

Les paramètres qui influent sur la mobilité des porteurs de charge sont la température et le nombre volumique d'impuretés. On distingue quatre types d'interaction entre les porteurs libres et le réseau : les vibrations du réseau ou phonons, les impuretés ionisées, les impuretés neutres, les collisions électrons-électrons ou électrons-trous.

Ces effets sont en quelque sorte des perturbations de la périodicité parfaite d'un réseau cristallin qui détermine la structure de bandes. Parmi toutes les origines de perturbation, ce sont les interactions avec les phonons (ou vibrations du réseau) et avec les impuretés qui jouent le rôle le plus important dans les semi-conducteurs. En particulier, ces mécanismes permettent d'expliquer la variation de la mobilité en fonction de la température $\mu(T)$. La mobilité des électrons (μ_n) et des trous (μ_p) sont des paramètres physiques prépondérants pour les dispositifs micro-ondes [37].

Dans le GaN la mobilité des électrons est conditionnée par deux mécanismes principaux, la diffusion par les phonons optiques et la diffusion par les impuretés ionisées. En fait, en raison de la masse effective des électrons, la diffusion par les impuretés ionisées joue un rôle relativement faible, par rapport au GaAs. En outre, à haute température la diffusion par les phonons optiques joue un rôle majeur. En conséquence, la différence de mobilité des électrons du gaz bidimensionnel entre le dopage dans le canal et le dopage dans la barrière, est relativement faible, surtout à haute température. On peut donc sans inconvénient doper le canal pour obtenir des valeurs élevées de n_s sans pour autant affecter beaucoup la mobilité [38].

La dépendance de la concentration du dopage en fonction de la mobilité à température ambiante, l'approximation bien connue de Caughey-Thomas [39].

L'approximation du Gaughey-Thomas s'écrit sous la forme:

$$\mu_i(N) = \mu_{\min,i} + \frac{\mu_{\max,i} - \mu_{\min,i}}{1 + \left(\frac{N}{N_{g,i}}\right)^{\gamma_i}} \quad (\text{II.2})$$

Où $i = n, p$ pour les électrons et les trous respectivement pour le GaN.

Les paramètres $\mu_{\max,i}, \mu_{\min,i}, N_{g,i}, \gamma_i$ sont résumés dans le tableau II-1

Type de porteurs	$(\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{S}^{-1}) \mu_{\max,i}$	$(\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{S}^{-1}) \mu_{\min,i}$	$N_{g,i}(\text{cm}^{-3})$	γ_i
Electrons	1000	55	$10^{17} \times 2$	1.0
Trous	170	3	$10^{17} \times 3$	2.0

Tableau II.1: Valeurs des paramètres $\mu_{\max,i}, \mu_{\min,i}, N_{g,i}, \gamma_i$ fournir le meilleur ajustement de précision des résultats expérimentaux par l'équation (II.2) [40].

A de faibles dopages et à température ambiante, la diffusion des phonons est le mécanisme de dominant.

$$\mu_{\max,i} = \mu_{L,i} \quad (\text{II.3})$$

Où $\mu_{L,i}$ est la composante de la mobilité du réseau (phonon).

II. 3 Les phénomènes d'avalanche dans les HEMTs AlGaIn/GaN

Le champ de claquage est l'un des paramètres les 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 [29].

II. 3.1 Le phénomène d'avalanche

Le phénomène d'avalanche se produit dans les conditions de fonctionnement normal 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 [41]. Ce percement de tunnel est d'autant plus important que la température du canal croisse 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 [41].

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 [41].

II. 3.2 L'ionisation par impact

Dans ce cas, le 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.

II. 3.3 Avalanche standard : zone de pincement

Quand la tension appliquée à la grille 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.5) et peut entraîner l'avalanche lorsqu'il atteint un niveau suffisamment grand.

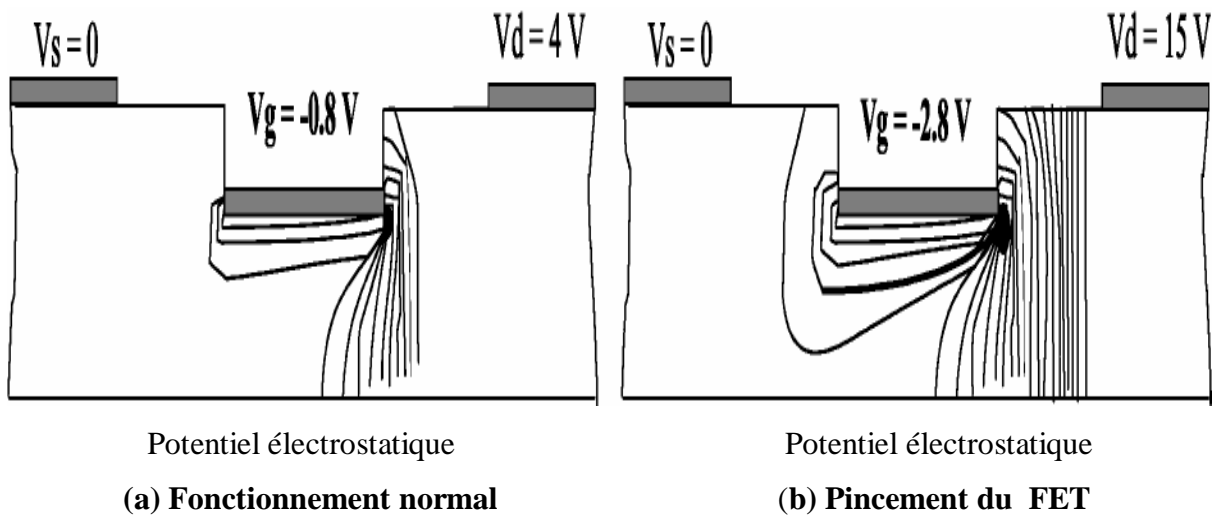


Figure II. 5 : Résultats de simulations numériques de structure de FET à grille creusée dans la zone désertée en aval du domaine à fort champ stationnaire [41].

Ce courant de surface peut provoquer une émission de lumière [41]. En effet, une expérience réalisée dans des conditions de claquage lorsque le composant est polarisé à $V_{gs}=0$ [43] 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 où 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 d'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.

II. 3.4 Les effets de l'état de surface sur l'avalanche

Le champ électrique aux bords de la grille est affecté par les états de surface chargés négativement qui apportent une charge supplémentaire. Celui-ci permet de déterminer l'émission des lignes de champ électrique à partir des ions donneurs positifs localisés dans la zone désertée [41, 43]. 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. 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. D'autres travaux [44] 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 transistors.

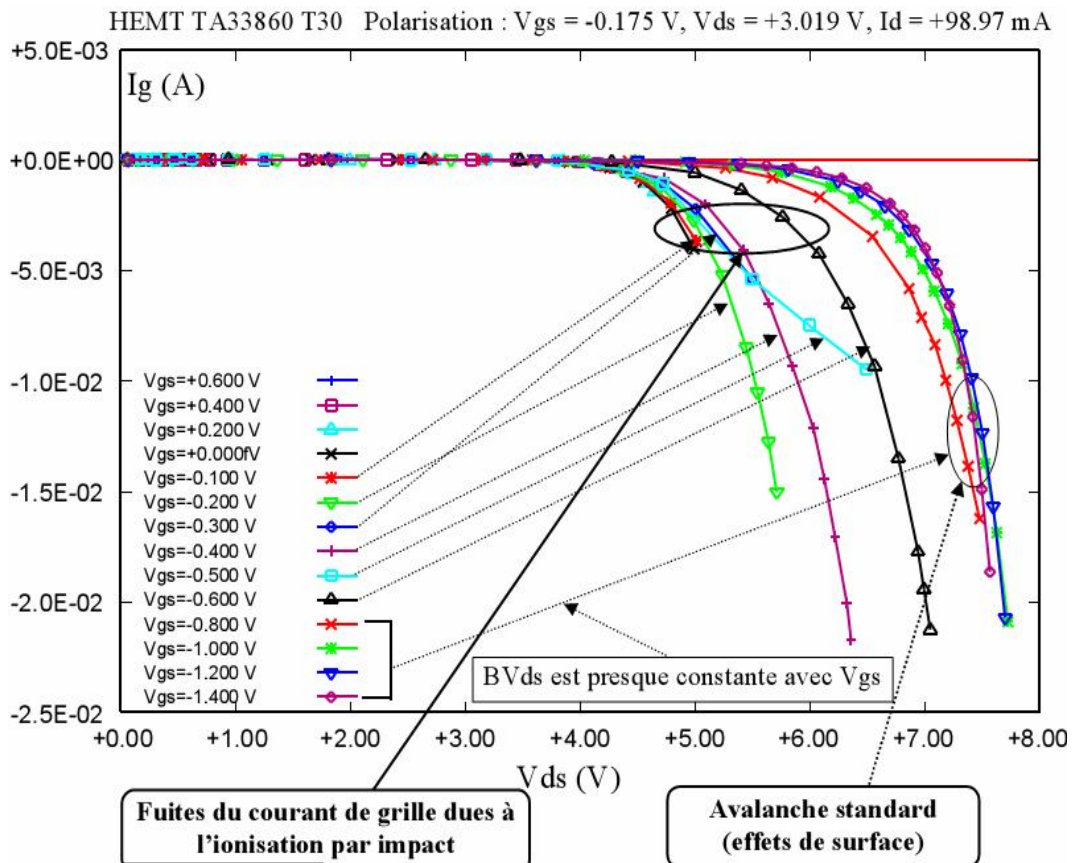


Figure II.6 : Phénomènes d'avalanche dans un HEMT [41].

II.4 Augmentation de la tension de claquage (BV) pour des applications de haute puissance

La tension de claquage peut être augmentée par la modification du profil du champ électrique dans le composant et notamment de la valeur du pic du champ électrique pour ne pas atteindre le champ critique. Une solution intéressante réside en l'ajout d'une métallisation de grille, appelée « Field-Plate » ou « plaque de champs ».

II. 4.1 La technologie Field-Plate (plaque de champ) HEMTs à base de GaN

Les dispositifs HEMTs à structure conventionnelle, ne dépassent pas les 10 W/mm [46]. Au début de l'année 2004, un saut technologique a été franchi avec l'ajout d'une métallisation de grille, appelée Field-Plate (FP) située au-dessus de la couche de passivation du composant. Ces nouvelles structures FP-HEMTs GaN permettent d'atteindre des densités de puissance exceptionnelles de l'ordre de 40W/mm [46-55].

II.4.2 Les différentes topologies du Field-Plate (FP-HEMTs AlGaN/GaN)

Les HEMTs AlGaN/GaN non passivés ont montrés des tensions de claquage relativement basses. Afin de pallier ce problème, une couche de passivation est déposée au dessus, l'autre possibilité pour y parvenir de façon plus efficace encore consiste à déposer une plaque de champ supplémentaire sur la couche de passivation. On constate qu'elle existe Il les plusieurs topologie de Field-Plate (FP).

II.4.2.a Structure Field-Plate déposé au-dessus de la grille

La structure d'un HEMT AlGaN/GaN avec la technologie Field-Plate employée par Chini et al [49] est montrée sur la figure II.7. Après la formation du contact de grille, une couche de passivation de SiN_x à été déposée. Le FP a été alors déposé sur la couche SiN_x juste au-dessus de la grille comme étant une deuxième grille et qui peut être polarisée indépendamment.

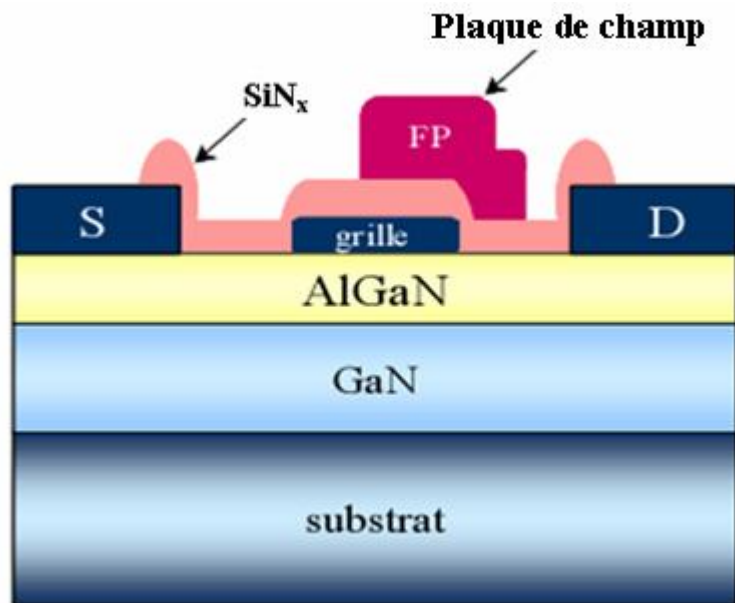


Figure II.7 : Structure du Field plate employée par Chini et al [49].

II.4.2.b Structure Field-Plate reliée à la grille

Dans cette structure, le Field-Plate présentée par Karmalkar et al [46] (Figure II.8), et défini comme étant une prolongation de la grille au-dessus de la couche de passivation. Avec « t » représente l'épaisseur du diélectrique (50-100nm) [46, 55], « l » la longueur du

Field-plate, (ϵ_t , ϵ_d) les constantes diélectrique de la couche de passivation et du AlGaN successives et (n_s) La densité 2DEG.

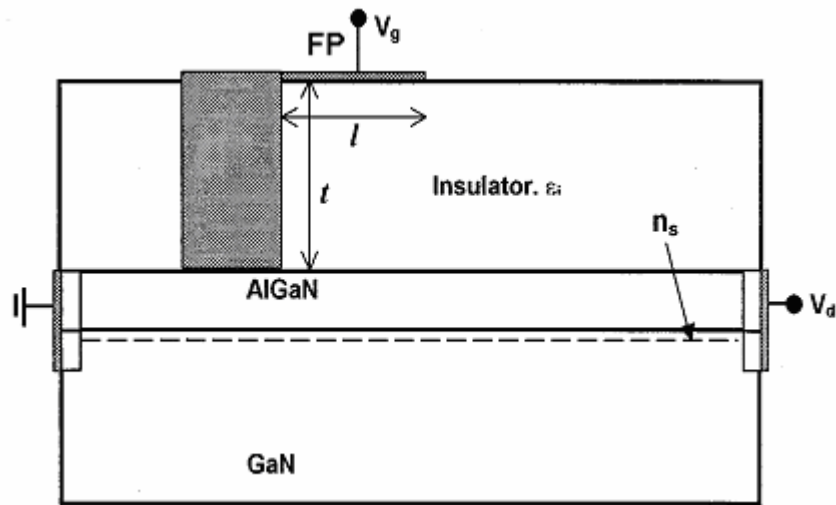


Figure II.8 : Structure du Field-Plate connecté à la grille présenté par Karmalkar et al [46].

Cette métallisation FP permet de modifier le profil de la distribution du champ électrique du bord de la grille côté drain (un étalement du champ électrique dans l'espace grille-drain) et de réduire le pic du champ électrique critique [47-53] (Figure II.9), augmentant ainsi la tension d'avalanche (630V) [46].

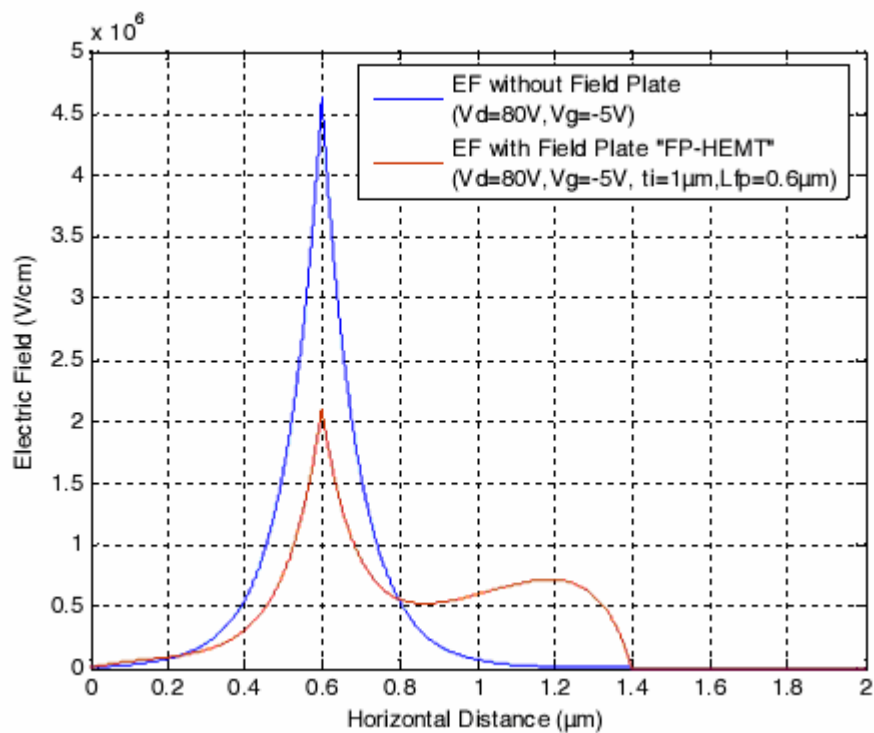


Figure II. 9: Profil de la distribution du champ électrique en fonction de la distance source-drain pour un transistor HEMT AlGa_N/Ga_N conventionnel (sans FP) et avec Field-Plate [52].

L'efficacité de cette nouvelle structure a fait ses preuves en limitant les effets de piège améliorant ainsi la tension de claquage (figure II. 10).

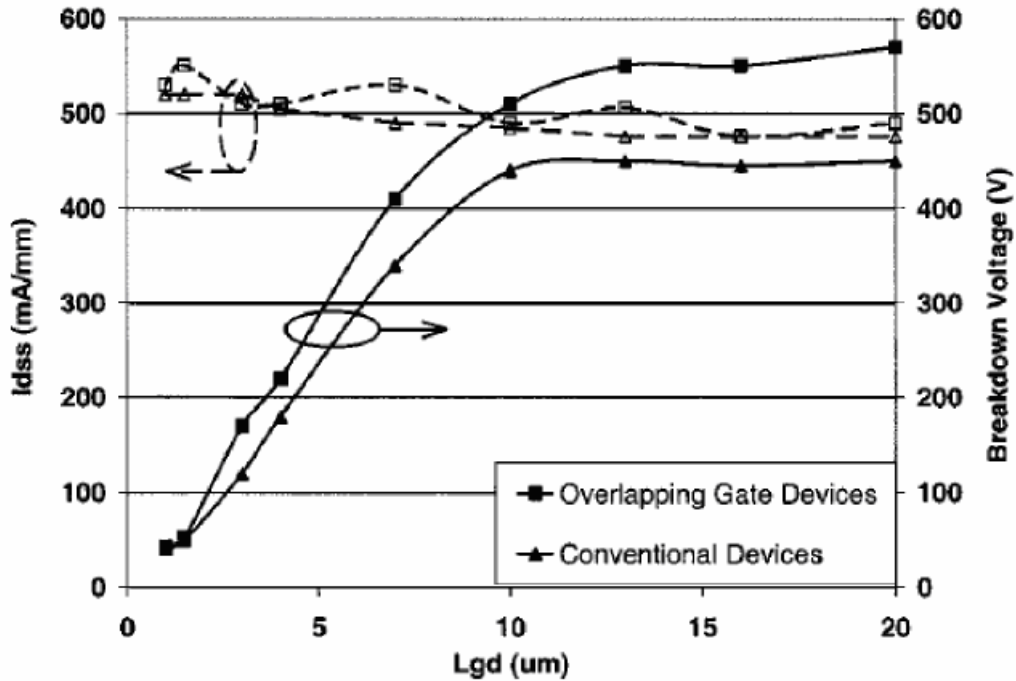


Figure II. 10: Courant maximum de sortie et tension d'avalanche en fonction de la distance grille -drain obtenus pour un transistor HEMT AlGa_N/Ga_N avec et sans Field-plate [51].

Depuis l'apparition du FP les densités de puissance atteignent 40W/mm a une fréquence de 4GHz [54], l'augmentation de cette densité de puissance est progressive en fonction de la longueur du Field-Plate (L_{FP}) [55].

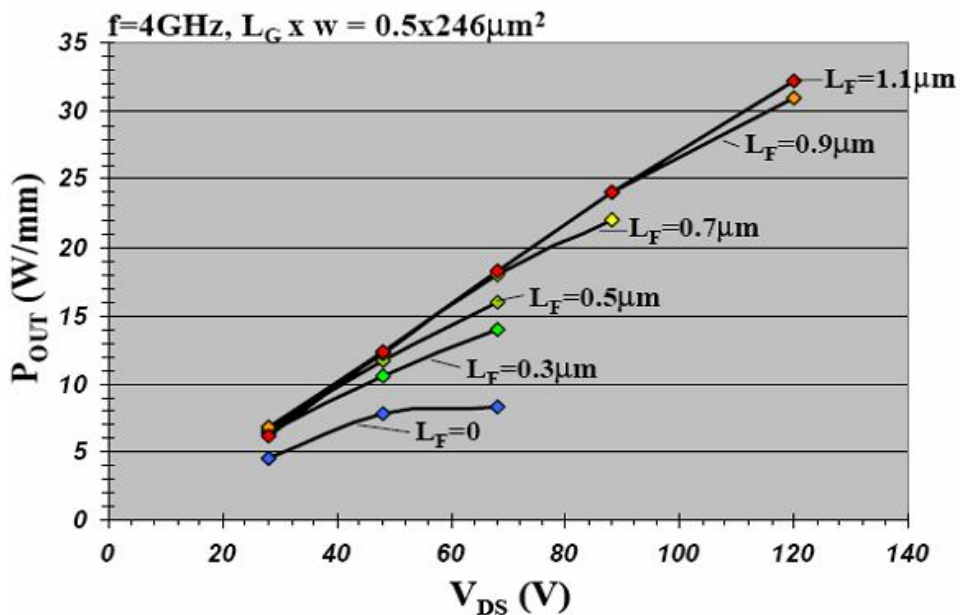


Figure II. 11: Influence de la longueur du Field Plate sur la densité de puissance en fonction de la tension source-drain [55].

II.4.2.c Structure Field-Plate reliée à la source

Une autre structure de la technique Field-plate et montrée en figure II.12. Elle est défini comme étant une prolongation de la source au-dessus de la couche de passivation juste au-dessus de la grille où plusieurs configurations sont possibles.

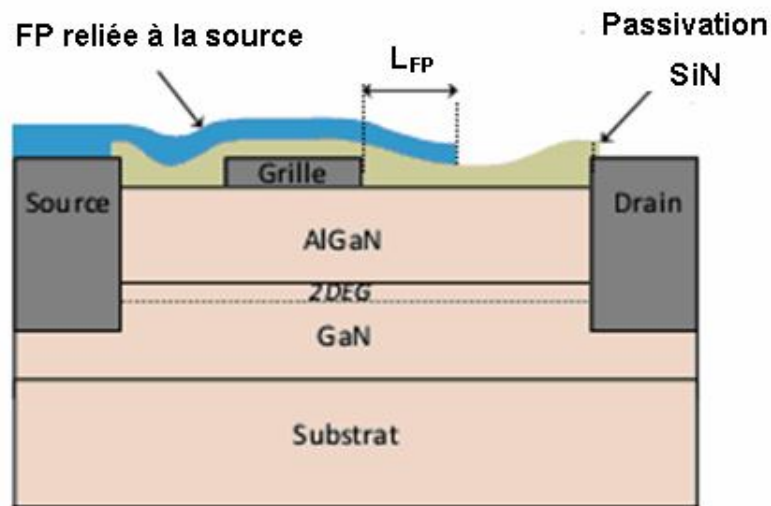


Figure II. 12 : Structure de Field-Plate (FP) connecté à la source.

La figure II.13 [55] montre une comparaison des densités de puissances atteintes par les deux type de structures sont du même ordre 20W/mm, pour une même tension de polarisation du drain.

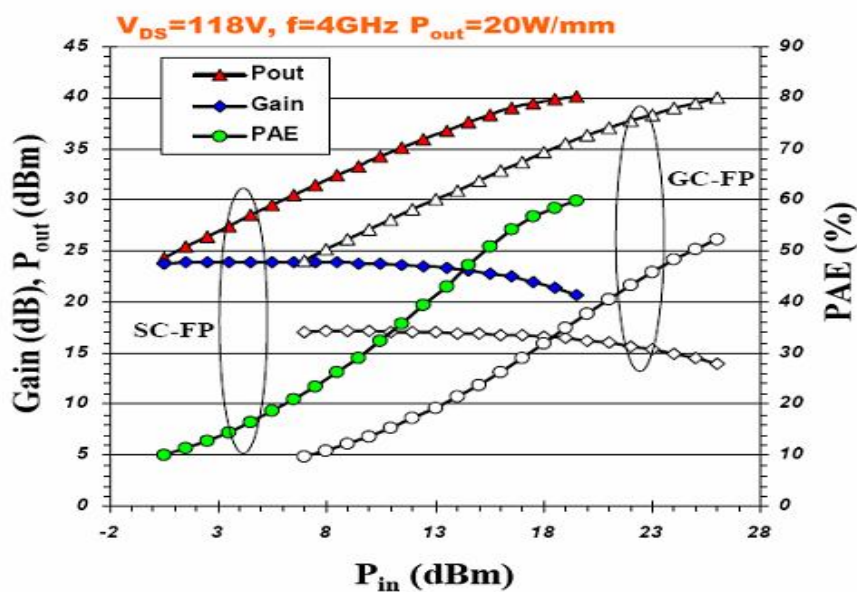


Figure II. 13 : Comparaison des performances d'un transistor HEMT avec Field-Plate connecté soit à la grille soit à la source [55].

II.4.2.d Structure à double Field-Plate

Différentes possibilités sont offertes pour augmenter encore la tension d'avalanche, par exemple l'idée d'un transistor HEMTs AlGa_n/Ga_n à double Field plate possédant une tension d'avalanche de 900 V a été présentée par H. Xing [56]. En 2004 Wu et al [48] obtiennent les meilleures densités de puissance supérieures à 30 W/mm à partir de transistors HEMTs Ga_n sur SiC avec un seul Field Plate et supérieure à 41 W/mm avec un double Field Plate en 2006 [54] (Figure II.14).

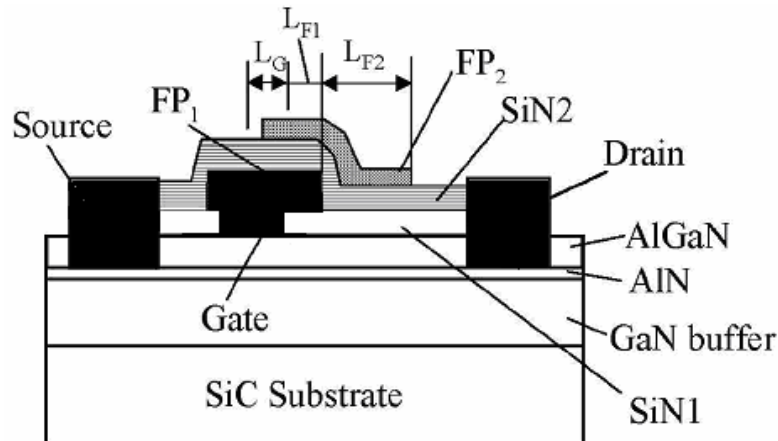


Figure II.14: Structure d'un HEMT AlGa_n/Ga_n à double Field-Plate [55].

Cependant, la présence du Field-Plate augmente la capacité grille-drain et réduit ainsi quelque peu les performances en fréquence de ces transistors [33,49]. Il est donc nécessaire de bien choisir parmi les différentes topologies de Field-plate avec plus de certitudes la topologie adéquate à une fréquence de travail donnée.

II.5 Calcul de la densité de charge induite par la polarisation spontanée et piézoélectrique dans l'hétérostructure de type Al_mGa_{1-m}N/GaN

Le sens de la polarisation spontanée et piézoélectrique pour une hétérojonction AlGa_n/Ga_n de face Ga est présenté sur la figure II.15 où on peut noter que les polarisations spontanée et piézoélectrique ont le même sens.

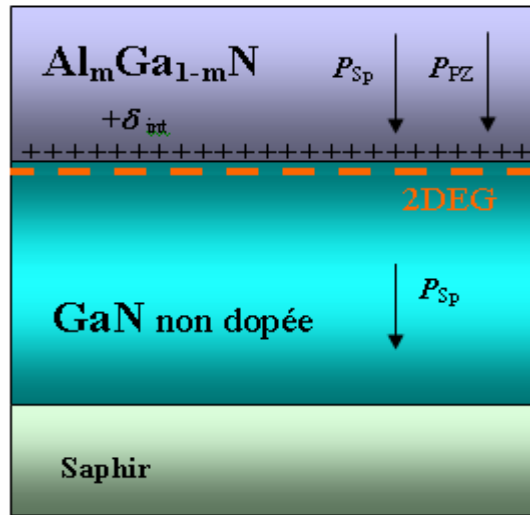


Figure II.15: Polarisation spontanée et piézoélectrique dans l'hétérostructure AlGaIn/GaN face Ga.

Le diagramme de bande de conduction et la densité de charge à l'interface associée à cette structure est illustré sur la figure II.16. On observe que le niveau E_c près de l'hétérointerface est courbé vers le bas en direction du niveau de Fermi formant ainsi un puits de potentiel de forme triangulaire créant un gaz d'électrons bidimensionnel.

La polarisation spontanée du GaN est négative (-0.029 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.

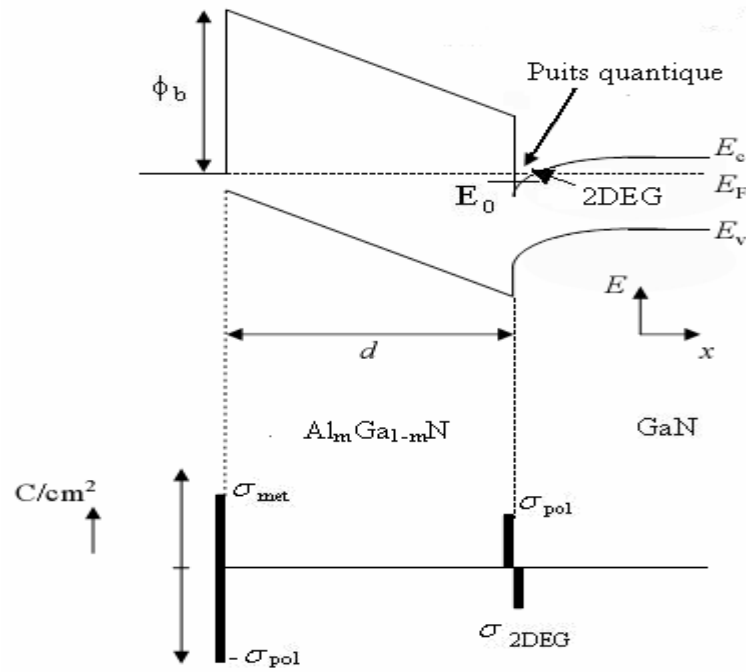


Figure II.16: Diagramme de bande de l'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ et la densité de charge à l'interface et à la surface.

L'augmentation de la contrainte biaxiale entraîne la déformation de la constante de maille $a(m)$ 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 (σ) induite par la variation du vecteur de polarisation par rapport à l'espace est donnée par [] :

$$\sigma = P_{\text{haut}} - P_{\text{bas}} \quad (\text{II-1})$$

Pour la structure Wurtzite, la polarisation est dirigée perpendiculairement à l'interface de l'hétérojonction AlGaN/GaN le long de l'axe « c », induisant une densité de charge fixe à l'interface σ_{int} [57]:

$$\sigma_{\text{int}} = P_{\text{tot}, \text{couche 1}} - P_{\text{tot}, \text{couche 2}} \quad (\text{II-2})$$

$$\sigma_{\text{int}} = [P_{SP} + P_{PZ}]_{\text{couche1}} - [P_{SP} + P_{PZ}]_{\text{couche2}} \quad (\text{II-3})$$

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.

Pour le cas de l'hétérojonction abrupte $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$, à laquelle nous nous intéressons, le paramètre de maille de l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ $a(m)$ ainsi que les coefficients élastiques (C_{13}) et (C_{33}), piézoélectriques (e_{13}) et (e_{33}) et la polarisation spontanée et piézoélectrique, sont fonction de la fraction molaire (m) de l'Aluminium [57] et sont donnés par :

$$C_{31}(m) = (5m + 103) \quad (\text{GPa}) \quad (\text{II-4})$$

$$C_{33}(m) = (-32m + 405) \quad (\text{GPa}) \quad (\text{II-5})$$

$$a(m) = (-0.077m + 3.189) \times 10^{-10} \quad (\text{m}) \quad (\text{II-6})$$

Les constantes piézoélectriques sont données par :

$$e_{31}(m) = (-0.11m - 0.49) \quad (\text{C/m}^2) \quad (\text{II-7})$$

$$e_{33}(m) = (0.73m - 0.73) \quad (\text{C/m}^2) \quad (\text{II-8})$$

Et finalement la polarisation spontanée est donnée par :

$$P_{sp}(m) = (-0.052m - 0.029) \quad (\text{C/m}^2) \quad (\text{II-9})$$

En introduisant de l'Aluminium dans le cristal du GaN, les atomes Al se substituent progressivement suivant la concentration molaire de l'aluminium aux atomes du Ga affectant ainsi le réseau cristallin du GaN. Connaissant les paramètres physiques des couches GaN et $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ on peut donner la relation qui lie la densité des charges fixes σ_{int} à l'interface à la fraction molaire de l'Aluminium [57] :

$$\sigma_{\text{int}}(m) = [P_{sp}(\text{GaN}) + P_{pz}(\text{GaN})] - [P_{sp}(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}) + P_{pz}(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N})] \quad (\text{II-10})$$

Si la couche GaN est totalement relaxée, c'est ce qui se produit dans les cas pratiques où les couches GaN sont suffisamment épaisses alors $P_{pz}(\text{GaN})$ est nulle et la relation (II-10) se simplifie à :

$$\sigma_{\text{int}}(m) = [P_{sp}(\text{GaN})] - [P_{sp}(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}) + P_{pz}(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N})] \quad (\text{II-11})$$

Où P_{pz} est donnée par :

$$P_{pz}(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}) = 2\varepsilon_{\perp} \left[e_{31}(m) - e_{31}(m) \frac{C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right] \quad (\text{II-12})$$

Où ε_{\perp} est la contrainte extensive:

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{a_{\text{GaN}}(0) - a_{\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}}(m)}{a_{\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}}(m)} \quad (\text{II-13})$$

On peut remarquer que le terme $\left[e_{31}(m) - e_{31}(m) \frac{C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right]$ est toujours négatif dans la relation (II-12), il en résulte une polarisation piézoélectrique de signe négative, ce qui induit une densité de charges positives fixes $+\sigma_{\text{int}}$ à l'interface de l'hétérojonction $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ coté

$\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$, et des charges négatives libres de compensation originaires de la couche GaN relaxée formant ainsi le gaz d'électrons bidimensionnel 2DEG à l'interface.

La variation de la contrainte extensive en fonction de la concentration d'Aluminium est représentée sur la figure II.17, en augmentant le taux d'Aluminium (m), la contrainte extensive augmente linéairement.

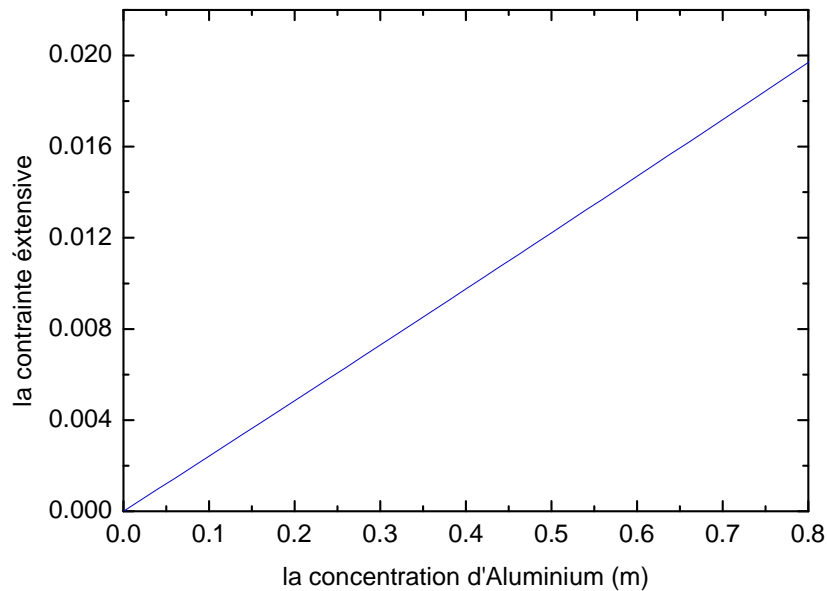


Figure II.17: Variation de la contrainte extensive en fonction de la concentration d'Aluminium (m) pour l'hétérojonction $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$

La figure II.18 montre la variation de la densité de charge positive présentée à l'interface de l'hétérojonction $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ à face Ga en fonction de la fraction molaire (m) de l'Aluminium.

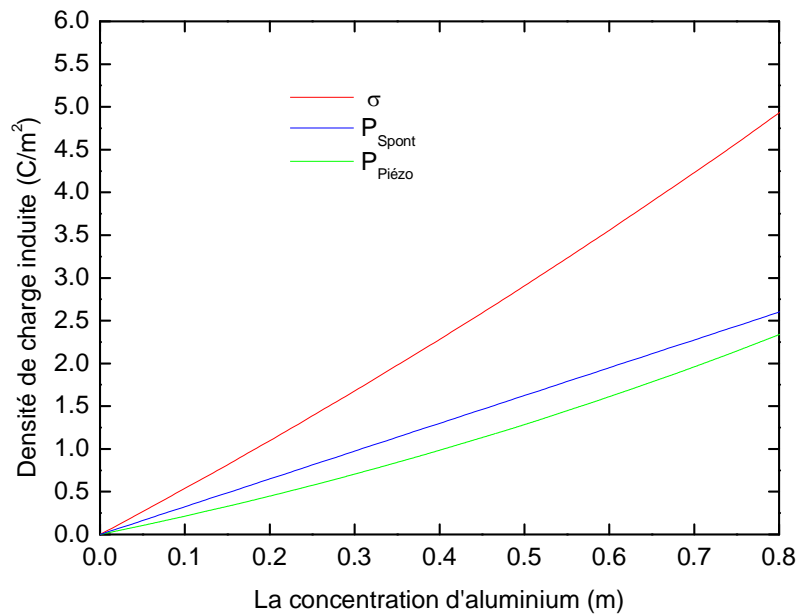


Figure II.18: Variation de la densité de charges fixes induites par la polarisation spontanée et piézoélectrique à l'interface de l'hétérojonction $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ en fonction de la fraction molaire de l'Aluminium (m).

On peut voir que la densité de charge augmente presque linéairement en augmentant la concentration l'Aluminium (m). La contribution de la polarisation spontanée dans la densité de charge totale est plus importante (60%) pour des concentrations d'aluminium faibles alors que pour des concentrations plus élevées, les deux polarisations contribuent à parts égales.

II.7 Conclusion

Dans ce chapitre, et dans un premier volet, nous avons présenté les différents composants FETs utilisées pour l'amplification de puissance. Mais les transistors à haute mobilité d'électrons HEMTs présentent les meilleures performances en fréquences et en puissances. Cependant les HEMTs à structure conventionnelle, ne dépassent pas les 10W/mm. Afin d'augmenter la densité de puissance et la tension d'avalanche, l'utilisation de la technologie FP-HEMTs est parmi les solutions attendues.

Dans la deuxième partie du chapitre, nous avons calculé la densité de charge (σ) dans l'hétérojonction $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ induite par la polarisation spontanée et piézoélectrique existantes dans les structures AlGaN/GaN HEMTs.

Chapitre III

Développement du modèle analytique de la distribution du champ électrique et du potentiel dans la structure GCFPS-HEMTs à base d'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$

III.1 Introduction

Les techniques de mesure et de caractérisation des composants FP-HEMTs en salle blanche et une étape nécessaire pour contrôler les propriétés électriques et physiques. Tout au long du processus de fabrication, les différents paramètres peuvent être variés de façon systématique pour en évaluer leur effet et déterminer leurs valeurs optimales. Cette procédure s'avère longue et coûteuse. Cependant, la simulation des différents paramètres des composants FP-HEMTs AlGa_mN/GaN est une étape indispensable pour la compréhension des différents phénomènes qui limitent leurs performances pour les applications à haute tension, forte puissance aux fréquences micro-ondes. Ces limitations sont bien souvent liées à des défauts intrinsèques aux matériaux utilisés ou à la technologie de fabrication. Par conséquent, ces effets doivent être connus et modélisés.

Afin d'améliorer la fiabilité du composant en augmentant la tension de claquage pour des applications en haute puissance, une nouvelle conception de dispositif HEMTs basé sur l'utilisation d'une plaque de champ (Field-Plate) combinée avec un matériau high-k (haute permittivité) au-dessus d'une couche d'oxyde AlGa_mN/GaN GCFPS-HEMTs (Graded Channel Field Plate Stack Dielectric) sera présenté dans ce chapitre. Pour étudier les propriétés électriques et prévoir les performances du composant, un modèle analytique à deux dimensions a été développé et ses avantages ont été également montrés. Ce modèle est basé sur la solution explicite de l'équation de Poisson (2D) dans lequel les expressions analytiques pour la distribution du potentiel et le profil du champ électrique dans le canal 2DEG sont calculés en fonction de la tension appliquée et les paramètres de la structure étudiée. Il permet aussi de calculer la densité électronique dans le canal et la tension de seuil. La particularité de ce modèle réside dans l'inclusion des effets de la polarisation spontanée et piézoélectrique, les effets des différents paramètres technologiques de la plaque de champ (FP) et du matériau high-k [par exemple: L_{FPE} la longueur optimale du FP, L_G la longueur de la grille, L_{GD} la distance de séparation drain-grille, t_{oxeff} (high-k et SiO₂) l'épaisseur d'isolant, t_2 l'épaisseur et la ϵ_2 permittivité de la couche high-k] sur les performances de la structure Al_mGa_{1-m}N/GaN FP-HEMT ont été attentivement inclus.

III.2 Développement du modèle analytique de la distribution du champ électrique et du potentiel dans la structure GCFPS-HEMTs $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$

III.2.1 Description du modèle

III.2.1.1 Analyse bidimensionnelle de la distribution du potentiel dans la structure GCFPS-HEMTs $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$

La structure FP considérée dans ce travail est une extension de grille au-dessus des couches de passivation (high-k et SiO_2) où le FP est directement connectée à la grille. La figure III.1 représente la structure étudiée d'AlGaN/GaN HEMT avec FP et une couche diélectrique high-k, où tous les paramètres importants ont été définis. Les régions en dessous de la source et du drain sont dopées de manière uniforme à $N_d^+ = 10^{25} \text{m}^{-3}$, tandis que l'électrode de grille est une barrière de Schottky placée sur la couche de $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. La longueur du Field-Plate (L_{FPE}) est définie comme étant la distance entre les bords de la grille et celle du FP avec la condition $L_{FPE} < L_{GD}$ [46]. L'hétérointerface est située à $y = 0$, l'épaisseur totale de la couche AlGaN est $d_T = d_1 + d_2 + d_3$, avec d_1 , d_2 et d_3 sont les épaisseurs des couches d'espacer (AlGaN non-dopé), barrière ($\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ dopé) et le cap layer (AlGaN non-dopé), respectivement. Dans les conditions de fonctionnement, la couche barrière est entièrement dépeuplée de porteurs libres et les électrons sont confinés à l'hétéro-interface (AlGaN/GaN). Afin d'analyser les effets des paramètres technologiques, la structure est divisée en trois régions (figure III.1).

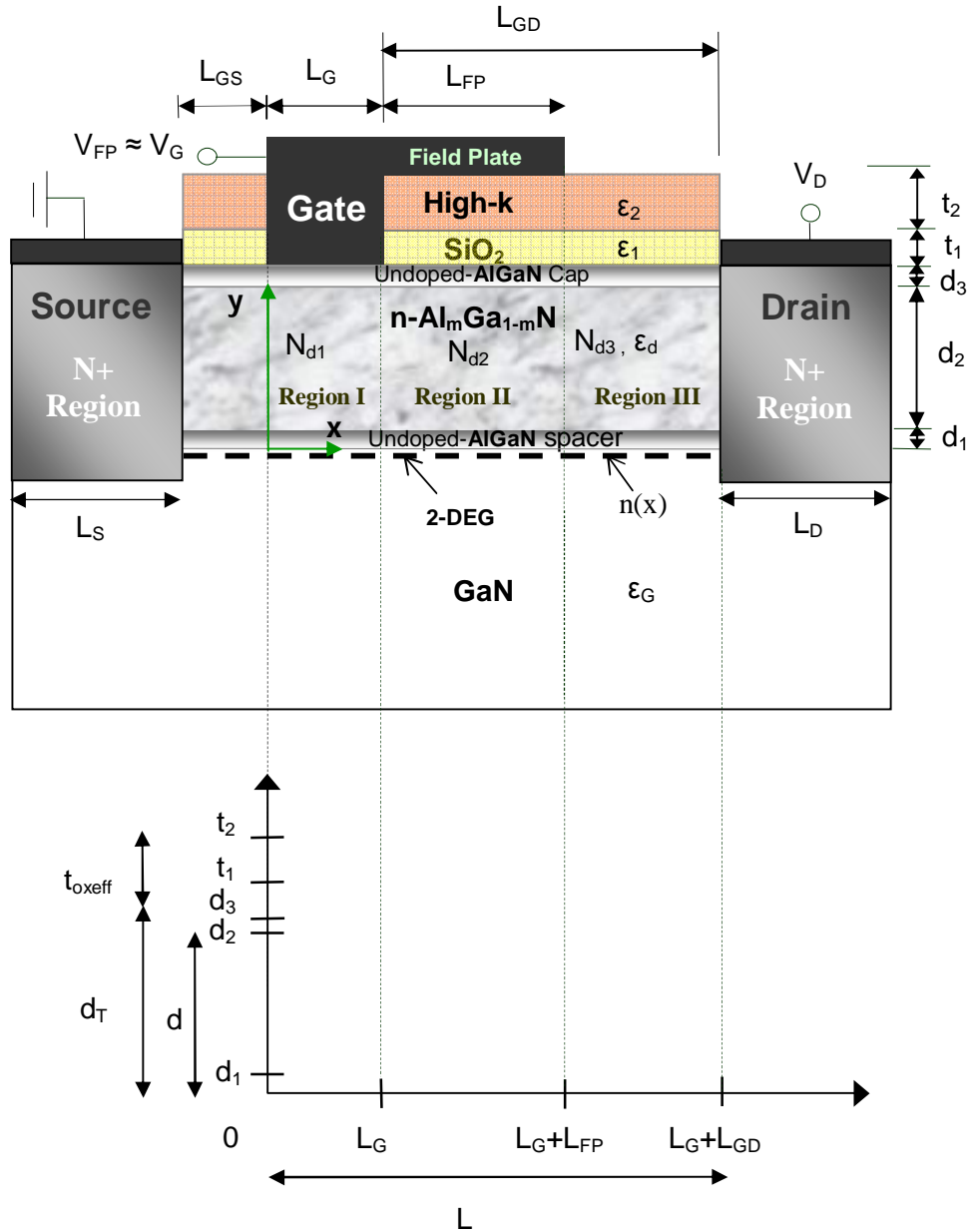


Figure III.1 Vue en coupe de la structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT incorporant un FP et une couche high-k (GCFPS-HEMTs) utilisés pour le calcul du modèle.

La région I est la zone sous la grille ($0 \leq x \leq L_G$), la région II est la zone sous le FP ($L_G \leq x \leq L_G + L_{FPE}$) et la région III est la zone entre le bord de FP et les bornes de drain ($L_G + L_{FPE} \leq x \leq L_G + L_{GD}$).

Dans cette analyse, les concentrations des dopants dans les régions II et III sont identiques ($N_{d2} = N_{d3}$) et supérieures à celle dans la région I (N_{d1}). En considérant que les couches diélectriques (high-k et SiO_2) sont idéales où les densités de charge dans ces couches sont négligeables et que la couche barrière est entièrement dépeuplée de porteurs en fonctionnement normal, la distribution du potentiel peut être obtenus en résolvant les équations de Laplace/Poisson (III-1):

$$\nabla^2 \psi_i(x, y) = \begin{cases} 0 & L_G \leq x \leq L_G + L_{GD}, \quad d_T \leq y \leq d_T + t_{oxeff} \\ -\frac{qN_{di}}{\epsilon_d} & 0 \leq x \leq L, \quad 0 \leq y \leq d_T \end{cases} \quad (\text{III-1})$$

Où $\psi_i(x, y)$ représente la distribution du potentiel dans chaque région où l'indice $i = 1, 2, 3$ correspond aux régions I, II et III respectivement, $L = L_G + L_{GD}$ est la longueur effective du canal, N_{di} est la concentration des dopants de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ dans les trois régions, ϵ_d est la permittivité d'AlGaN et q est la charge électronique, $d_T = d_1 + d_2 + d_3$, avec d_1, d_2 et d_3 sont les épaisseurs des couches d'espaceur (AlGaN non-dopé), barrière ($\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ dopé) et le cap layer (AlGaN non-dopé) et t_{oxeff} est l'épaisseur effective de la couche diélectrique.

Si une structure contient plusieurs diélectriques en série, la couche de capacité plus faible dominera la capacité globale et limitera la valeur équivalente de l'épaisseur minimale réalisable d'oxyde (EOT) [58]. Dans la structure étudiée, la couche diélectrique est un empilement de deux couches où le film supérieur high-k (épaisseur t_2 , permittivité ϵ_2) est déposé sur la couche de SiO_2 (t_1, ϵ_1). La capacité totale de la couche d'isolant est donnée par

$$C_{ox\text{tot}} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxeff}} \quad (\text{III-2})$$

avec $\epsilon_{ox} = \epsilon_1$.

$$t_{oxeff} = t_1 + \alpha t_2 \quad (\text{III-3})$$

où $\alpha = \epsilon_1/\epsilon_2$.

III.2.1.1.A Analyse dans la région I ($0 \leq x \leq L_G$, au dessous de la grille):

Dans cette région, le profil du potentiel le long du canal est exprimé par une fonction parabolique [59-63], il peut être approché selon la direction verticale sous la grille par une parabole:

$$\psi_I(x, y) = C_{10}(x) + C_{11}(x)y + C_{12}(x)y^2 \quad \text{pour } 0 \leq y \leq d \quad (\text{III-4})$$

Où les coefficients $C_{10}(x)$, $C_{11}(x)$ et $C_{12}(x)$ sont des fonctions de x et peuvent être déterminées par les conditions aux limites pour $\psi_I(x, y)$ donné ci-dessous.

Le champ électrique et le potentiel du canal à l'interface de ces trois régions sont continus [59-63] alors:

$$\left. \frac{d\psi_1(x, y)}{dx} \right|_{x=L_G} = \left. \frac{d\psi_2(x, y)}{dx} \right|_{x=L_G} \quad (\text{III-4a})$$

$$\psi_I(x, 0) = \psi_C(x) \quad (\text{III-4b})$$

$$\psi_1(0, 0) = \psi_{c1}(0) = V_{bi} \quad (\text{III-4c})$$

$$\psi_1(L_G, d) = \psi_2(L_G, d) = V_{1/2} \quad (\text{III-4d})$$

$$\psi_1(L_G, 0) = \psi_2(L_G, 0) \Rightarrow \psi_{c1}(L_G) = \psi_{c2}(L_G) = V_{c1/2} \quad (\text{III-4e})$$

où $V_{bi} = (kT/q) \ln(N_d/n_i)$ représente le potentiel dans la jonction du canal 2DEG, n_i est la concentration intrinsèque du GaN, $V_{1/2}$ est le potentiel électrostatique le long de la direction verticale à l'interface des régions I et II et $V_{c1/2}$ est le potentiel électrostatique du canal à $x = L_G$. A l'interface grille/AlGaN ($y = d$), nous avons:

$$\left. \frac{d\psi_1(x, y)}{dy} \right|_{y=d} = \frac{\varepsilon_d}{d_3} \left(\frac{\psi_1(x, d) - V_G}{\varepsilon_d} \right) \quad (\text{III-4f})$$

Avec: $V_G = V_{GS} - V_{FB}$.

A l'interface de l'hétérojonction AlGaN/GaN ($y=0$), nous avons également:

$$\left. \frac{d\psi_1(x, y)}{dy} \right|_{y=0} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \left(\frac{\psi_{c1}(x, 0) - \psi_1(x, 0)}{d_1} \right) \quad (\text{III-4g})$$

$\psi_{c1}(x, 0)$ représente le potentiel du canal à l'hétérojonction AlGaN/GaN (2 DEG), ε_G est la permittivité du GaN, ε_d est la permittivité de l'AlGaN, V_{GS} est la tension de polarisation grille/source, V_{FBI} est la tension de bande plate où $V_{FBI} = \Phi_{MSI} = \Phi_{MI} - \Phi_S$, Φ_{MI} est le travail de sortie de la grille et Φ_S est le travail de sortie du semiconducteur ($\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$) donnée par [63]:

$$\phi_s = \chi_d + \frac{E_g}{2} - \phi_F \quad (\text{III-5})$$

où E_g et χ_d sont l'énergie du gap et l'affinité électronique de l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ respectivement, $\Phi_F = (kT/q) \ln(N_d/n_i)$ est le potentiel de Fermi et $\psi_1(x, 0) = \psi_{\text{AlGaN}}(y)$ représente le potentiel électrostatique dans la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ qui est donné par [64]:

$$\psi_{\text{AlGaN}}(y) = \frac{P_{sp\text{AlGaN}} - P_{sp\text{GaN}}}{\varepsilon'} y - \frac{qn(x)}{\varepsilon'} y + 2\beta\gamma_{xx} y \quad (\text{III-6})$$

Avec: $\beta = (e_{31} - e_{33}c_{13}) / \varepsilon' c_{33}$, $\varepsilon' = \varepsilon_{\text{AlGaN}} + e_{33}^2 / c_{33}$, $\gamma_{xx} = (a_{\text{GaN}} - a_{\text{AlGaN}}) / a_{\text{AlGaN}}$,

$P_{sp\text{AlmGa1-mN}}(m) = -0.052m - 0.029 \text{ C/m}^2$, $P_{sp\text{GaN}} = -0.029 \text{ C/m}^2$.

$P_{sp\text{AlmGa1-mN}}$ et $P_{sp\text{GaN}}$ sont les polarisations spontanées dans l'AlGaN et le GaN respectivement, m est la fraction molaire d'Al dans la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

Avec:

$$\begin{aligned}
a_{\text{GaN}} &= 3.189 \text{ \AA} \\
a_{\text{AlGaN}} &= (-0.077m + 3.189) \text{ \AA} \\
e_{31}(m) &= (-0.11m - 0.49) \text{ C/m}^2 \\
e_{33}(m) &= (0.73m + 0.73) \text{ C/m}^2 \\
C_{31}(m) &= (5m + 103) \text{ GPa} \\
C_{33}(m) &= (-32m + 405) \text{ GPa}
\end{aligned}$$

Où $e_{31}(m)$ et $e_{33}(m)$ sont des constantes piézoélectriques de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$, $C_{31}(m)$ et $C_{33}(m)$ sont les constantes élastiques et α_{GaN} et α_{AlGaN} sont les constantes de maille dans les couches de GaN et $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ respectivement.

Le paramètre $n(x)$ représente la concentration du 2DEG à l'hétéro-interface $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ qui est donné par [65, 66]:

$$n(x) = \frac{\varepsilon_d}{qd} (V_G - V_{\text{theff}} - V_c(x)) \quad (\text{III-7})$$

V_G est la tension appliquée à la grille, $V_c(x)$ est le potentiel de canal à l'abscisse x et V_{theff} est la tension de seuil efficace qui dépend des charges induites à l'interface et qui est donnée par l'expression suivante à $T = 300 \text{ K}$ [65, 67]:

$$V_{\text{theff}} = \phi_b(m) - \Delta E(m) - \frac{qN_d d_2^2}{2\varepsilon_d(m)} - \frac{\sigma_{pz}(m)d}{\varepsilon_d(m)} \quad (\text{III-8})$$

$\phi_b(m) = 1.3m + 0.84 \text{ eV}$ [68] est la hauteur du barrière Schottky, $\Delta E(m)$ est la discontinuité de bande de conduction à l'interface d' AlGaN/GaN et $\sigma_{pz}(m)$ est la densité de charge induite par la polarisation entre les deux couches AlGaN (barrière) et GaN (buffer) et elle est donnée par :

$$\sigma_{pz}(m) = 2 \left(\frac{a(0) - a(m)}{a(m)} \right) \left(e_{31}(m) - e_{33}(m) \frac{C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right) + p_{sp}(m) - p_{sp}(0) \quad (\text{III-9})$$

Où $a(0)$ et $a(m)$ sont les constantes de maille de GaN et d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ respectivement.

Dans le cas de la structure de GCFPS-HEMTs AlGaN/GaN , $V_c(x) = \psi_{ci}(x)$ est le potentiel du canal 2DEG pour chaque région.

En utilisant l'équation (III-4b) dans l'équation (III-4), nous obtenons :

$$\psi_I(x, 0) = C_{10}(x) = \psi_{ci}(x) \quad (\text{III-10})$$

En remplaçant $C_{10}(x)$ dans l'équation (III-4), $\psi_I(x, y)$ peut être donnée par:

$$\psi_I(x, y) = \psi_{ci}(x) + C_{11}(x)y + C_{12}(x)y^2 \quad (\text{III-11})$$

En dérivant l'équation (III-11) par rapport à y , nous obtenons

$$\frac{d\psi_1(x, y)}{dy} = C_{11}(x) + 2C_{12}(x)y \quad (\text{III-12})$$

En utilisant l'équation (III-4g) dans l'équation (III-12), nous obtenons

$$\left. \frac{d\psi_1(x, y)}{dy} \right|_{y=0} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \frac{\psi_{c1}(x, 0) - \psi_1(x, 0)}{d_1} = C_{11}(x)$$

D'où

$$C_{11}(x) = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \left(\frac{\psi_{c1}(x) - \psi_{AlGaN}(y)}{d_1} \right) \quad (\text{III-13})$$

En utilisant l'équation (III-4f) dans l'équation (III-12), nous obtenons

$$\left. \frac{d\psi_1(x, y)}{dy} \right|_{y=d} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \left(\frac{\psi_{c1}(x) - \psi_1(x, d)}{d_1} \right) - 2C_{12}(x)d = \frac{\varepsilon_d}{d_3} \left(\frac{\psi_1(x, d) - V_{G1}}{\varepsilon_d} \right)$$

$$C_{12}(x) = \frac{\varepsilon_d}{2d\varepsilon_G} \left(\frac{\psi_{c1}(x) - \psi_{AlGaN}(y)}{d_1} \right) - \frac{\varepsilon_d}{2dd_3} \left(\frac{\psi_{AlGaN}(y) - V_{G1}}{\varepsilon_d} \right) \quad (\text{III-14})$$

Donc la distribution du potentiel dans la région I peut être donnée par l'expression suivante:

$$\psi_1(x, y) = \psi_{c1}(x) + \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \left(\frac{\psi_{c1}(x) - \psi_{AlGaN}(y)}{d_1} \right) y - \left[\frac{\varepsilon_d}{2dd_3} \left(\frac{\psi_{AlGaN}(y) - V_G}{\varepsilon_d} \right) - \frac{\varepsilon_d}{2d\varepsilon_G} \left(\frac{\psi_{c1}(x) - \psi_{AlGaN}(y)}{d_1} \right) \right] y^2 \quad (\text{III-15})$$

Où $\psi_{c1}(x)$ représente le potentiel du canal dans la région I.

En dérivant l'équation (III-15) deux fois par rapport à x , nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi_1(x, y)}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 \psi_{c1}(x)}{\partial x^2} + \frac{C_1}{\varepsilon_G} \left(\frac{\partial^2 \psi_{c1}(x)}{\partial x^2} - N \frac{\partial^2 \psi_{c1}(x)}{\partial x^2} y \right) y - \\ &- \left[\frac{C_2}{2d\varepsilon_d} \left(N \frac{\partial^2 \psi_{c1}(x)}{\partial x^2} y \right) - \frac{C_1}{2d\varepsilon_G} \left(\frac{\partial^2 \psi_{c1}(x)}{\partial x^2} - N \frac{\partial^2 \psi_{c1}(x)}{\partial x^2} y \right) \right] y^2 \end{aligned} \quad (\text{III-16})$$

En dérivant l'équation (III-15) deux fois par rapport à y , nous obtenons :

$$\frac{\partial^2 \psi_{c1}(x, y)}{\partial y^2} = -\frac{2C_1}{\varepsilon_G} (M - N(V_G - V_{theff1} - \psi_{c1}(x)) + 2T) - \left[-\frac{C_2}{2d\varepsilon_d} (6y[M - N(V_G - V_{theff1} - \psi_{c1}(x)) + 2T] - 2V_G) - \frac{C_1}{2d\varepsilon_G} (2\psi_{c1}(x) - 6y[M - N(V_G - V_{theff1} - \psi_{c1}(x)) + 2T]) \right] \quad (\text{III-17})$$

Où $M = \frac{P_{spAlGaN} - P_{spGaN}}{\varepsilon}$, $N = \frac{\varepsilon_d}{d\varepsilon}$, $T = \beta\gamma_{xx}$.

En remplaçant les équations (III-16) et (III-17) dans l'équation (III-1), on obtient une équation différentielle du second ordre, en termes de la distribution du potentiel du canal dans la région I, à l'hétéro-interface d'AlGaIn/GaN ($y=0$) comme suit:

$$\frac{\partial^2 \psi_{c1}(x)}{\partial x^2} - \frac{C_1}{\varepsilon_G} \left(2N - \frac{1}{d} \right) \psi_{c1}(x) = -\frac{qNd_1}{\varepsilon_d} + \frac{2C_1\delta_1}{\varepsilon_G} - \left(\frac{2C_1N}{\varepsilon_G} + \frac{C_2}{d\varepsilon_d} \right) V_G \quad (\text{III-18})$$

La solution d'équation (III-18) dans la région I est représentée comme:

$$\psi_{c1}(x) = A \exp(\lambda_1 x) + B \exp(-\lambda_1 x) - \frac{\sigma_1}{\lambda_1^2} \quad (\text{III-18a})$$

Avec: $\lambda_1 = \sqrt{\frac{C_1}{\varepsilon_G} \left(2N - \frac{1}{d} \right)}$, $\sigma_1 = -\frac{qNd_1}{\varepsilon_d} + \frac{2C_1\delta_1}{\varepsilon_G} - \left(\frac{2C_1N}{\varepsilon_G} + \frac{C_2}{d\varepsilon_d} \right) V_G$, $C_1 = \frac{\varepsilon_d}{d_1}$, $C_2 = \frac{\varepsilon_d}{d_3}$.

$$\delta_1 = (M - NV_{theff1} + 2T)$$

En utilisant les conditions aux limites définies dans les équations (III-4a) à (III-4g), nous obtenons alors les valeurs des constantes A et B comme suit:

$$A = \frac{\left(V_{bi} + \frac{\sigma_1}{\lambda_1^2} \right) \exp(-\lambda_1 L_G) - \left(V_{c1/2} + \frac{\sigma_1}{\lambda_1^2} \right)}{\exp(-\lambda_1 L_G) - \exp(\lambda_1 L_G)} \quad (\text{III-18b})$$

$$B = \frac{\left(V_{c1/2} + \frac{\sigma_1}{\lambda_1^2} \right) - \left(V_{bi} + \frac{\sigma_1}{\lambda_1^2} \right) \exp(\lambda_1 L_G)}{\exp(-\lambda_1 L_G) - \exp(\lambda_1 L_G)} \quad (\text{III-18c})$$

III.2.1.1.B Analyse dans la région II ($L_G \leq x \leq L_G + L_{FPE}$, sous le Field-Plate) :

La région sous le Field-Plate (région II) est la région la plus importante de la structure proposée parce que le champ électrique est plus élevé dans cette région. Afin de définir le profil du potentiel et la distribution du champ électrique, un polynôme du deuxième degré a été adopté pour cette région. Ainsi, donné par :

$$\psi_2(x, y) = C_{20}(x) + C_{21}(x) y + C_{22}(x) y^2 \quad \text{pour } 0 \leq y \leq d \quad (\text{III-19})$$

Les coefficients $C_{20}(x)$, $C_{21}(x)$ et $C_{22}(x)$ peuvent être exprimés en appliquant les conditions aux limites suivantes:

Le champ électrique à l'interface des couches du FP oxyde/ $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ est continu, par conséquent nous avons :

$$\left. \frac{d\psi_2(x, y)}{dy} \right|_{y=d} = \frac{\varepsilon_{ox}}{\varepsilon_d} \left(\frac{\psi_2(x, d) - V_{FP}}{t_{oxeff}} \right) \quad (\text{III-19a})$$

Avec: $V_{FP} = V_{GS} - V_{FB}$.

A l'interface de l'hétérojonction $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ ($y=0$), nous avons également:

$$\left. \frac{d\psi_2(x, y)}{dy} \right|_{y=0} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \left(\frac{\psi_{c2}(x, 0) - \psi_2(x, 0)}{d_1} \right) \quad (\text{III-19b})$$

$\psi_{c2}(x, 0)$ représente le potentiel dans le canal à l'hétérojonction $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$, $\psi_2(x, 0) = \psi_{\text{AlGaIn}}(y)$ représente le potentiel électrostatique dans la couche d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ dans la région II.

Le champ électrique et le potentiel du canal à l'interface des trois zones sont continues. Ainsi, nous avons :

$$\left. \frac{d\psi_2(x, y)}{dx} \right|_{x=L_G+L_{FPE}} = \left. \frac{d\psi_3(x, y)}{dx} \right|_{x=L_G+L_{FPE}} \quad (\text{III-19c})$$

$$\psi_2(L_G+L_{FPE}, 0) = \psi_3(L_G+L_{FPE}, 0) \Rightarrow \psi_{c2}(L_G+L_{FPE}) = \psi_3(L_G+L_{FPE}), (N_{d2} = N_{d3}) \quad (\text{III-19 d})$$

En utilisant un procédé de calcul semblable à celui effectué dans la section III.2.1.1.A, ainsi la distribution du potentiel dans la région II peut être donnée par l'expression suivante:

$$\psi_2(x, y) = \psi_{c2}(x) + \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \left(\frac{\psi_{c2}(x) - \psi_{\text{AlGaIn}}(y)}{d_1} \right) y - \left[\frac{\varepsilon_{ox}}{2dt_{oxeff}} \left(\frac{\psi_{\text{AlGaIn}}(y) - V_{FP}}{\varepsilon_d} \right) - \frac{\varepsilon_d}{2d\varepsilon_G} \left(\frac{\psi_{c2}(x) - \psi_{\text{AlGaIn}}(y)}{d_1} \right) \right] y^2 \quad (\text{III-20})$$

Où $\psi_{c2}(x)$ représente le potentiel du canal dans la région II. En remplaçant l'équation (III-20) dans l'équation (III-1), nous obtenons une équation différentielle du second ordre qui définit le profil du potentiel du canal dans la région II à l'hetero-interface AlGaIn/GaN ($y=0$) et peut être exprimés comme:

$$\frac{\partial^2 \psi_{c2}(x)}{\partial x^2} - \frac{C_1}{\varepsilon_G} \left(2N - \frac{1}{d} \right) \psi_{c2}(x) = -\frac{qNd_2}{\varepsilon_d} + \frac{2C_1\delta_2}{\varepsilon_G} - \left(\frac{2C_1N}{\varepsilon_G} + \frac{C_{ox\text{tot}}}{d\varepsilon_d} \right) V_{FP} \quad (\text{III-21})$$

La solution d'équation (III-21) dans la région I est représentée comme:

$$\psi_{c2}(x) = C \exp(\lambda_2(x - L_G)) + D \exp(-\lambda_2(x - L_G)) - \frac{\sigma_2}{\lambda_2^2} \quad (\text{III-21a})$$

$$\text{Avec: } \lambda_2 = \sqrt{\frac{C_1}{\varepsilon_G} \left(2N - \frac{1}{d} \right)}, \quad \sigma_2 = -\frac{qNd_2}{\varepsilon_d} + \frac{2C_1\delta_2}{\varepsilon_G} - \left(\frac{2C_1N}{\varepsilon_G} + \frac{C_{ox\text{eff}}}{d\varepsilon_d} \right) V_{FP},$$

$$\delta_2 = (M - NV_{\text{theff}2} + 2T)$$

Les valeurs des constantes C et D ont été obtenues en utilisant les conditions aux limites dans cette région.

$$C = \left[\frac{\left(V_{c1/2} + \frac{\sigma_2}{\lambda_2^2} \right) \sinh(\lambda_2 L_G) + \left(V_{c1/2} + \frac{\sigma_1}{\lambda_1^2} \right) \cosh(\lambda_1 L_G) - \left(V_{bi} + \frac{\sigma_2}{\lambda_2^2} \right)}{2 \sinh(\lambda_2 L_G)} \right] \quad (\text{III-21b})$$

$$D = \left[\frac{\left(V_{c1/2} + \frac{\sigma_2}{\lambda_2^2} \right) \sinh(\lambda_2 L_G) - \left(V_{c1/2} + \frac{\sigma_1}{\lambda_1^2} \right) \cosh(\lambda_1 L_G) + \left(V_{bi} + \frac{\sigma_2}{\lambda_2^2} \right)}{2 \sinh(\lambda_2 L_G)} \right] \quad (\text{III-21c})$$

III.2.1.1.C Analyse dans la région III ($L_G + L_{FPE} \leq x \leq L_G + L_{GD}$) :

La région III est la région entièrement dépeuplée de porteurs libres au bord du FP près du drain. Afin d'expliquer l'effet de l'oxyde (l'effet de la couche d'empilement) sur le profil du potentiel du canal, la distribution du potentiel le long de l'isolant est considérée comme linéaire et elle est exprimée en utilisant l'approche rapportée dans [69,70] par l'expression suivante :

$$\psi_{ox}(x) = \begin{cases} 0 & x \leq L_G + L_{FPE} \\ \frac{V_D(x - L_G - L_{FPE})}{L_{GD} - L_{FPE}} & L_G + L_{FPE} \leq x \leq L_G + L_{GD} \\ V_D & x \geq L_G + L_{GD} \end{cases} \quad (\text{III-22})$$

Où $\psi_{ox}(x)$ représente la distribution du potentiel le long de la couche d'isolant formée par un empilement de deux oxydes de permittivités $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ respectivement. On suppose également que le profil du potentiel le long de la direction verticale est un polynôme du deuxième degré et il est donné par :

$$\psi_3(x, y) = C_{30}(x) + C_{31}(x) y + C_{32}(x) y^2 \quad \text{pour } 0 \leq y \leq d \quad (\text{III-23})$$

Les coefficients $C_{30}(x)$, $C_{31}(x)$ et $C_{32}(x)$ peuvent être exprimés en appliquant les conditions aux limites dans cette région. Le même procédé de calcul est utilisé et tenant compte que le champ électrique à l'interface des couches oxyde/ $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ est continu, par conséquent nous avons :

$$\left. \frac{d\psi_3(x, y)}{dy} \right|_{y=d} = \frac{\varepsilon_{ox}}{\varepsilon_d} \frac{\psi_3(x, d) - \psi_{ox}(x)}{t_{oxeff}} \quad (\text{III-23a})$$

$$\left. \frac{d\psi_3(x, y)}{dy} \right|_{y=0} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \frac{\psi_{c3}(x, 0) - \psi_3(x, 0)}{d_1} \quad (\text{III-23b})$$

Où $\psi_{ox}(x)$ et $\psi_{c3}(x, 0)$ sont le potentiel à l'interface oxyde/ $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ et celui du canal à l'hétérojonction AlGaN/GaN , respectivement.

$\psi_3(x, 0) = \psi_{\text{AlGaN}}(y)$ représente le potentiel électrostatique dans la couche d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ dans la région III.

Le champ électrique et le potentiel du canal à l'interface des trois zones sont continus. Ainsi, nous avons :

$$\left. \frac{d\psi_2(x, y)}{dx} \right|_{x=L_G+L_{FPE}} = \left. \frac{d\psi_3(x, y)}{dx} \right|_{x=L_G+L_{FPE}} \quad (\text{III-23c})$$

$$\psi_2(L_G+L_{FPE}, 0) = \psi_3(L_G+L_{FPE}, 0) \Rightarrow \psi_{c2}(L_G+L_{FPE}) = \psi_3(L_G+L_{FPE}), (N_{d2}=N_{d3}) \quad (\text{III-23d})$$

$$\psi_3(L_G+L_{GD}, 0) = \psi_{c3}(L_G+L_{GD}) = \psi_{c3}(L) = V_{bi} + V_D \quad (\text{III-23e})$$

La distribution du potentiel dans la région III est donnée par l'expression suivante:

$$\begin{aligned} \psi_3(x, y) = & \psi_{c3}(x) + \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \left(\frac{\psi_{c3}(x) - \psi_{\text{AlGaN}}(y)}{d_1} \right) y - \\ & - \left[\frac{\varepsilon_{ox}}{2d\varepsilon_d} \left(\frac{\psi_{\text{AlGaN}}(y) - \psi_{ox}(x)}{t_{oxeff}} \right) - \frac{\varepsilon_d}{2d\varepsilon_G} \left(\frac{\psi_{c3}(x) - \psi_{\text{AlGaN}}(y)}{d_1} \right) \right] y^2 \end{aligned} \quad (\text{III-24})$$

$\psi_{c3}(x)$ représente le potentiel du canal dans la région III. En remplaçant l'équation (III-24) dans l'équation (III-1), nous obtiendrons une équation différentielle du second ordre qui définit le

profil du potentiel du canal dans la région III à l'hétéro-interface AlGaIn/GaN ($y=0$) et peut être exprimée comme suit:

$$\frac{\partial^2 \psi_{c3}(x)}{\partial x^2} - \frac{C_1}{\varepsilon_G} \left(2N - \frac{1}{d} \right) \psi_{c3}(x) = -\frac{qNd_3}{\varepsilon_d} + \frac{2C_1\delta_3}{\varepsilon_G} + \frac{C_{oxtot}}{d\varepsilon_d} \psi_{ox}(x) \quad (\text{III-25})$$

La solution d'équation (III-25) dans la région III est donnée par:

$$\psi_{c3}(x) = E \exp(\lambda_3(x - L_G - L_{FP})) + F \exp(-\lambda_3(x - L_G - L_{FP})) - \left(\frac{D}{\lambda_3^2} x + \frac{\sigma_3}{\lambda_3^2} \right) \quad (\text{III-25a})$$

$$\text{Avec: } \lambda_3 = \sqrt{\frac{C_1}{\varepsilon_G} \left(2N - \frac{1}{d} \right)}, \quad \sigma_3 = -\frac{qNd_3}{\varepsilon_d} + \frac{2C_1\delta_3}{\varepsilon_G} - \frac{C_{oxtot} V_D (L_G + L_{FPE})}{d\varepsilon_d (L_{GD} - L_{FPE})},$$

$$D = \frac{C_{oxtot} V_D}{d\varepsilon_d (L_G - L_{FPE})}, \quad \delta_3 = (M - N(V_{FP} - V_{theff3}) + 2T)$$

Les valeurs des constantes A_3 et B_3 ont été obtenues en utilisant les conditions aux limites dans cette région.

$$E = \frac{-(V_{bi} + V_D) - \left(\frac{D(L_{GD} - L_{FP}) + \sigma_3}{\lambda_3^2} \right)}{-\exp(\lambda_3(L_{GD} - L_{FP})) - \exp(-\lambda_3(L_{GD} - L_{FP}))} - \frac{\left[\frac{D}{\lambda_3^2} - \left(V_{c1/2} + \frac{\sigma_2}{\lambda_2^2} \right) \sinh(\lambda_2 L_{FP}) + \frac{\left(V_{c1/2} + \frac{\sigma_2}{\lambda_2^2} \right) \cosh(\lambda_2 L_G) - \left(V_{bi} + \frac{\sigma_2}{\lambda_2^2} \right) \cosh(\lambda_2 L_{FP})}{\sinh(\lambda_2 L_G)} \right]}{-\exp(\lambda_3(L_{GD} - L_{FP})) - \exp(-\lambda_3(L_{GD} - L_{FP}))} \cdot \exp(-\lambda_3(L_{GD} - L_{FP})) \quad (\text{III-25b})$$

$$F = \frac{\left[\frac{D}{\lambda_3^2} - \left(V_{c1/2} + \frac{\sigma_2}{\lambda_2^2} \right) \sinh(\lambda_2 L_{FP}) + \frac{\left(V_{c1/2} + \frac{\sigma_2}{\lambda_2^2} \right) \cosh(\lambda_2 L_G) - \left(V_{bi} + \frac{\sigma_2}{\lambda_2^2} \right) \cosh(\lambda_2 L_{FP})}{\sinh(\lambda_2 L_G)} \right]}{-\exp(\lambda_3(L_{GD} - L_{FP})) - \exp(-\lambda_3(L_{GD} - L_{FP}))} - \frac{(V_{bi} + V_D) - \left(\frac{D(L_G - L_{GD}) + \sigma_3}{\lambda_3^2} \right)}{-\exp(\lambda_3(L_{GD} - L_{FP})) - \exp(-\lambda_3(L_{GD} - L_{FP}))} \quad (\text{III-25c})$$

III.2.1.2 Analyse de la distribution du champ électrique dans la structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ GCFPS-HEMTs.

Le profil du champ électrique le long du canal 2DEG détermine la vitesse de transport des électrons dans le canal 2DEG. Il peut être calculé en différenciant le potentiel et en employant les conditions aux limites pour chaque région.

Dans la structure AlGaIn/GaN GCFPS-HEMTs, la distribution du champ électrique doit tenir compte de toutes les composantes. Alors, la valeur de la composante- y du champ électrique perpendiculaire à la direction de croissance qui dépend du champ de polarisation dans la couche-barrière d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$, généralement négligée, doit être prise en considération.

Les composantes x et y de la distribution du champ électrique le long du canal 2DEG dans les régions I, II et III (déduts en différenciant les équations (III-18a), (III-21a) et (III-25a) pour la composante- x et en employant les conditions aux limites dans les équations (III-4g), (III-19b) et (III-23b) pour la composante- y) sont donnés par:

$$E_{x1}(x) = \left. \frac{-\partial\psi_{x1}(x, y)}{\partial x} \right|_{y=0} = \frac{-d\psi_{c1}(x)}{dx} \quad (\text{III-26a})$$

$$E_{y1}(x) = \left. \frac{-\partial\psi_1(x, y)}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \frac{\psi_1(x, 0) - \psi_{c1}(x, 0)}{d_1} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \frac{\psi_{\text{AlGaIn}}(y) - \psi_{c1}(x)}{d_1} \quad (\text{III-27a})$$

$$E_{x2}(x) = \left. \frac{-\partial\psi_{x2}(x, y)}{\partial x} \right|_{y=0} = \frac{-d\psi_{c2}(x)}{dx} \quad (\text{III-26b})$$

$$E_{y2}(x) = \left. \frac{-\partial\psi_2(x, y)}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \frac{\psi_2(x, 0) - \psi_{c2}(x, 0)}{d_1} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \frac{\psi_{\text{AlGaIn}}(y) - \psi_{c2}(x)}{d_1} \quad (\text{III-27b})$$

$$E_{x3}(x) = \left. \frac{-\partial\psi_{x3}(x, y)}{\partial x} \right|_{y=0} = \frac{-d\psi_{c3}(x)}{dx} \quad (\text{III-26c})$$

$$E_{y3}(x) = \left. \frac{-\partial\psi_3(x, y)}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_G} \frac{\psi_{\text{AlGaIn}}(y) - \psi_{c3}(x)}{d_1} \quad (\text{III-27c})$$

III.3 Etude de l'influence des différents paramètres technologiques sur la densité du 2DEG et la tension de seuil ($V_{th\text{eff}}$) dans la structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ GCFPS-HEMTs.

Le principal paramètre gouvernant les performances des transistors $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ HEMTs est la densité n_s du gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) dans le canal. Le calcul de la densité d'électrons n_s dans le 2DEG nécessite la résolution couplée de l'équation de Poisson et de l'équation de Schrödinger. La densité $n_s(V_G, E_F)$ est déduite de la résolution de l'équation de Poisson dans le semi-conducteur $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ en prenant en compte la présence de charges piézoélectriques aux interfaces dans les équations de continuité, tant que la résolution de l'équation de Schrödinger nous donne la relation $n_s(E_F)$. Pour calculer la concentration des porteurs induite par la polarisation électrique en intégrant l'équation de Poisson et la contribution des phénomènes quantiques par l'intégration de l'équation de Schrödinger, nous supposons dans l'étude qui suit les hypothèses suivantes [57]:

- La densité du 2DEG est confinée dans un puit de potentiel de forme triangulaire à l'hétéro-interface, et que seuls les niveaux E_0 et E_1 (figure II.19) sont peuplés.
- La concentration des atomes donneurs N_d de la couche donneuse AlGaIn est très élevée et l'épaisseur de cette dernière est notée d_d .
- La couche appelée « Espaceur » est non dopée et son épaisseur sera notée d_i .
- L'axe « x » est dirigé vers le côté GaIn et son origine est à l'hétéro-interface.

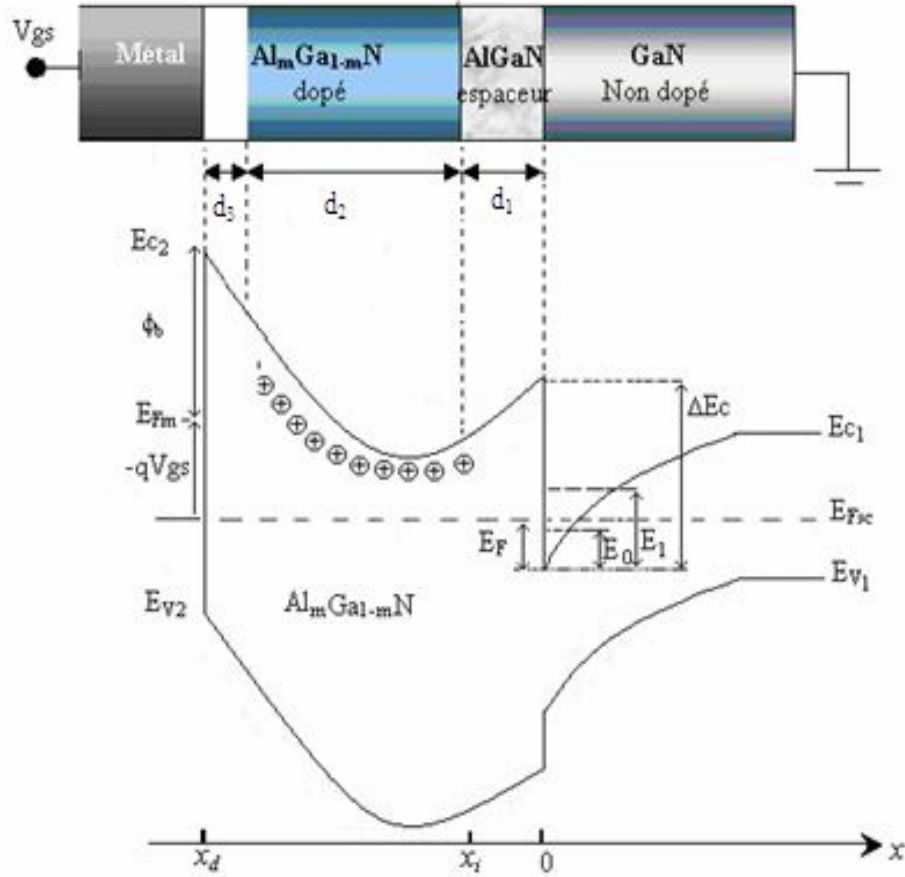


Figure III.2: Diagramme d'énergie et puit de potentiel à l'interface $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$.

III.3.1 Calcul de la concentration n_s dans le canal 2DEG par intégration de l'équation de Poisson

En tenant compte de la continuité du vecteur de déplacement à l'interface AlGaIn/GaN:

$$\varepsilon_1 E_1(0) = \varepsilon_2 E_2(0) \quad (\text{III.28})$$

Où ε_1 et ε_2 sont respectivement les constantes diélectriques du GaN et du AlGaIn, $E_1(0)$ et $E_2(0)$ sont respectivement le champ électrique induit coté GaN et AlGaIn, l'intégration de l'équation de Poisson dans l'AlGaIn, nous donne :

$$\Delta V = V_{xd} - V_0 = -\frac{qN_d}{\varepsilon_2} d_d^2 + E_2(0)d \quad (\text{III.29})$$

Avec $d = d_i + d_d$ où d_i et d_d les épaisseurs de la couche «espaceur» et dopée respectivement.

$$\Delta V = V_{xd} - V_0 = -\frac{1}{q} (E_{c2}(x_d) - E_{c2}(0)) \quad (\text{III.30})$$

En appelant ϕ_b la hauteur de la barrière de Schottky métal-AlGaIn, ΔE_c la discontinuité de bandes de conduction de l'hétérojonction AlGaIn/GaN et E_F l'énergie de dégénérescence du puits d'interface de GaN, on peut écrire les relations :

$$E_{c2}(x_d) = E_{c1}(0) + E_F - qV_{gs} + \phi_b \quad (\text{III.31})$$

$$E_{c2}(0) = E_{c1}(0) + \Delta E_c \quad (\text{III.32})$$

De sorte que ΔV s'écrit :

$$\Delta V = -\frac{E_F}{q} + V_{gs} - \frac{\phi_b}{q} + \frac{\Delta E_c}{q} \quad (\text{III.33})$$

Avec :

$$E_2(0) = \frac{1}{d} \left(V_{gs} - \frac{E_F}{q} - V_t \right) \quad (\text{III.34})$$

Où la tension V_t est donnée par :

$$V_t = \frac{\phi_b}{q} - \frac{qN_d}{\epsilon_2} d^2 - \frac{\Delta E_c}{q} \quad (\text{III.35})$$

Dans le GaN non dopé, la charge d'espace présente est essentiellement constituée par les électrons de la couche d'inversion où le champ électrique à l'interface $E_1(0)$ peut être déduit :

$$E_1(0) = \frac{Q_1}{\epsilon_1} = \frac{qn_s}{\epsilon_1} \quad (\text{III.36})$$

La continuité du vecteur déplacement à l'interface AlGaIn/GaN permet d'établir la relation $n_s(V_{gs}, E_F)$

$$n_s = \frac{\epsilon_2}{qd} \left(V_{gs} - \frac{E_F}{q} - V_t \right) \quad (\text{III.37})$$

La concentration totale des charges sera donc la somme des charges induites par la polarisation propre au matériau et celle induite par le champ électrique. On peut donc exprimer $n_s(V_{gs}, E_F, \sigma_{pol})$ [57].

$$n_s = \frac{\sigma_{pol}}{q} + \frac{\epsilon_2}{qd} \left(V_{gs} - \frac{E_F}{q} - V_t \right) \quad (\text{III.38})$$

Et on peut écrire :

$$n_s = \frac{\varepsilon_2}{qd} \left(V_{gs} - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \quad (\text{III.39})$$

Où :

$$V_{th} = \frac{\phi_b}{q} - \frac{qN_d}{2\varepsilon_2} d_d^2 - \frac{\Delta E_c}{q} - \frac{\sigma_{pol}}{\varepsilon_2} \quad (\text{III.40})$$

III.3.2 Calcul de la concentration n_s dans le canal 2DEG par résolution de l'équation de Schrödinger

Les électrons étant confinés dans un puits de potentiel triangulaire, les porteurs se comportent ainsi comme un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) où leur mouvement est libre dans le plan de la structure xy et quantifié dans la direction perpendiculaire à z .

Une étude détaillée du comportement de ces porteurs passe par un traitement quantique du problème [71]. L'application de l'équation de Schrödinger à 2DEG révèle une quantification des états électroniques en sous-niveaux énergétiques données par [29]:

$$E = E_i + \frac{\hbar^2 k_B^2}{2m_e} \quad (\text{III.41})$$

m_e représente la masse effective d'électron, elle est égale à $0.22m_0$ où m_0 est la masse de l'électron au repos, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, où h est la constante de Planck et $k_B^2 = k_x^2 + k_y^2$.

Les électrons sont distribués pratiquement dans les états d'énergie premiers E_0, E_1 .

La résolution de l'équation de Schrödinger permet de calculer la concentration de porteurs n_s en fonction du niveau de Fermi E_F :

$$n_s = Dk_B T \ln \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B T} \right) \right) \times \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_1}{k_B T} \right) \right) \quad (\text{III.42})$$

Où D est la densité d'états dans la bande de conduction et elle est donnée par :

$$D = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} = \frac{4m_e}{h^2}$$

Finalement le système d'équation à résoudre est :

$$\left\{ \begin{array}{l} n_s = Dk_B T \ln \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B T} \right) \right) \times \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_1}{k_B T} \right) \right) \end{array} \right. \quad (\text{III.43})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_s = \frac{\varepsilon_2}{qd} \left(V_{gs} - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \end{array} \right. \quad (\text{III.44})$$

Avec

$$E_0 = \gamma_0 n_s^{2/3} \quad (\text{III.45})$$

$$E_1 = \gamma_1 n_s^{2/3} \quad (\text{III.46})$$

Avec : $\gamma_0 = 2.123 \times 10^{-12}$, $\gamma_1 = 3.734 \times 10^{-12}$ [57].

La tension de seuil V_{th} est donnée par l'expression suivante où on a explicité la dépendance de ε_2 vis à vis de la fraction molaire « m » de l'Al:

$$V_{th}(m) = \phi_m - \Delta E_c(m) - \frac{qN_D d_d^2}{2\varepsilon(m)} - \frac{\sigma(m)}{\varepsilon(m)}(d_d + d_i)$$

En écrivant $\varepsilon_2 = \varepsilon(m)$ [67] avec:

$$\varepsilon(m) = 9.5 - 0.5m \quad (\text{Cm}^{-1}\text{V}^{-1}) \quad (\text{III.47})$$

$\phi_m(m)$ est la hauteur de la barrière Schottky, $\Delta E_c(m)$ est la discontinuité entre les bandes de conduction du AlGa_mN et le GaN, N_d est la densité de dopage de la couche AlGa_mN.

$$\varepsilon(m) = 0.84 + 1.13m \quad (\text{eV}) \quad (\text{III.48})$$

$$\Delta E_c(m) = 0.7(E_g(m) - E_g(0)) \quad (\text{eV}) \quad (\text{III.49})$$

Où

$$E_g(m) = 6.13m + 3.42(1 - m) - m(1 - m)$$

$$E_g(0) = 3.42 \quad (\text{eV})$$

Cependant dans la structure Al_mGa_{1-m}N/GaN GCFPS-HEMTs, la concentration du 2DEG à l'hétérointerface Al_mGa_{1-m}N/GaN peut être exprimée en fonction du potentiel du canal 2DEG qui est donné par:

$$n_i(x) = \frac{\varepsilon_d}{qd} (V_G - V_{th\text{eff}i} - \psi_{ci}(x)) \quad \text{pour } i=1,2,3 \quad (\text{III.50})$$

Où, $n_i(x)$ représente la densité de charge du 2DEG dans chaque région, $\psi_{ci}(x)$ est le potentiel du canal 2DEG pour chaque région et $V_{th\text{eff}i}$ est la tension de seuil efficace dans chaque région.

III.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la structure étudiée d'AlGa_mN/GaN GCFPS-HEMTs en employant un Field Plate et une couche d'isolant high-k ainsi que les différentes couches qui le composent, dans laquelle tous les paramètres importants ont été définis. Ensuite, dans le but d'améliorer les performances extrinsèques du composant et ceci à moindre coût, nous avons développé un modèle analytique permettant de décrire d'une part, les phénomènes physiques existant dans la structure et permet une meilleure compréhension du fonctionnement du composant et d'autre part, il tient compte de l'influence de certains paramètres technologiques sur le profil du potentiel et sur la distribution du champ électrique dans le canal 2DEG. Le modèle développé permet aussi de calculer la densité électronique dans le canal 2DEG, la tension de seuil et d'autres caractéristiques afin de mieux comprendre les phénomènes physiques qui interviennent dans le fonctionnement du transistor GCFPS-HEMTs à base de l'hétérostructure Al_mGa_{1-m}N/GaN. La particularité de ce modèle réside dans l'inclusion des effets de la polarisation spontanée et piézoélectrique.

Chapitre IV

**Analyse bidimensionnelle des profils
du champ électrique et du potentiel dans
la structure GCFPS-HEMTs à base
d'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$**

IV.1 Introduction

La fabrication et l'analyse des composants FP-HEMTs à base d'hétérostructure AlGa_{0.3}N/GaN sont très coûteuses. Il s'avère nécessaire d'avoir besoin à des outils de simulation afin de prévoir exactement le comportement du transistor et obtenir des dispositifs qui ont de meilleures caractéristiques pour des applications de haute puissance.

Dans ce chapitre on a présenté et interprété les résultats de simulation que nous avons obtenus sur la structure AlGa_{0.3}N/GaN GCFPS-HEMTs en utilisant le modèle que nous avons développé. Dans un premier volet, la distribution du potentiel, le profil du champ électrique dans le canal 2DEG et la tension de claquage BV ont été étudié en tenant compte des différents paramètres technologiques et physiques. Dans une seconde étape, nous avons étudié la dépendance de la concentration n_s du gaz d'électrons bidimensionnel et de la tension de seuil dans la structure.

IV.2 Etude du profil du potentiel le long du canal 2DEG

IV.2.1 Etude comparative entre une structure AlGa_{0.3}N/GaN FP-HEMTs standard et la structure AlGa_{0.3}N/GaN GCFPS-HEMTs

Les variations des profils du potentiel le long du canal 2DEG pour la structure AlGa_{0.3}N/GaN FP-HEMTs avec Si₃N₄ comme diélectrique ($\epsilon = \epsilon_1 = \epsilon_2 = 7$) et la structure AlGa_{0.3}N/GaN GCFPS-HEMTs avec SiO₂ ($\epsilon_1 = 3.9$) et Ga₂O₃ ($\epsilon_2 = 9$) comme diélectriques pour les conditions de polarisation $V_G = -3V$, $V_D = 120V$ avec une longueur de Field-Plate $L_{FPE} = 2\mu m$, $t = t_1 + t_2 = 0,3\mu m$ sont montrées sur la figure IV.1.

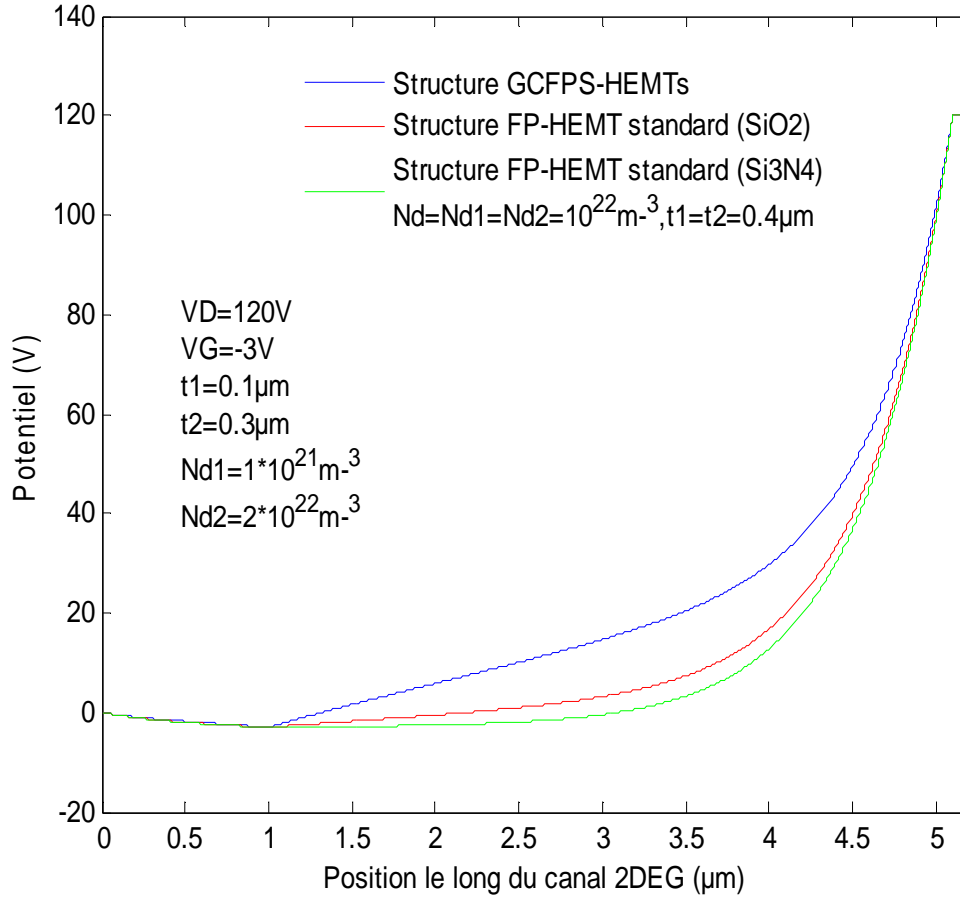


Fig. IV.1: Comparaison des profils du potentiel le long du canal 2DEG pour la structure standard et la structure AlGa_N/Ga_N GCFPS-HEMTs étudiée.

On peut observer que les profils de la distribution du potentiel le long du canal 2DEG pour la structure AlGa_N/Ga_N FP-HEMTs standard et la structure AlGa_N/Ga_N GCFPS-HEMTs étudiée, commencent 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. On peut noter aussi à partir de cette figure un changement du profil de potentiel (changements de la pente du potentiel) le long du canal 2-DEG entre la grille et les bornes de drain qui permet de diminuer la barrière du canal. Ainsi, la conception GCFPS présente une amélioration du profil de la distribution du potentiel le long de la distance L_{GD} . Ce comportement est dû aussi à la diminution de la capacité grille-drain, donc une amélioration significative du profil de la distribution du potentiel le long du canal 2DEG.

IV.2.2 Variations des profils du potentiel le long du canal 2DEG pour la structure AlGaIn/GaN GCFP-HEMTs en tenant compte des paramètres physiques.

Les variations des profils du potentiel le long du canal 2DEG pour la structure AlGaIn/GaN GCFP-HEMTs avec les mêmes conditions de polarisation choisies ($V_G = -3V$ et $V_D = 120V$) sont étudiées en tenant compte des effets des paramètres physiques tels que la permittivité de la couche high-k (ϵ_2), le dopage (N_{d2}) et la fraction molaire de l'aluminium (m).

IV.2.2.1 Effet de la permittivité diélectrique (ϵ_2) de la couche high-k

La variation de la distribution du potentiel le long du canal 2DEG de la structure AlGaIn/GaN GCFPS-HEMT pour différentes valeurs de la permittivité diélectrique (ϵ_2) de la couche high-k sont représentées sur la figure IV.2.

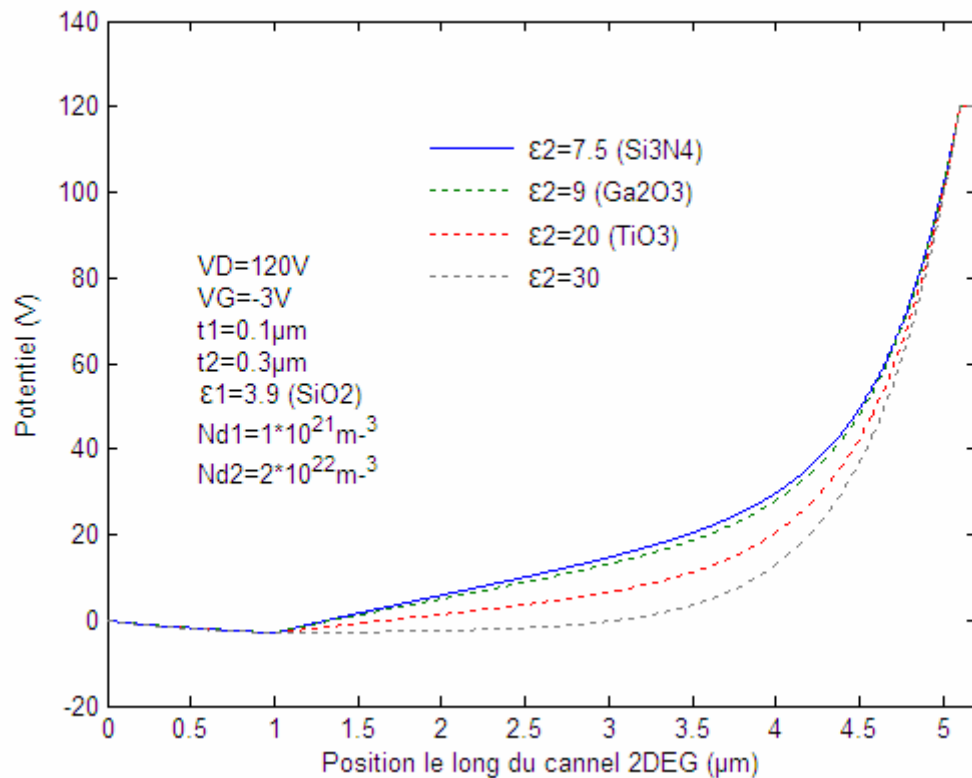


Fig. IV.2 : Variation de la distribution du potentiel le long du canal de 2DEG de la structure AlGaIn/GaN GCFPS-HEMT pour différentes valeurs de ϵ_2 de la couche high-k

On peut noter que le profil du potentiel le long du canal 2DEG diminue quand la constante diélectrique (ϵ_2) de la couche high-k augmente, ceci est principalement dû à l'augmentation de la capacité de la structure.

IV.2.2.2 Effet de la concentration du dopage (N_{d2}) de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$

La figure IV.3 montre la variation du profil du potentiel le long du canal 2DEG pour différentes valeurs de la concentration (N_{d2}) du dopage de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

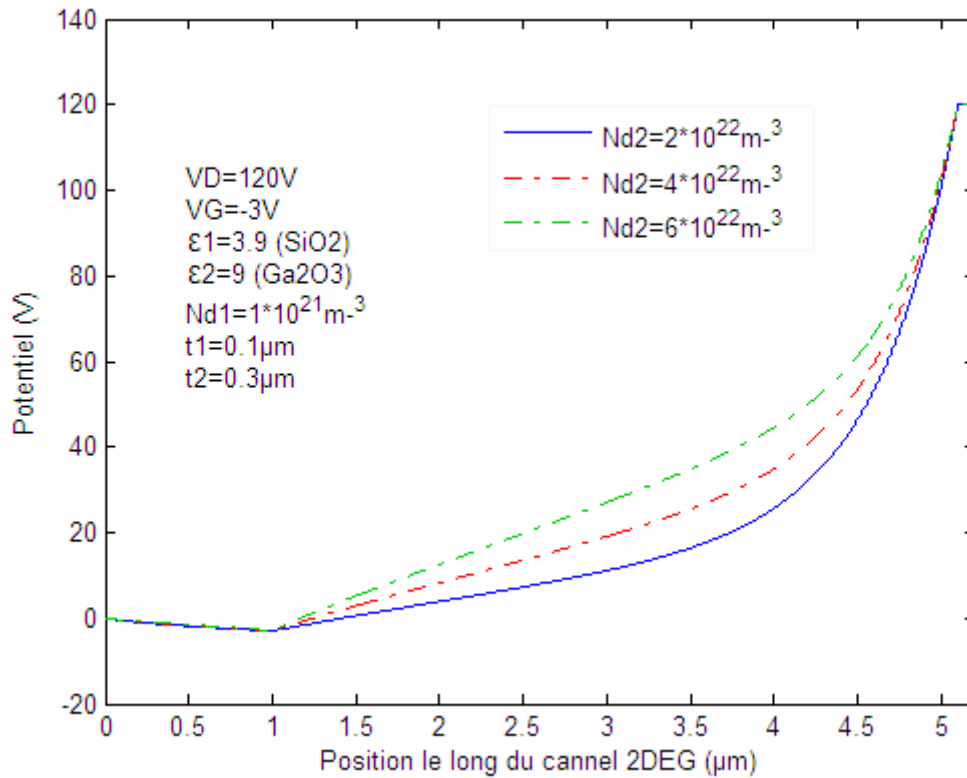


Fig. IV.3 Variation du profil de potentiel le long du canal 2DEG pour différentes valeurs de la concentration du dopage de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

On peut noter que la distribution du potentiel augmente avec l'augmentation de la concentration du dopage N_{d2} de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. Ce comportement est dû aussi à la diminution de la capacité grille-drain. Donc une amélioration significative du profil de la distribution du potentiel le long du canal 2DEG. On observe aussi un changement du profil de potentiel (changements de la pente) le long du canal 2-DEG entre la grille et les bornes de drain. L'introduction de la conception GCFPS peut mener à la suppression des effets du canal-court (SCEs) dus à un changement de pente dans le profil potentiel du canal [63].

IV.2.2.3 Effet de la fraction molaire (m) de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$

La figure IV.4 montre la variation du profil du potentiel le long du canal 2DEG pour différentes valeurs de la fraction molaire (m) d'Al de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

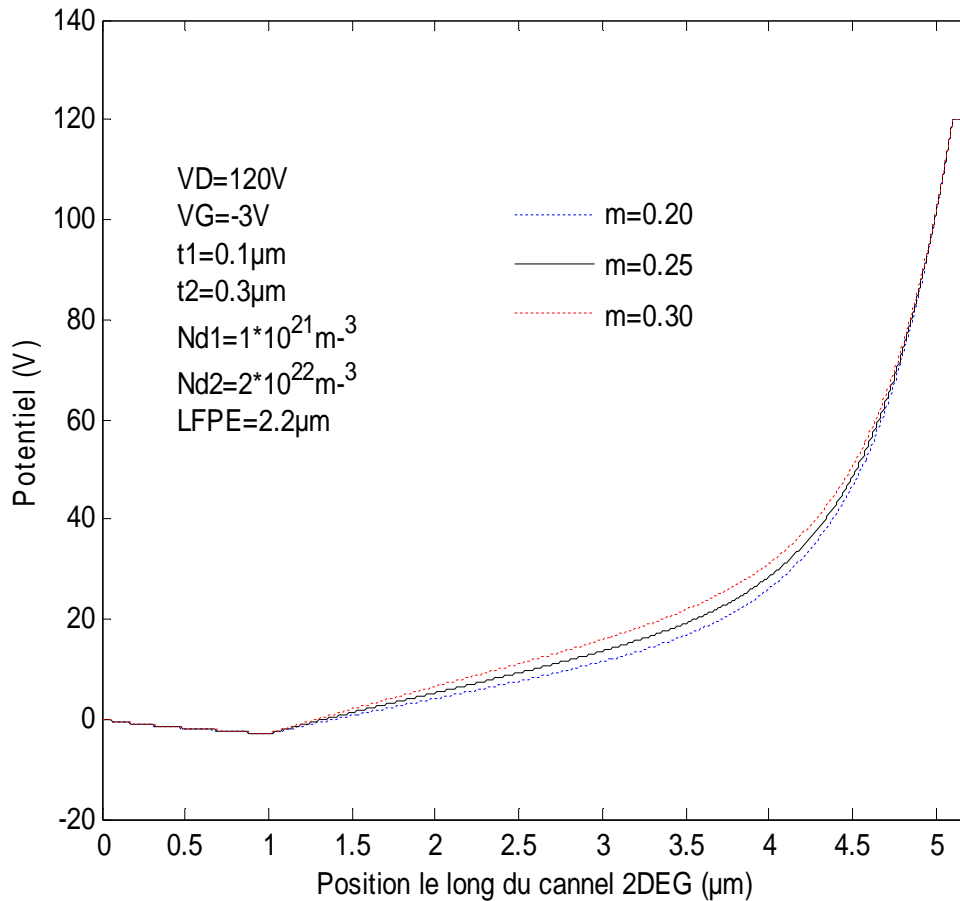


Fig. IV.4 Variation du profil de potentiel le long du canal 2DEG pour différentes valeurs de la fraction molaire (m) d'Al de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

Nous pouvons observer que le profil de la distribution du potentiel le long du canal 2DEG augmente avec l'augmentation de la fraction molaire (m) d'Al de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. Ce comportement est dû aussi à la diminution de la capacité grille-drain. Donc une amélioration du profil de la distribution du potentiel le long du canal 2DEG.

IV.2.3 Variations des profils du potentiel le long du canal 2DEG pour la structure AlGaIn/GaN GCFP-HEMTs en tenant compte des paramètres géométriques.

Les variations des profils du potentiel le long du canal 2DEG pour la structure AlGaIn/GaN GCFP-HEMTs avec les mêmes conditions de polarisation choisies ($V_G = -3V$ et $V_D = 120V$) sont étudiées en tenant compte de l'influence des paramètres géométriques tels que la longueur du Field-Plate (L_{FPE}), la distance de séparation drain-grille (L_{GD}), la largeur de la grille (L_G) et l'épaisseur de la couche high-k (t_2).

IV.2.3.1 Effet de la largeur du Field Plate (L_{FPE})

La figure IV.5 montre la variation du profil du potentiel le long du canal 2DEG pour différentes valeurs de la longueur du FP (L_{FPE}).

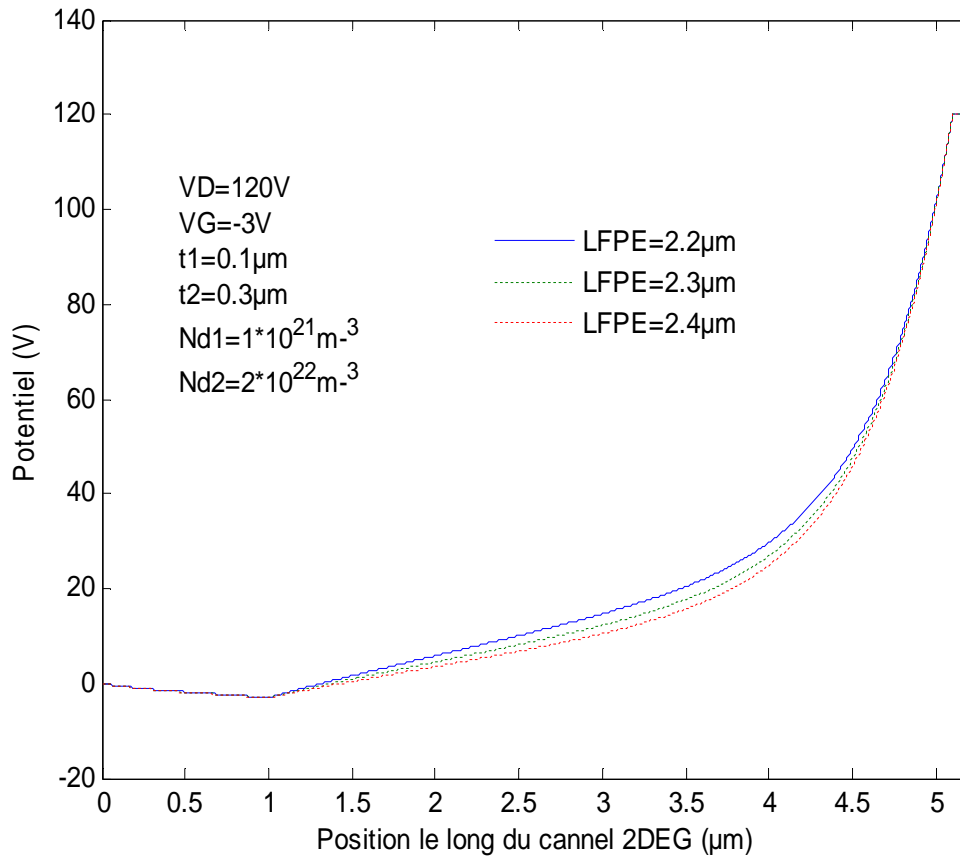


Fig. IV.5: Variation du profil du potentiel le long du canal de 2DEG pour différentes valeurs de la longueur FP (L_{FPE}).

De cette figure, nous pouvons observer que le profil de la distribution du potentiel le long du canal 2DEG diminue quand la longueur du Field Plate (L_{FPE}) augmente, ceci est principalement dû à l'augmentation de la capacité grille-drain.

IV.2.3.2 Effet de la distance grille - drain (L_{GD})

La figure IV.6 montre la variation du profil du potentiel le long du canal 2DEG pour différentes valeurs de la longueur du FP (L_{FPE}).

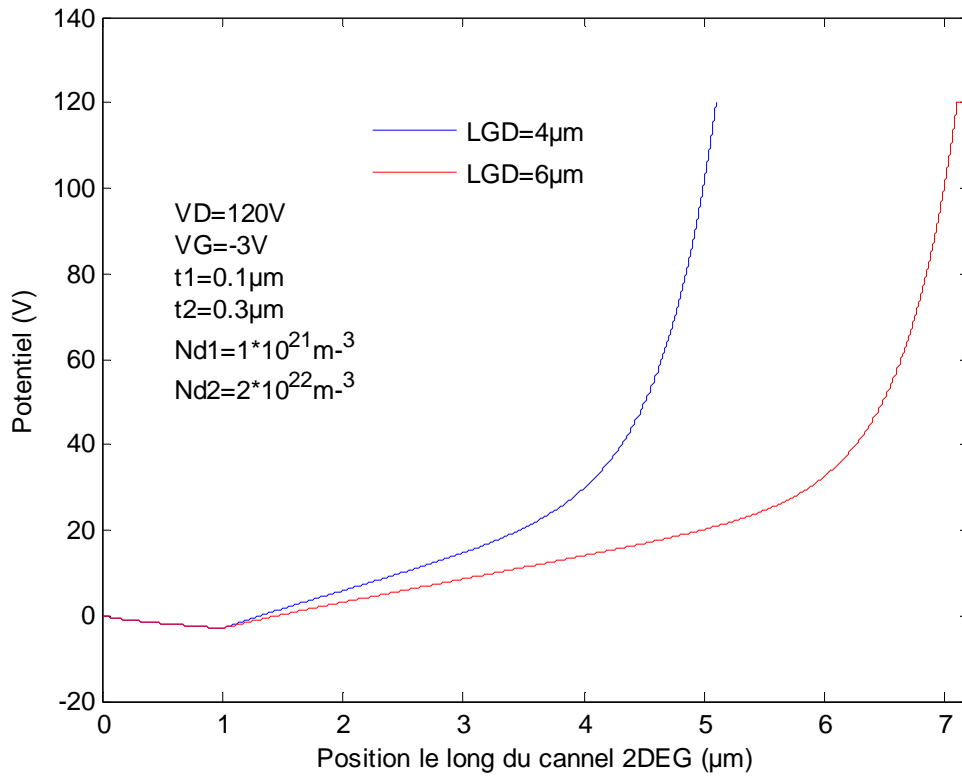


Fig. IV.6: Variation du profil du potentiel le long du canal de 2DEG pour différentes valeurs de la distance grille-drain (L_{GD}).

On peut noter un déplacement horizontal du profil de la distribution du potentiel le long du canal 2DEG dans l'espace grille-drain en fonction de la distance grille-drain (L_{GD}). L'augmentation de la distance grille-drain (L_{GD}) engendre un étalement du profil de la distribution du potentiel le long du canal 2DEG.

IV.2.3.3 Effet de la largeur de grille (L_G) pour différentes valeurs de la tension de drain.

La variation de la distribution du potentiel le long du canal 2DEG en fonction de la longueur de grille (L_G) pour différentes valeurs de la tension de drain est montrée sur la figure IV.7.

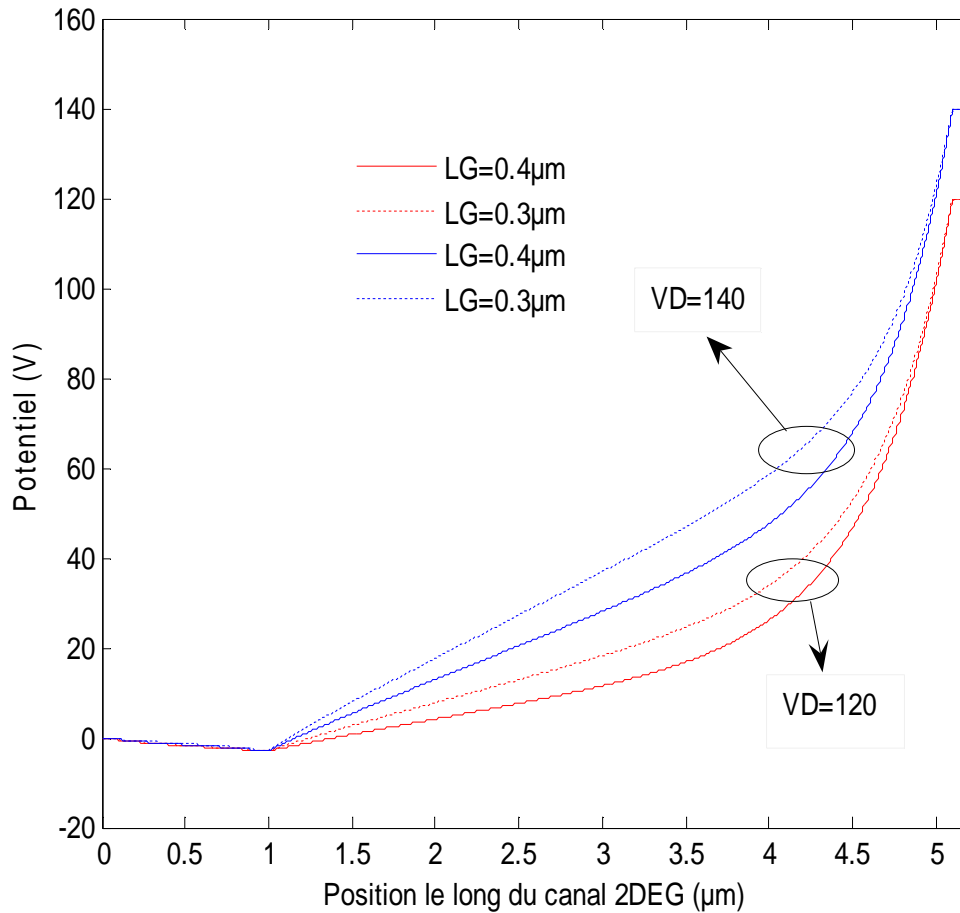


Fig. IV.7: Variation du profil de potentiel le long du canal 2DEG pour différentes valeurs de la largeur de grille (L_G) et la tension de drain.

On peut noter que pour différentes largeurs de grille à deux polarisations différentes du drain, $V_D=120V$ et $140V$, la distribution du potentiel diminue avec l'augmentation de la largeur géométrique de grille.

IV.2.3.4 Effet de l'épaisseur (t_2) de la couche high-k

La variation du profil du potentiel le long du canal 2DEG à différentes épaisseurs de la couche high-k (t_2) est représentée dans la figure IV.8.

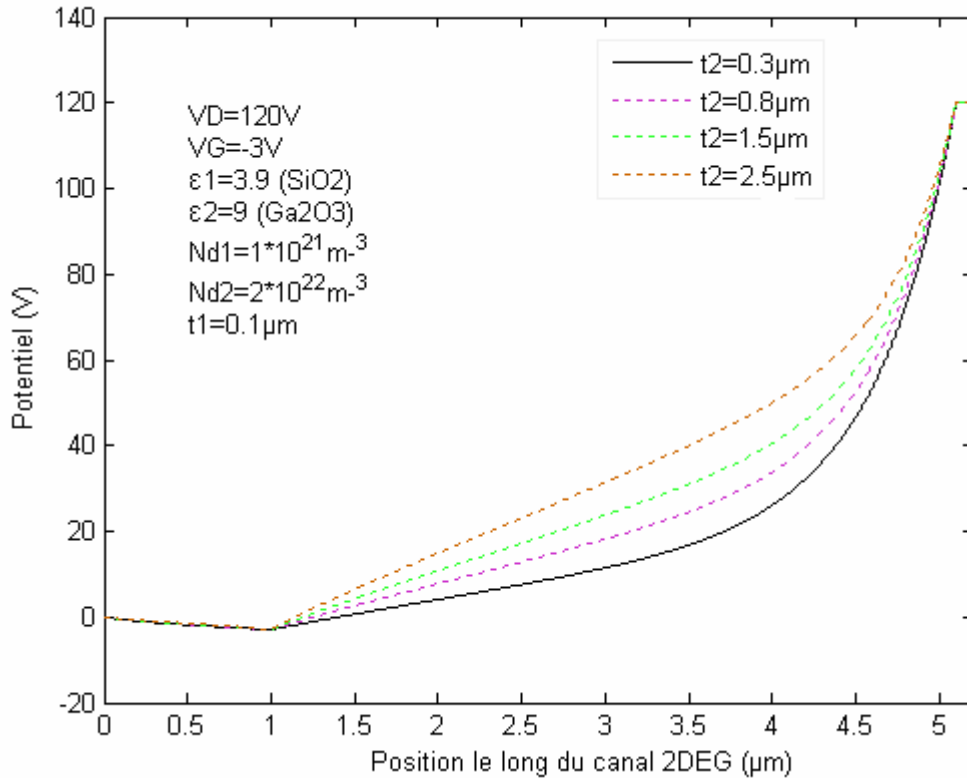


Fig. IV.8 : Variation du profil de potentiel le long du canal 2DEG à différentes épaisseurs de la couche high-k (t_2).

A partir de cette figure, on peut noter que le potentiel du canal augmente avec l'augmentation de l'épaisseur (t_2) de la couche high-k. Ce comportement est dû à la diminution de la capacité grille-drain. Par conséquent, la conception GCFP fournit un excellent contrôle et une amélioration significative du profil de la distribution du potentiel le long de la distance L_{GD} . Ainsi, la couche high-k montre un changement du profil de potentiel (changement de la pente du potentiel) le long du canal 2-DEG entre la grille et les bornes du drain qui permet la commande de la barrière du canal.

IV.3 Etude de la distribution du champ électrique le long du canal 2DEG

IV.3.1 Comparaison des profils du champ électrique le long du canal 2DEG pour la structure standard et la structure AlGaIn/GaN GCFPS-HEMTs.

Les figures IV.9(a) et IV.9(b) représentent les profils de la distribution du champ électrique le long du canal 2DEG pour la structure FP-HEMTs standard avec Si_3N_4 comme diélectrique ($\epsilon=\epsilon_1=\epsilon_2=7$) et la structure AlGaIn/GaN GCFPS-HEMTs avec SiO_2 ($\epsilon_1=3.9$) et Ga_2O_3 ($\epsilon_2=9$) comme diélectriques. Les conditions de polarisation, longueur de Field-Plate L_{FPE} et l'épaisseur de la couche isolante ont été choisies dans le but de comparer nos résultats avec ceux existant dans la littérature.

(a) $V_G=-2,8\text{V}$, $V_D=123\text{V}$, $L_{FPE}=2\mu\text{m}$ et $t=t_1+t_2=0,3\mu\text{m}$

(b) $V_G=-2,8\text{V}$, $V_D=630\text{V}$, $L_{FPE}=2,2\mu\text{m}$ et $t=t_1+t_2=0,8\mu\text{m}$

Nous pouvons observer que la distribution du champ électrique calculée à partir du modèle analytique a le même comportement que celui simulé. Pour la structure standard d'AlGaIn/GaN FP-HEMTs, nos résultats sont comparables à ceux obtenus dans la littérature (réf. [46]). Cependant, dans un GC (Graded Channel) et un diélectrique high-k ($\epsilon_2=9$) sur l'oxyde ($\epsilon_1=3,9$), on observe une réduction des pics du champ électrique aux deux bords (au bord de la grille et au bord du FP). Une réduction significative de la crête secondaire du champ électrique au bord du FP avec une légère diminution de la première crête (au bord de la grille) est observée [figures IV.9 (a) et IV.9 (b)]. La deuxième crête du champ électrique a été considérablement réduite (~35%) au bord du FP avec un déplacement de sa position suivant la distance grille-drain du côté drain [figure IV.9 (b)].

La tension de claquage (BV: Breakdown Voltage) est définie comme étant la tension de source-drain à laquelle la crête maximum de champ électrique atteint $2,15\text{MV/cm}$ dans les conditions données [46].

En raison des impacts de la couche high-k (forte permittivité) et de la concentration du dopage élevée du coté drain, la tension de claquage du dispositif (BV) a été améliorée. Cette observation peut être expliquée par l'effet important de la structure GCFPS qui permet le contrôle du champ électrique et réduit efficacement sa valeur intense dans le canal 2DEG. Ce résultat est dû à la diminution du courant de fuite de la grille en appliquant un diélectrique high-k. Kumar et al [63] montre que la réduction du champ électrique à proximité des bornes de drain conduit ainsi à la réduction des effets de porteurs chauds et l'effet du canal-court (SCE) supprimées, ce qui améliore l'efficacité du transport dans le transistor.

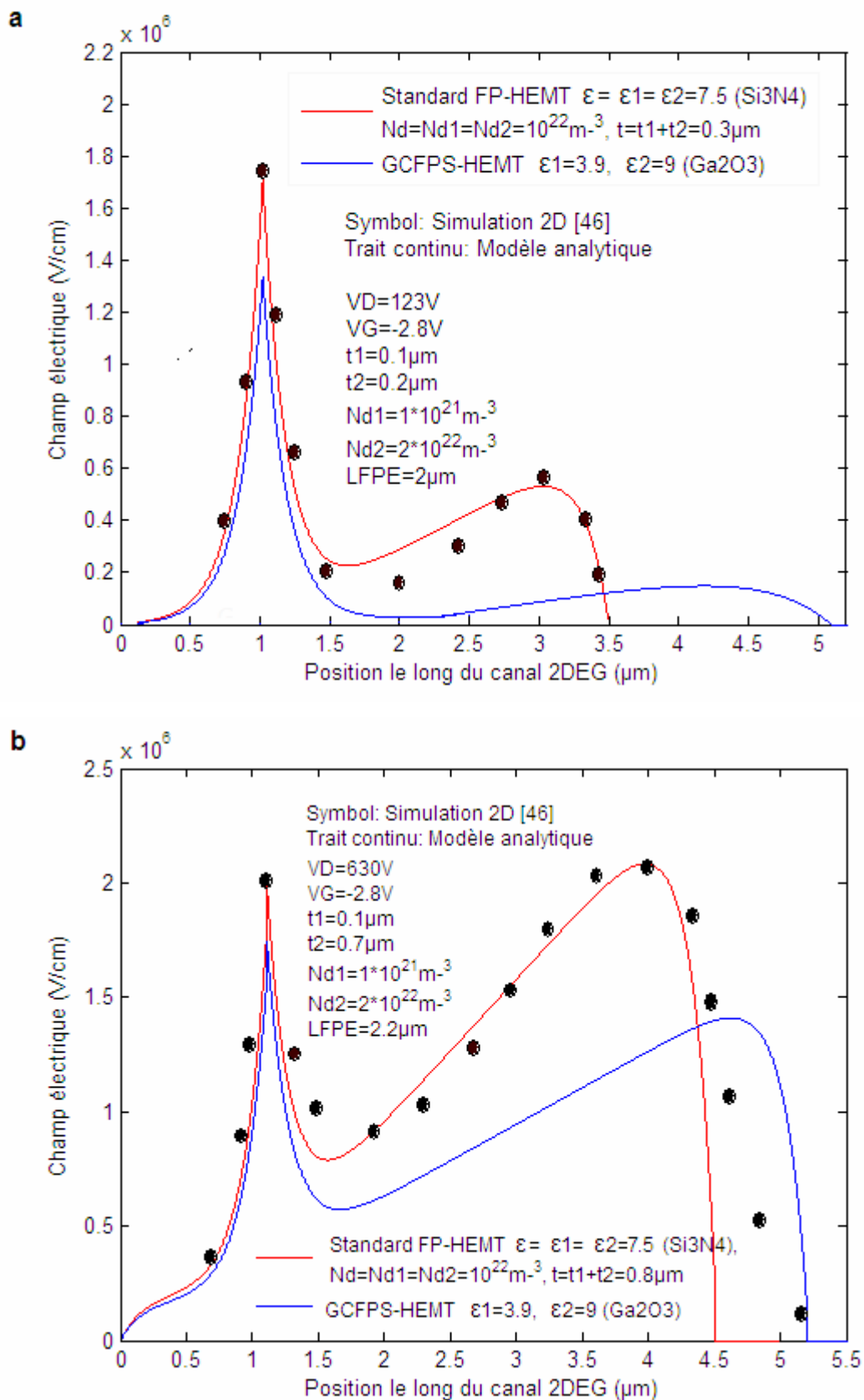


Fig. IV.9 : Comparaison des profils du champ électrique le long du canal 2DEG pour la structure conventionnelle et la structure AlGaIn/GaN GCFPS-HEMTs étudiée en fonction de la longueur du FP (L_{FPE}) et de l'épaisseur de la couche high-k (t_2) : (a) à $V_D = 123 \text{V}$ et (b) à $V_D = 630 \text{V}$.

IV.3.2 Effet de la longueur de l'électrode de champ FP (L_{FPE})

La figure IV.10 montre l'évolution du champ électrique à une tension pour différentes longueurs du Field Plate (L_{FPE}).

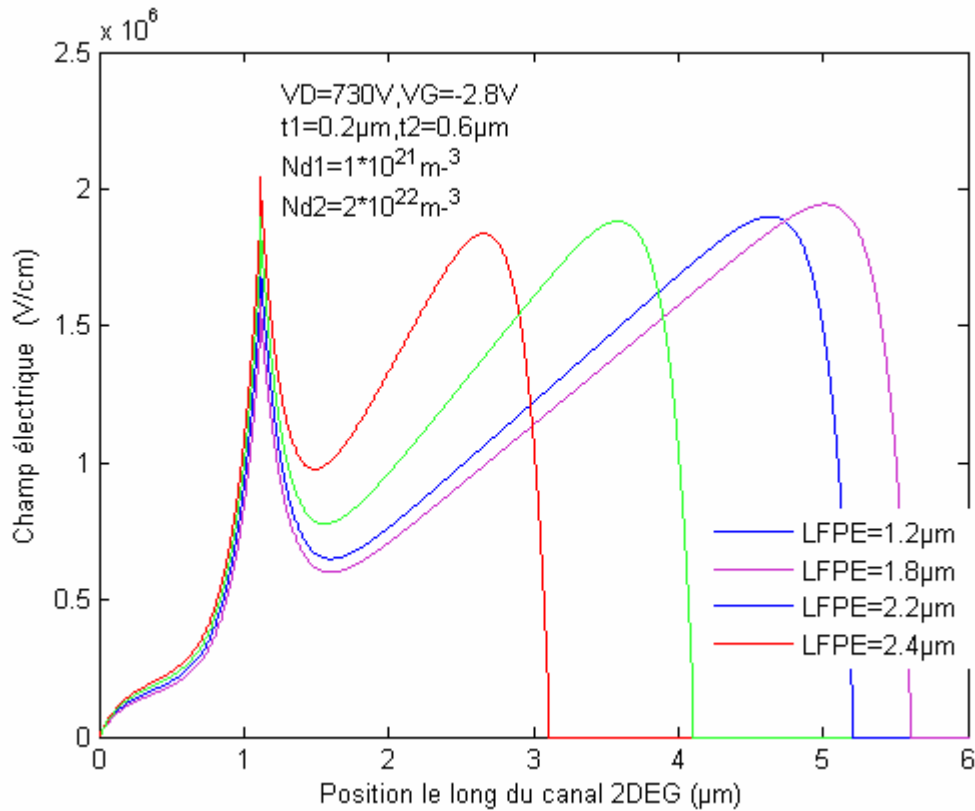


Figure IV.10 : Variation du profil du champ électrique à différentes valeurs de la longueur du Field plate L_{FPE} .

De cette figure, on peut observer clairement que le champ électrique s'étend de plus en plus dans l'espace grille-drain, à mesure que la longueur du Field plate L_{FPE} augmente ($L_{FPE} < L_{GD}$). Ainsi, une longueur du Field Plate plus longue mène à la diminution de la crête principale (première crête) du champ électrique au bord de la grille jusqu'à 11%. Cependant, une plus grande longueur du FP fait augmenter la deuxième crête du champ électrique au bord du Field plate. Par conséquent, aucune amélioration de la tension de claquage au-delà de la valeur optimale ($\sim 2,2\mu\text{m}$) de la longueur du FP, mais fait augmenter seulement la capacité de grille [46].

IV.3.3 Effet de la largeur de l'électrode de la grille (L_G)

La figure IV.11 représente le déplacement du champ électrique le long du canal 2DEG dans la structure GCFPS-HEMT.

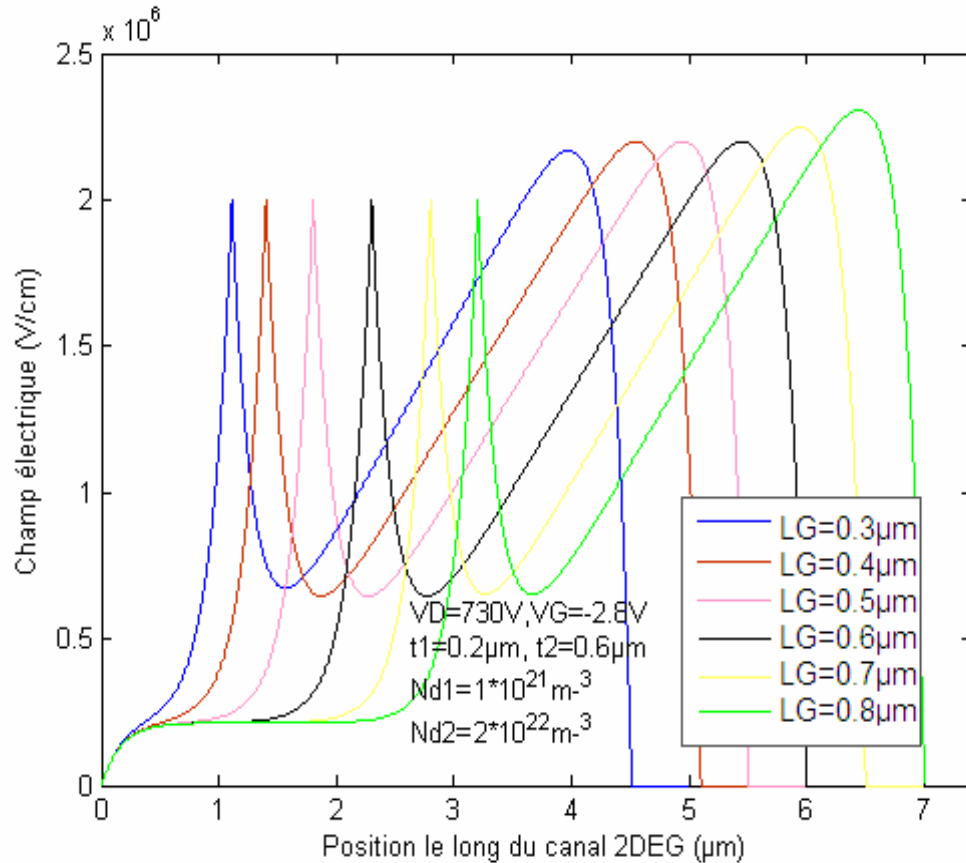


Fig. IV.11: Distribution du Champ électrique en fonction de la longueur de la grille L_G

On peut noter un déplacement horizontal des positions des crêtes du champ électrique dans l'espace grille-drain en fonction de la largeur grille (L_G). L'augmentation de la largeur de la grille engendre un déplacement des crêtes du champ horizontalement vers le drain. On peut noter aussi qu'une grande largeur de grille fait augmenter la deuxième crête du champ électrique au bord du Field plate, ce qui entraîne une diminution de la tension de claquage.

IV.3.4 Effet de la tension du drain

La dépendance de la distribution du champ électrique le long du canal 2DEG pour différentes valeurs de polarisations de drain est montrée sur la figure IV.12.

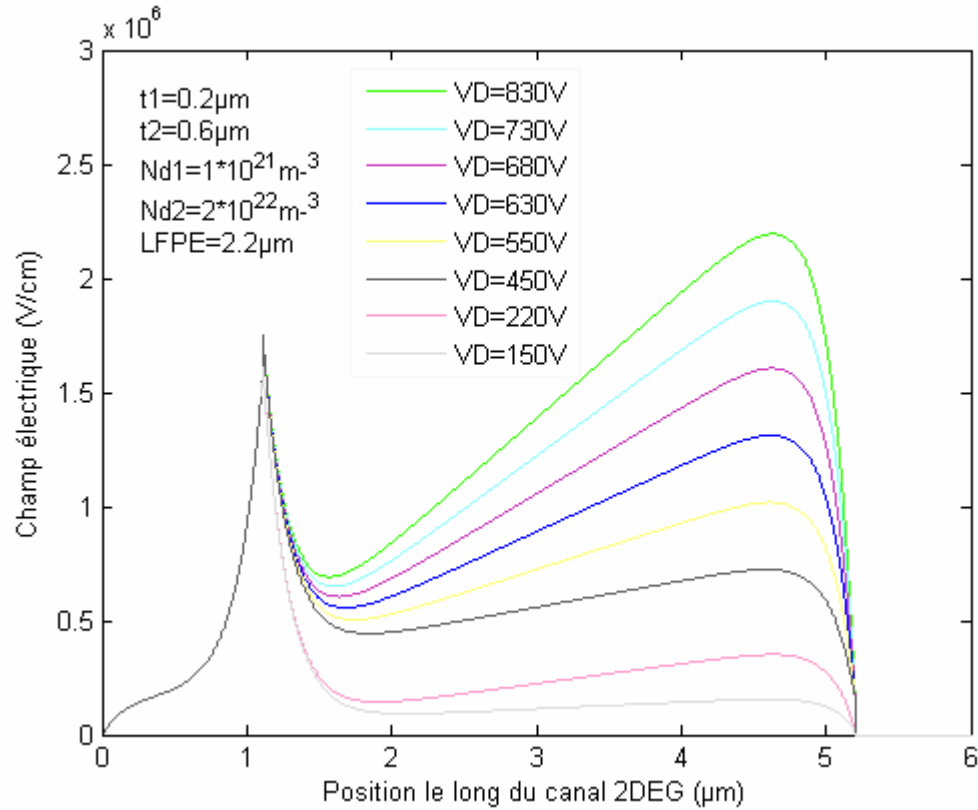


Fig. IV.12: Profils du champ électrique le long du canal 2-DEG pour différentes valeurs de polarisations de drain.

On peut observer sur cette figure que la polarisation du drain atteint la valeur de 830V, avec un taux d'augmentation d'environ 30% par rapport à la structure standard (630V). En raison de l'amélioration du contrôle du FP, la structure GCFPS-HEMT présente une opération de polarisation de drain plus élevée par rapport à la structure FP-HEMT conventionnelle. Cette amélioration du composant, est réalisée en utilisant $L_{FPE}=2,2\mu\text{m}$, $t_2=0,6\mu\text{m}$ et $\epsilon_2=9$. Une tension de claquage significative peut être réalisée en utilisant un isolant à constante diélectrique plus élevée [46,54], ce qui mène à un fonctionnement fiable du composant jusqu'à cette polarisation, de plus il sera plus approprié pour les applications de forte puissance.

IV.3.5 Influence de l'épaisseur t_{oxeff} de la couche d'isolant (high-k et SiO₂)

La dépendance de la distribution du champ électrique en fonction de la tension du drain pour différentes épaisseurs de la couche d'isolant (high-k et SiO₂) t_{oxeff} sont représentées sur les figures IV.13(a) et IV.13(b). Il est évident que les épaisseurs de la couche diélectrique ont également une influence importante sur les profils du champ électrique. Une grande épaisseur de la couche isolante donne de meilleurs résultats en termes de champ de claquage [Figure IV.13(a)]. La polarisation du drain augmente à nouveau de 830 V à 1115 V pour une épaisseur $t_{oxeff}=1,1\mu\text{m}$, ce qui représente une amélioration de 30% de la tension de claquage, accompagnée d'une légère variation du premier pic du champ électrique avec l'augmentation de l'épaisseur de l'isolant (high-k et SiO₂). Par conséquent, la diminution des pics du champ électrique observée entre la grille et le bord de drain, peut être également attribuée au courant de fuite de grille réduit et aussi à l'effet de piégeage réduit, dû à l'augmentation d'épaisseur de l'isolant et de la longueur du Field plate.

Ces comportements améliorent la fiabilité du dispositif lorsqu'il fonctionne sous haute tension. Cependant, une grande épaisseur de la couche d'isolant ($t_{oxeff}=1,5\mu\text{m}$) [figure IV.13(b)] fait augmenter le pic principal du champ électrique au bord de la grille, ce phénomène indésirable est observé dans les structures standards [54]. Lorsque la polarisation du drain augmente, l'intensité du pic principal du champ électrique au bord de la grille est considérablement augmentée et dépasse le pic secondaire au niveau du bord de FP sur le côté de drain. Cet effet provoqué par la haute polarisation, peut produire une avalanche.

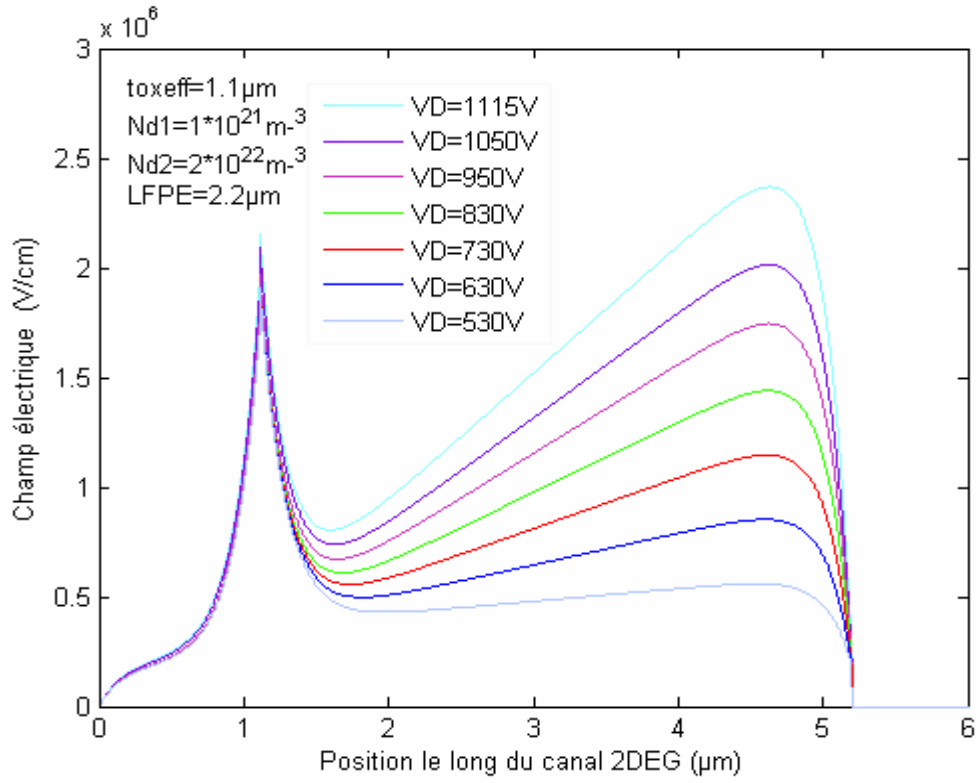
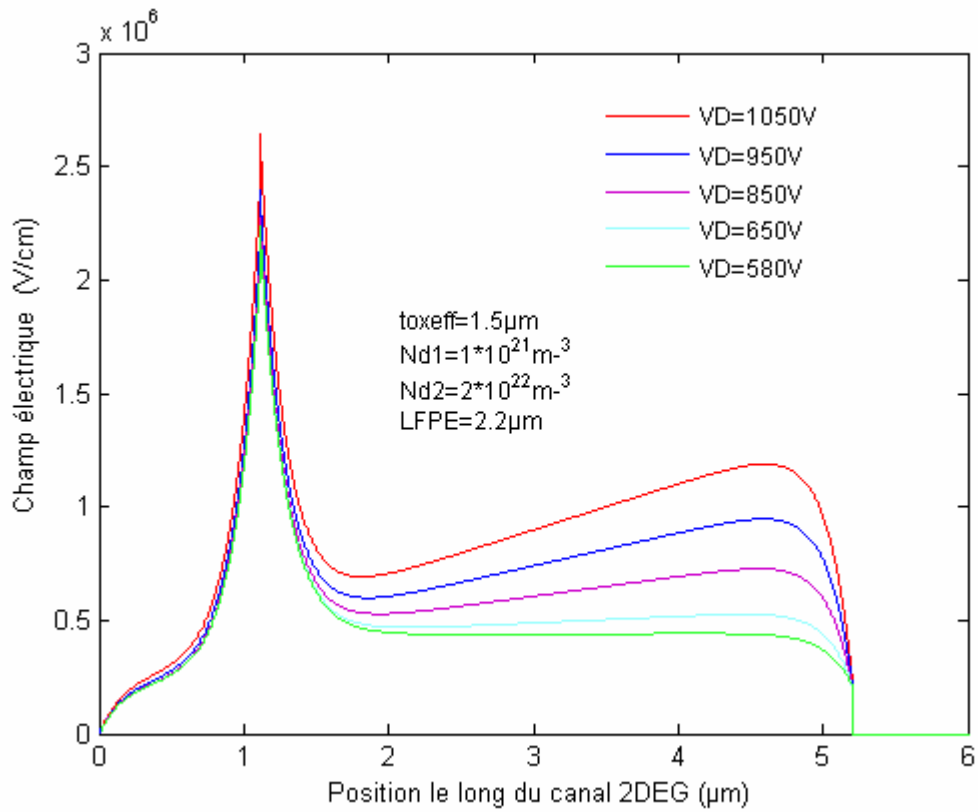
a**b**

Fig. IV.13: Distribution du champ électrique le long du canal 2DEG pour différentes valeurs de la tension du drain et de l'épaisseur de la couche d'isolant (high-k et SiO₂)

a) $t_{oxeff} = 1,1\mu\text{m}$, b) $t_{oxeff} = 1,5\mu\text{m}$

IV.3.6 Influence de la concentration du dopage de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$

La figure IV.14 montre l'influence de la concentration du dopage (N_{d2}) de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ sur la distribution du champ électrique le long du canal 2DEG.

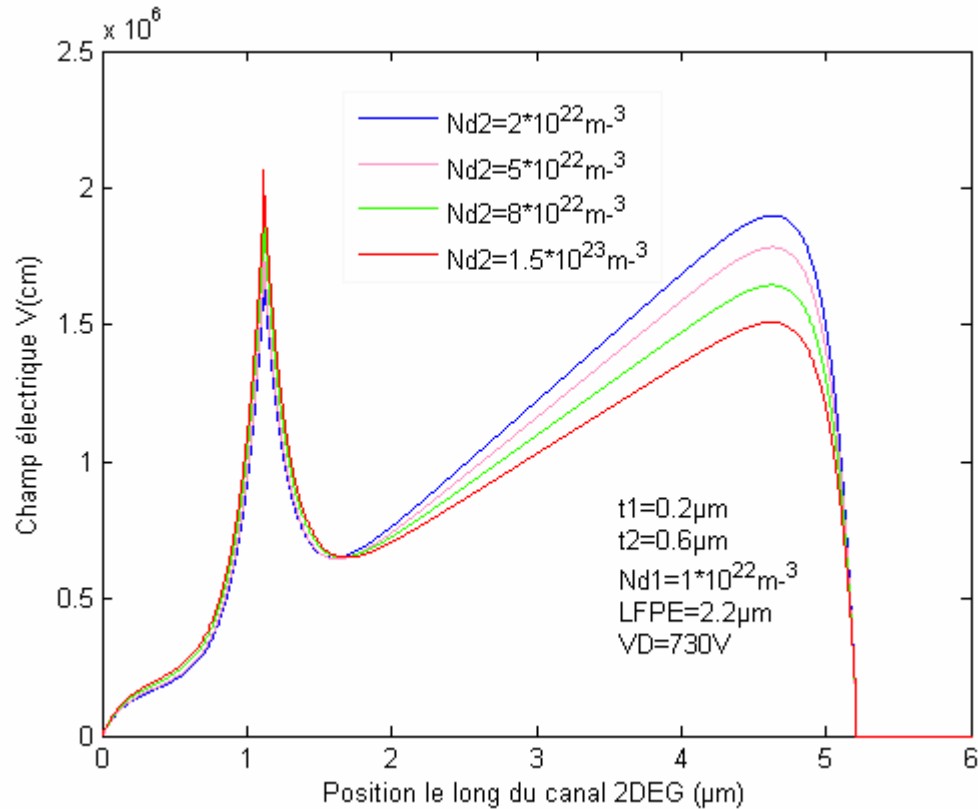


Fig. IV.14 : Distribution du champ électrique le long du canal 2DEG pour différentes valeurs de la concentration du dopage (N_{d2}) de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

Cette figure montre que le champ électrique maximum (second pic) est réduit de l'ordre de 20% avec l'augmentation de la concentration du dopage (N_{d2}) de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. Cependant, une concentration de dopage plus élevée ($N_{d2} = 1,5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$) de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ augmente le premier pic du champ électrique au bord de la grille, par la suite, une diminution de la tension de claquage. Donc on peut noter qu'il y a une valeur optimale du dopage de la couche de barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

IV.4 Etude de la tension de claquage BV dans la structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ GCFPS-HEMTs

IV.4.1 Variation de la tension de claquage BV en fonction la longueur de l'électrode du champ FP (L_{FPE})

La figure IV.15 représente la dépendance de la tension de claquage en fonction de la longueur de l'électrode de champ FP (L_{FPE}) pour les deux structures conventionnelle FP-HEMTs et $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ GCFPS-HEMTs étudiée.

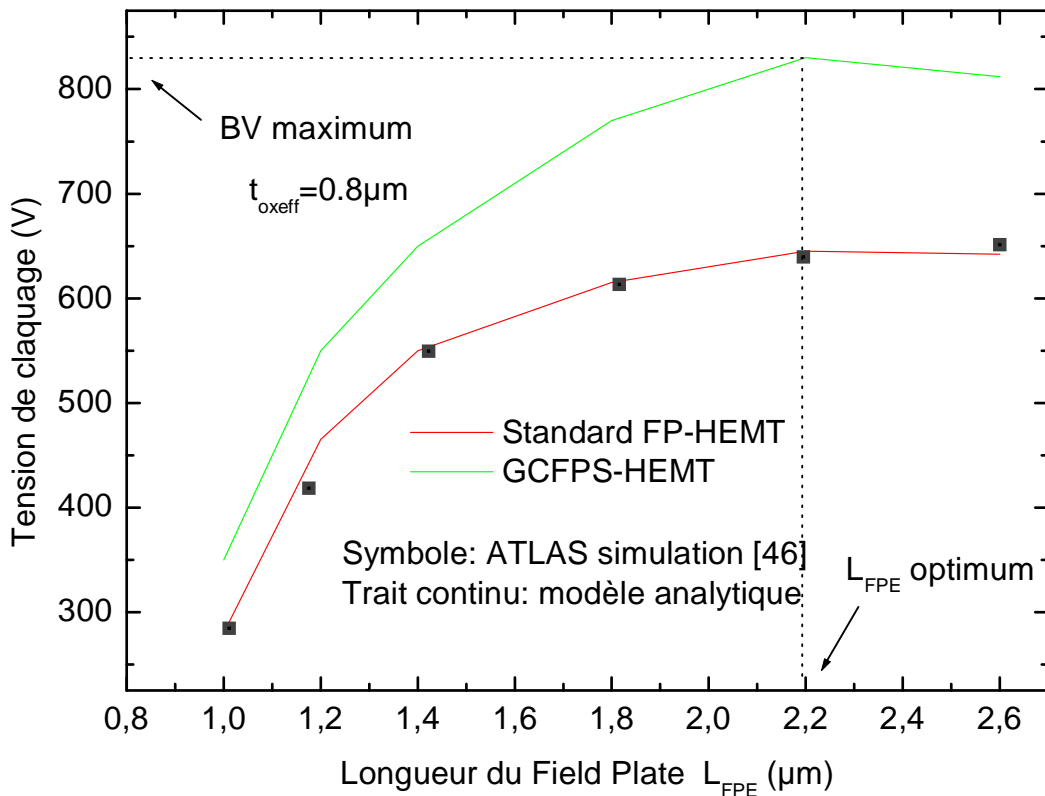


Fig. IV.15 Comparaison des tensions claquage (BV) analytiques et simulées avec ATLAS en fonction de la longueur du Field plate (L_{FPE}).

On observe une amélioration de la tension de claquage dans l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ GCFPS-HEMT. Il est clair que l'introduction de l'oxyde en pile (high-k $\text{Ga}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$) dans une structure conventionnelle AlGaN/GaN FP-HEMT se traduit par une augmentation de la tension de claquage de 630V à 830V soit une amélioration d'environ 30% dans la tension de claquage (BV). Une tension de claquage plus élevée peut être obtenue grâce à la couche isolante à constante diélectrique élevée [46], ce qui conduira à un fonctionnement fiable du composant jusqu'à cette tension et sera plus approprié pour les applications de forte puissance. Cette

amélioration est peut-être due à la diminution de la capacité grille-drain induite par la largeur de la zone de déplétion.

IV.4.2 Variation de la tension de claquage BV en fonction de l'épaisseur de la couche d'isolant (t_{oxeff})

La figure IV.16 montre le comportement de la tension de claquage de $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ FP-HEMT (avec et sans GCFPS) en fonction de l'épaisseur de la couche isolante.

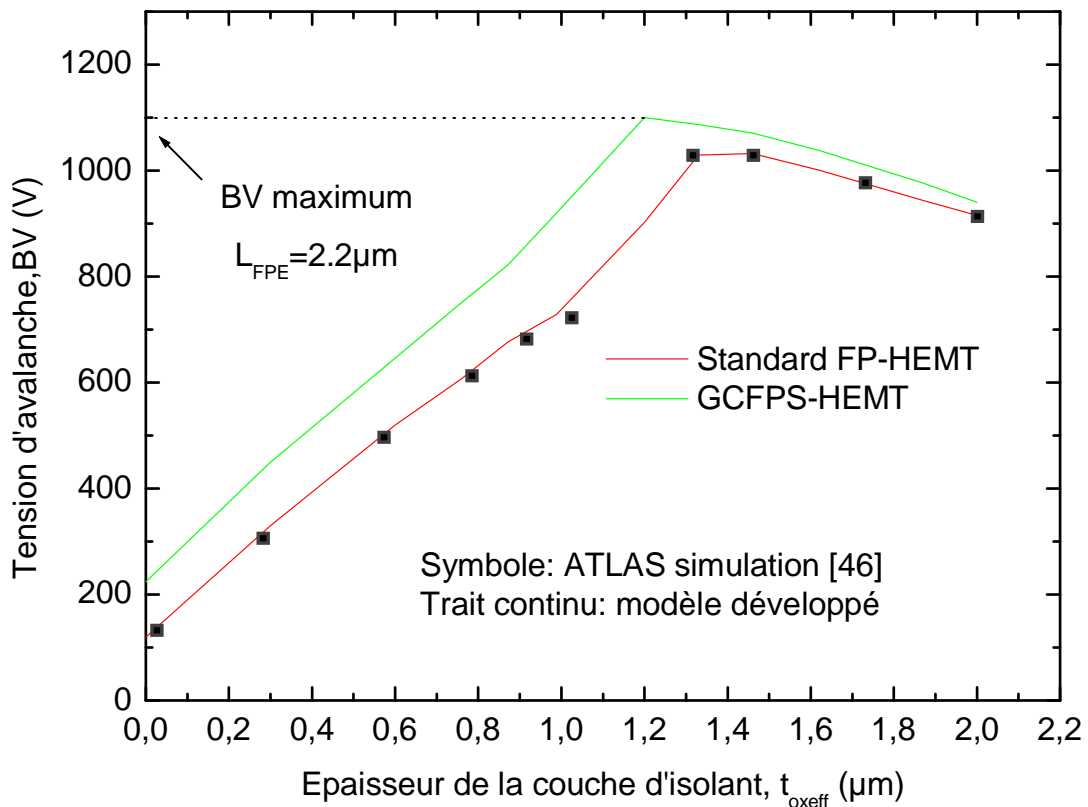


Fig. IV.16: Tensions de claquage (BV) en fonction de l'épaisseur de la couche isolante (t_{oxeff}). Comparaison: structure standard FP HEMT avec modèle développé et simulée avec ATLAS[46] et la structure GCFPS-HEMT

Comme le montre la figure IV.16, la tension de claquage est améliorée de 40% lorsqu'on fait augmenter l'épaisseur de la couche isolante t_{oxeff} par rapport FP-HEMT standard, en raison des effets de l'épaisseur d'oxyde pile et de la longueur du FP. En outre, il est clair de la figure IV.16, qu'il y a une valeur optimale de l'épaisseur d'oxyde t_{oxeff} est égal à 1,1 μm pour laquelle la tension de claquage est maximale (BV=1100V pour $L_{FPE}=2,2\mu m$) au-delà de cette valeur, la tension de claquage « BV » diminue. Cela signifie que les composants fonctionnant à haute tension doivent avoir des épaisseurs de la couche isolante bien appropriées [46-53]. Par

conséquent, la conception de GCFPS permet d'améliorer la tension de claquage et améliore aussi la fiabilité du dispositif.

IV.4.3 Variation de la tension de claquage BV en fonction de la distance grille-drain (L_{GD})

La variation de la tension de claquage (BV) en fonction de la distance L_{GD} est représentée sur la figure IV.17.

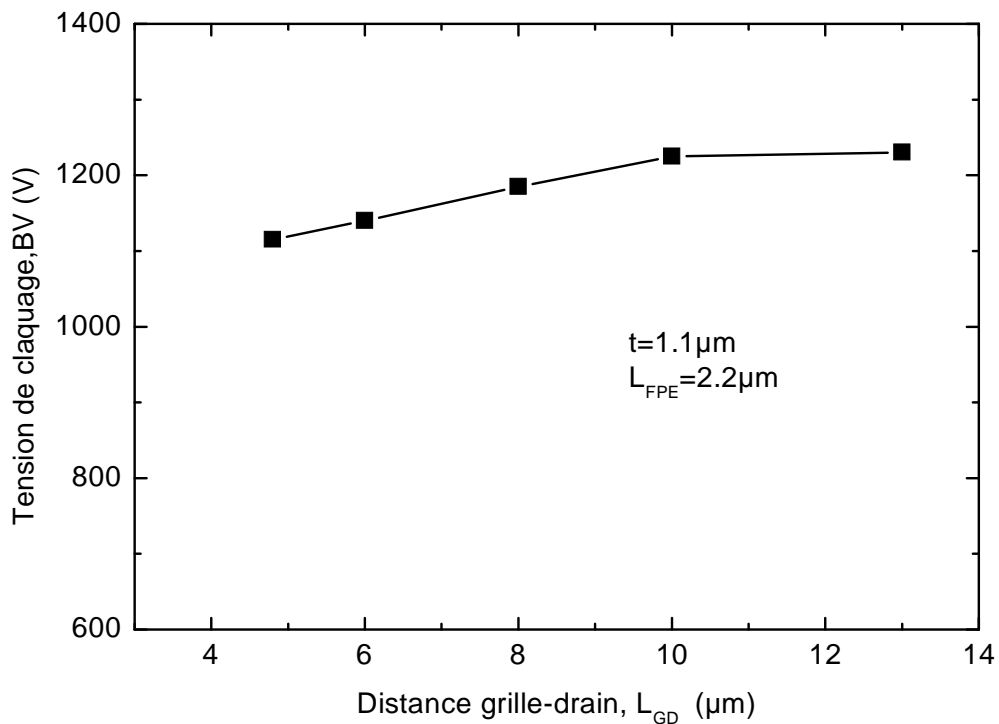


Fig. IV.17: Tension de claquage (BV) en fonction de la distance grille-drain (L_{GD}).

On peut voir que l'augmentation de L_{GD} de $5\mu\text{m}$ à $10\mu\text{m}$ conduit à une augmentation de la tension de claquage jusqu'à 10% lorsque les autres paramètres sont fixés. Enfin, la conception GCFPS améliore la tension de claquage en réduisant considérablement les pics de champ électrique le long du canal 2DEG, aboutissant à la mise en valeur de la tension de claquage (BV) de jusqu'à 35%.

IV.4.4 Variation de la tension de claquage BV en fonction de la concentration du dopage de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$

L'effet de la concentration du dopage de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ sur la tension de claquage BV est représenté sur la figure IV.18.

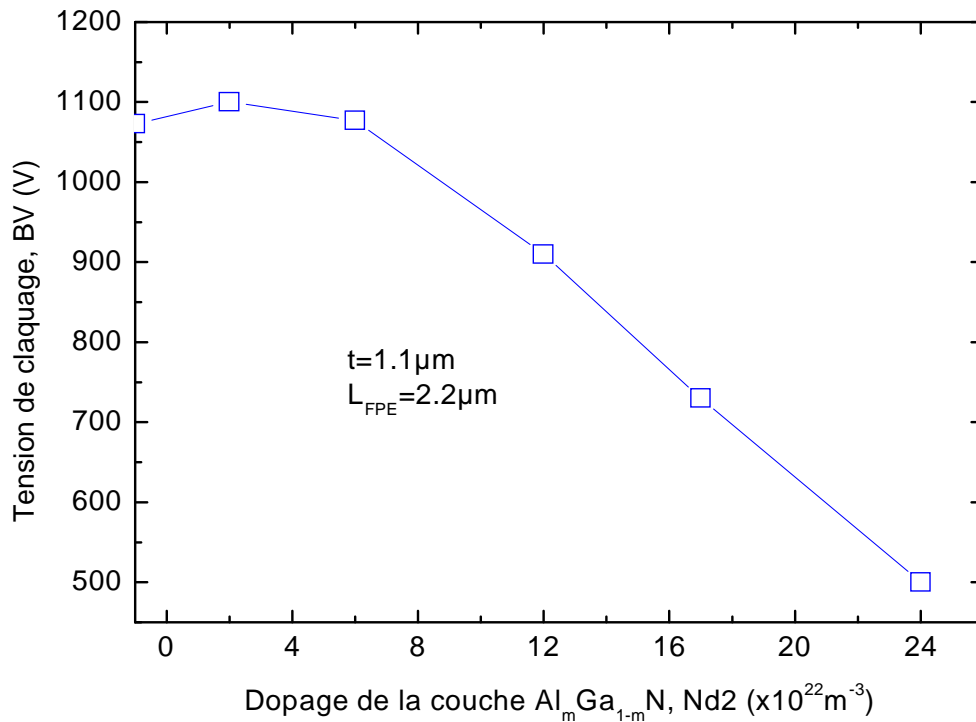


Fig.IV.18 : Tension de claquage (BV) en fonction du dopage de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

On peut voir que la tension de claquage (BV) est considérablement réduite de près de 50% avec l'augmentation de la concentration du dopage (N_{d2}) de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. Cependant, une concentration de dopage plus élevée ($N_{d2} = 2,5 \times 10^{23} \text{m}^{-3}$) de la couche de barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ provoque une diminution de la tension de claquage. Donc on peut noter qu'il y a une valeur optimale du dopage de la couche de barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour la structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ GCFPS-HEMTs qui ne dépasse pas la valeur $N_{d2} = 2 \times 10^{22} \text{m}^{-3}$.

IV.5. Influence des différents paramètres technologiques sur la densité du 2DEG et la tension de seuil (V_{theff}) dans la structure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ GCFPS-HEMTs.

IV.5.1. Variation de la densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$

La variation de la densité n_s du gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) avec l'épaisseur de la couche donneuse $Al_mGa_{1-m}N$ pour différentes valeurs de la concentration du dopage (N_{d2}) est montrée sur la figure IV.19.

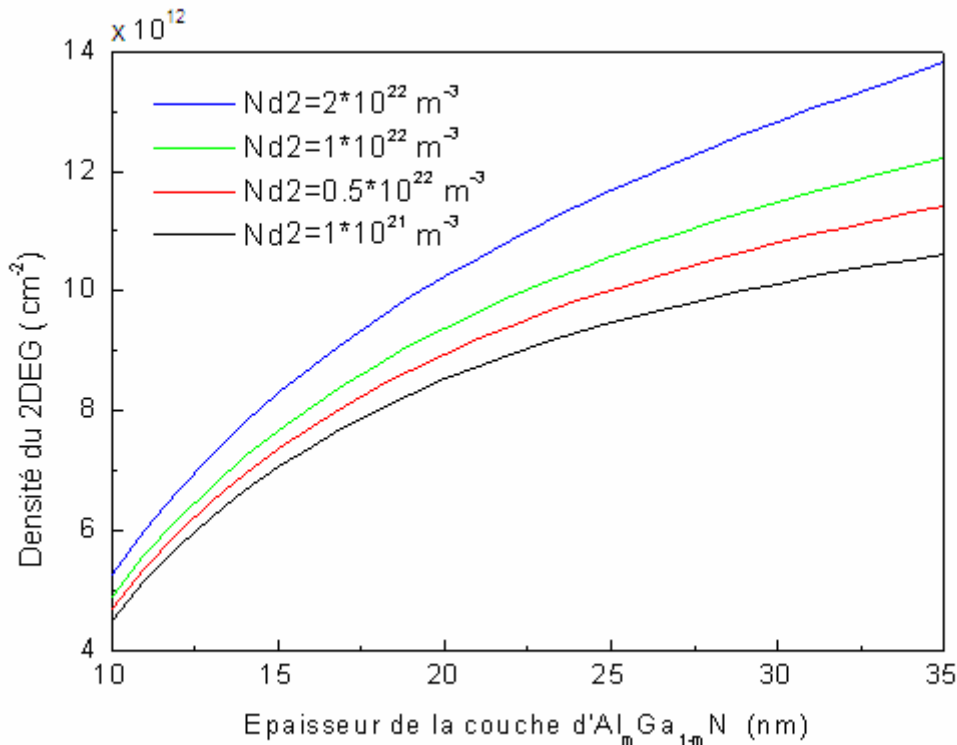


Fig.IV.19: Variation de la densité du gaz bidimensionnel d'électrons en fonction de l'épaisseur de la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$ pour plusieurs valeurs du dopage N_{d2} .

On observe que la densité 2DEG augmente avec l'augmentation de l'épaisseur (d_2) et avec la concentration du dopage (N_d) de la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$. La densité du gaz bidimensionnel d'électrons augmente à cause de la disponibilité d'un plus grand nombre d'électrons libres qui se confinent dans le puits de potentiel et forment le gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG). On peut aussi remarquer qu'une plus grande dépendance de la densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche AlGa_mN lorsque le dopage augmente.

IV.5.2 Variation de la densité du 2DEG en fonction de la tension appliquée à l'électrode de champ FP (V_{FP}) pour différentes épaisseurs de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

La variation de la concentration du 2DEG en fonction de la tension appliquée au Field-Plate (V_{FP}) est montrée en figure IV.20.

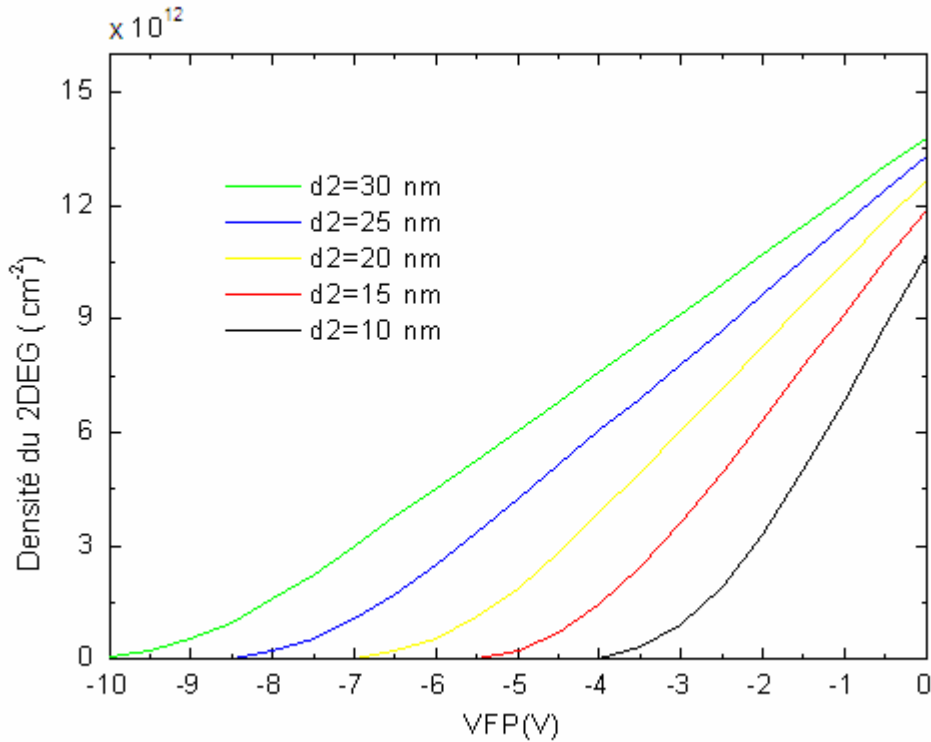


Fig. IV.20: Variation de la densité du 2DEG avec la tension du FP pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

On peut noter que la densité du gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) augmente avec l'augmentation de l'épaisseur (d_2) de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. Cela peut être attribuée à la présence des charges induites par la polarisation totale dans l'interface de l'hétérojonction AlGaN/GaN . La pente des courbes $n(V_{FP})$ nous permet de retrouver la valeur de la capacité de la structure qui est reliée directement à la distance entre le 2DEG et la grille du composant, c'est à dire l'épaisseur de la couche AlGaN . Au delà de la tension de seuil, la pente des courbes $n(V_{FP})$ décroît quand l'épaisseur de la couche AlGaN augmente. Ceci est dû au fait que la capacité de la grille décroît lorsqu'on augmente d_2 . Cependant, les effets parasites dans le HEMT imposent une limite supérieure de l'épaisseur de la couche AlGaN .

IV.5.3 Variation de la densité du 2DEG en fonction de la tension appliquée à l'électrode de champ FP (V_{FP}) pour différentes valeurs de la concentration de l'aluminium

La dépendance de la concentration du 2DEG en fonction de la tension appliquée au Field-Plate (V_{FP}) pour différentes valeurs de la fraction molaire de l'aluminium (m) est montrée en figure IV.21.

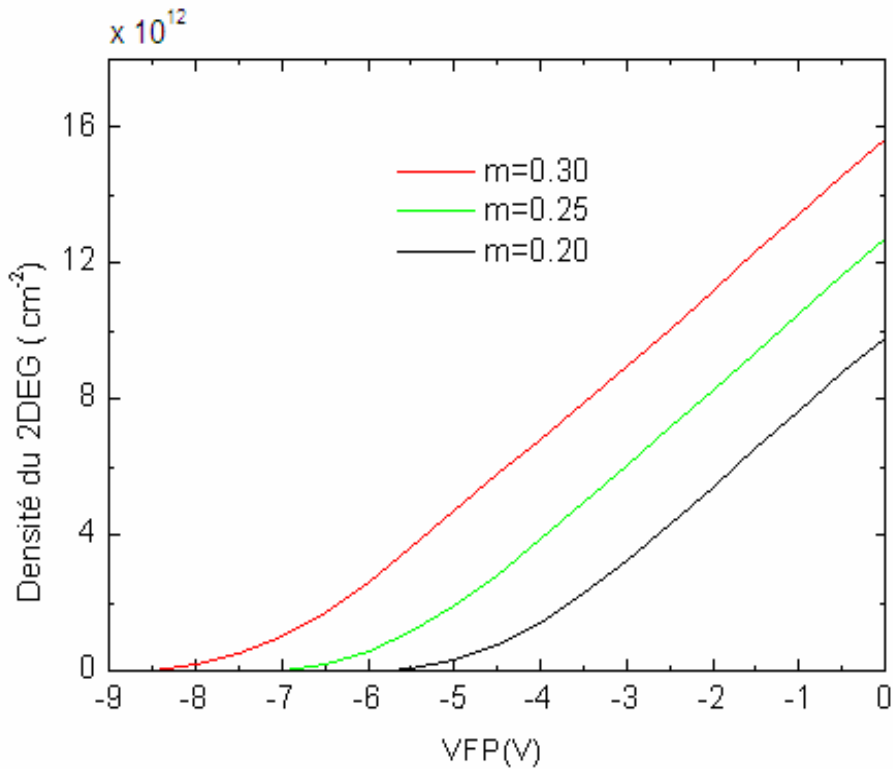


Fig. IV.21: Variation de la densité du 2DEG avec la tension du FP pour plusieurs valeurs de la fraction molaire d'aluminium (m).

On remarque une augmentation de la densité du 2DEG lorsque la fraction molaire de l'aluminium (m) augmente. Donc des valeurs plus élevées de (m) produiront un gap plus grand, par conséquent une grande discontinuité de la bande de conduction ce qui résulte un meilleur confinement des électrons dans le puits de potentiel et des valeurs plus grandes de la densité du gaz bidimensionnel d'électrons. On remarque que la pente des courbes $n(V_{FP})$ est plus sensible à la variation de l'épaisseur de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ qu'à la fraction molaire de l'aluminium (m).

IV.5.4 Variation de la densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire d'aluminium

La figure IV.22 représente la variation de la concentration du 2DEG en fonction de la fraction molaire d'aluminium (m) dans le canal 2DEG.

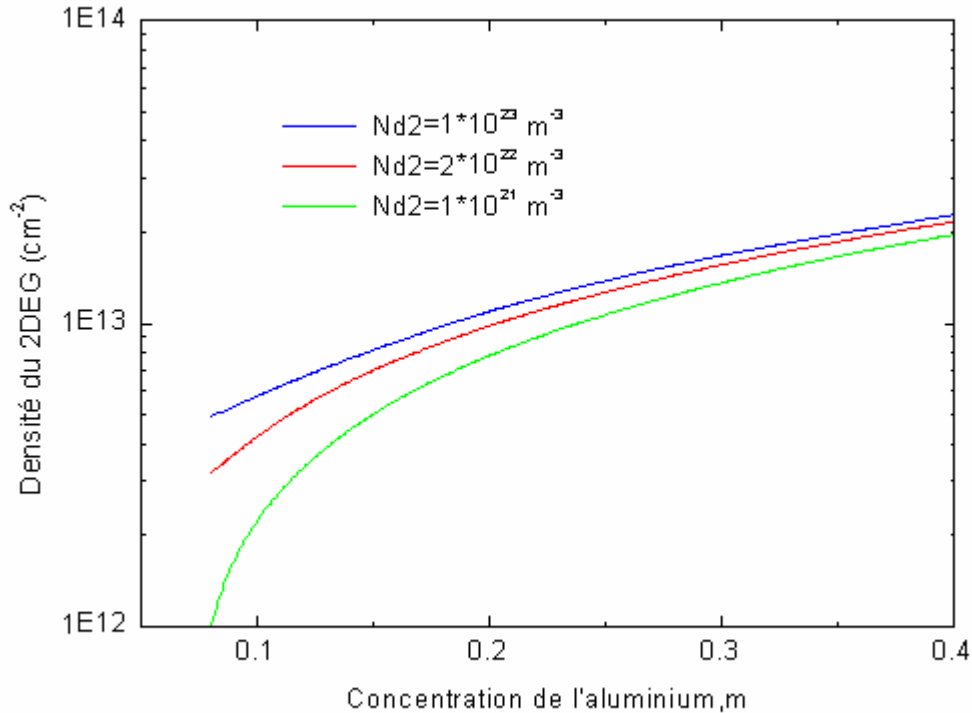


Fig. IV.22: Concentration du 2DEG en fonction de la fraction molaire d'aluminium de la couche barrière l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

Les variations de la densité 2DEG en fonction de la fraction molaire (m) pour différentes concentrations de dopage sont présentées dans la figure IV.22. On peut voir que la densité 2DEG augmente avec l'augmentation de la fraction molaire d'aluminium et avec la concentration du dopage (N_{d2}) de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. A partir de cette figure, on peut noter que l'effet de la concentration du dopage est plus important à des fractions molaires inférieures à 25%. On remarque que l'obtention des concentrations élevées du gaz 2DEG nécessite soit l'augmentation de l'épaisseur de couche d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ (d_2), la fraction molaire d'aluminium (m) ou le dopage de couche d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. Cependant, l'introduction d'une grande quantité d'aluminium dans la couche va créer des défauts et dislocations qui induisent d'autres phénomènes supplémentaires. Donc, il est souhaitable de réduire la fraction molaire (m) et d'augmenter l'épaisseur (d_2).

IV.5.5 Etude de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour la structure AlGaN/GaN GCFPS-HEMTs

La dépendance de la tension de seuil $V_{th\text{eff}}$ en fonction de l'épaisseur de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour différentes valeurs de la fraction molaire pour la structure AlGaN/GaN GCFPS-HEMTs est illustrée sur la figure IV.23.

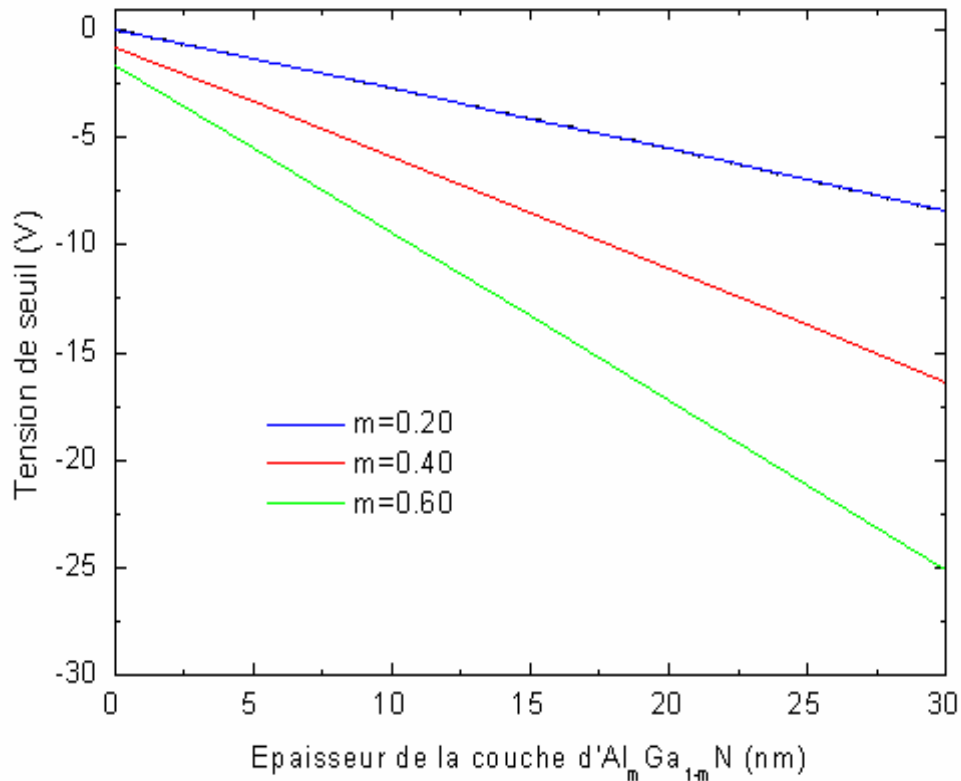


Fig. IV.23: Variation de la tension de seuil $V_{th\text{eff}}$ avec l'épaisseur de la couche AlGaN pour différentes valeurs de la fraction molaire de l'aluminium.

La structure AlGaN/GaN GCFPS-HEMT montre une grande tension de seuil même pour une structure non dopée à cause de la présence d'une grande densité de charge induit par la forte polarisation interne qui domine et par conséquent la concentration du gaz bidimensionnel d'électrons dans les transistors AlGaN/GaN HEMT. On remarque que la tension de seuil $V_{th\text{eff}}$ décroît lorsque la fraction molaire de l'aluminium augmente et la décroissance est plus accrue pour les forts taux d'Aluminium.

IV.5.6 Dépendance de la tension de seuil en fonction de la concentration du dopage de la couche donneuse $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

La variation de la tension de seuil en fonction de la concentration du dopage dans la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour différentes valeurs de l'épaisseur (d_2) est montrée sur la figure IV.24.

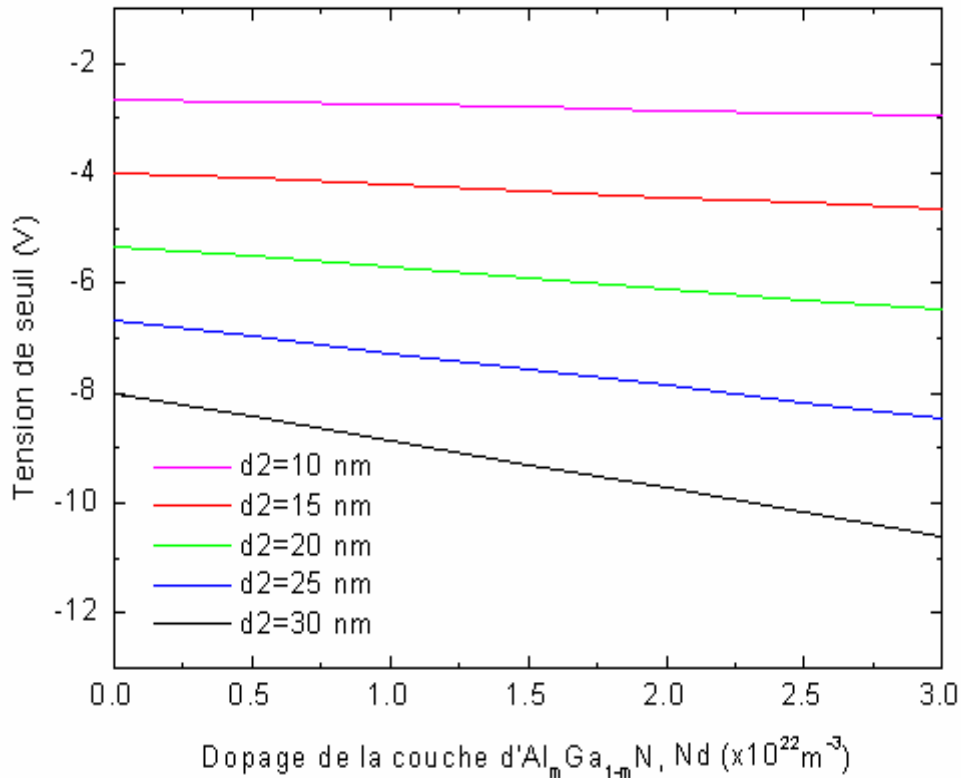


Fig. IV.24: Variation de la tension de seuil en fonction de la concentration du dopage pour différentes valeurs d'épaisseurs d_2 .

On peut noter que la tension de seuil augmente en valeur absolue lorsqu'on augmente la concentration du dopage et l'épaisseur de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. Dans les structures $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT la tension de seuil est dominée par la densité de charge induite par les polarisations internes (spontanée et piézoélectrique) que par le dopage. La tension de seuil décroît vers des valeurs négatives très grandes lorsqu'on augmente l'épaisseur et la concentration du dopage de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

V.5 Conclusion

Ce chapitre est consacré aussi à la présentation et à l'interprétation des résultats de simulation obtenus en utilisant le modèle que nous avons développé en tenant compte des différents effets physiques dans la structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ GCFPS-HEMTs. Dans la première partie, nous avons étudié la distribution du potentiel, le profil du champ électrique dans le canal 2DEG et la tension de claquage BV en tenant compte de l'influence des paramètres géométriques : la longueur du Field-Plate (L_{FPE}), la distance de séparation drain-grille (L_{GD}), la largeur de la grille (L_G), l'épaisseur de la couche high-k (t_2) et physiques tels que la permittivité de la couche high-k (ϵ_2), le dopage (N_{d2}) et la fraction molaire de l'aluminium (m). Dans la deuxième partie du chapitre nous avons étudié la dépendance de la concentration du gaz d'électrons bidimensionnel et de la tension de seuil dans la structure en fonction de la tension appliquée à l'électrode de champ (field plate) en variant plusieurs paramètres technologique.

Nous avons montré que l'incorporation de la conception GCFPS améliore la fiabilité du composant en réduisant considérablement les pics de champ électrique le long du canal 2DEG. Cela conduit à une opération de polarisation de drain plus élevée par rapport à la structure FP-HEMT conventionnelle. Les paramètres de la couche high-k tels que la permittivité (ϵ_2) et l'épaisseur (t_2), qui contrôlent le profil du potentiel, ont une influence significative sur le champ électrique du composant. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les données simulées publiées, ce qui confirme la validité du modèle proposé. La structure étudiée semble être prometteuse pour l'amélioration BV et par conséquent une amélioration des performances du dispositif dans les applications de haute puissance.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Le présent travail a été consacré à la modélisation des effets Field-Plate sur les propriétés électriques dans les transistors HEMTs à base d'hétéro-structures $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$.

En première étape, nous avons présenté l'aspect physique et électrique des différentes technologies existantes permettant de réaliser de l'amplification forte puissance à partir des composants AlGaIn/GaN HEMTs. En particulier, la technologie Field-Plate AlGaIn/GaN HEMTs (FP-HEMTs) sur lesquelles beaucoup de travaux de recherche et développement sont en cours. Nous avons aussi présenté la structure de bande de l'hétérojonction AlGaIn/GaN qui est à l'origine du confinement des électrons et la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG. Ce dernier est responsable des phénomènes de haute mobilité observés dans ce type de composants. Ensuite, la concentration de charge dans l'hétérojonction AlGaIn/GaN induite par les différentes polarisations existantes telles que la polarisation spontanée et piézoélectrique dans ce type de structures a été calculée.

Afin d'améliorer les performances du composant en augmentant la tension de claquage pour des applications de haute puissance, une nouvelle conception de dispositif HEMTs basée sur l'utilisation d'une plaque de champ (Field-Plate) combinée avec un matériau high-k au-dessus d'une couche d'oxyde AlGaIn/GaN GCFPS-HEMTs a été présentée dans ce travail.

Ensuite, dans le but d'analyser ces améliorations à moindre coût, nous avons développé un modèle analytique à deux dimensions permettant de décrire d'une part, les phénomènes physiques existant dans la structure et permet une meilleure compréhension du fonctionnement du composant et d'autre part, il tient compte de l'influence de certains paramètres technologiques sur le profil du potentiel et sur la distribution du champ électrique dans le canal 2DEG. Le modèle développé permet aussi de calculer la densité électronique dans le canal 2DEG, la tension de seuil et d'autres caractéristiques afin de mieux comprendre les phénomènes physiques qui interviennent dans le fonctionnement du transistor GCFPS-HEMTs à base de l'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$. Le calcul de la densité d'électrons n_s dans le 2DEG nécessite la résolution couplée de l'équation de Poisson et de l'équation de Schrödinger. La densité $n_s(V_G, E_F)$ est déduite de la résolution de l'équation de Poisson dans le semiconducteur $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ en prenant en compte la présence de charges piézoélectriques aux interfaces dans les équations de continuité, tant que la résolution de l'équation de Schrödinger nous donne la relation $n_s(E_F)$.

Les effets des différents paramètres technologiques: la longueur du Field-Plate (L_{FPE}), la distance de séparation drain-grille (L_{GD}), la largeur de la grille (L_G), l'épaisseur de la couche high-k (t_2) et physiques tels que la permittivité de la couche high-k (ϵ_2), le dopage (N_{d2}) et la

fraction molaire de l'aluminium (m) sur la distribution du potentiel, le profil du champ électrique dans le canal 2DEG et la tension de claquage BV de la structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ FP-HEMT ont été attentivement examinés. En outre, les effets de l'épaisseur de la couche d'isolant t_{oxeff} (high-k et SiO_2) ainsi que le dopage de la couche donneuse sur la tension de claquage BV du dispositif ont été également discutés.

Nous avons montré que l'incorporation de la conception GCFPS améliore la fiabilité du composant en réduisant considérablement les pics de champ électrique le long du canal 2DEG où la deuxième crête du champ électrique a été considérablement réduite (~35%) au bord du FP avec un déplacement de sa position suivant la distance grille-drain du côté drain. Cela conduit à une opération de polarisation de drain plus élevée qui atteint la valeur de 830V, avec un taux d'augmentation d'environ 30% par rapport à la structure standard (630V). Les paramètres de la couche high-k tels que la permittivité (ϵ_2) et l'épaisseur (t_2), qui contrôlent le profil du potentiel, ont une influence significative sur le champ électrique du composant. En utilisant le modèle développé et en l'appliquant à la structure FP-HEMT conventionnelle, les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats publiés dans la littérature, ce qui confirme le domaine de validité du modèle proposé. Par conséquent, la structure étudiée semble être prometteuse pour l'amélioration de la tension de claquage « BV » et en conséquence une amélioration des performances du dispositif dans les applications de haute puissance.

En perspective, la densité n_s déduite dans les trois régions du canal sera par la suite utilisée pour étudier les caractéristiques électriques du transistor GCFPS-HEMT.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] P. G. Neudeck, R. S Okojie, L. Y Chen, "High-temperature electronics-a role for wide bandgap semiconductors, Proceedings of the IEEE , vol. 90, pp.1065-1076, 2002
- [2] L. Shen, S. Heikman, B. Moran, R. Coffie, N.-Q. Zhang, D. Buttari, I. P. Smorchkova, S. Keller, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "AlGa_N/AlN/GaN high-power microwave HEMT," IEEE Electron Device Letters, vol. 22, pp.457-9, 2001.
- [3] S. Keller, Y.-F. Wu, G. Parish, N. Zhang, J. J. Xu, B. P. Keller, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "Gallium nitride based high power heterojunction field effect transistors: process development and present status at UCSB," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 48, pp. 552-59, 2001.
- [4] P. Neudeck "Development of GaN Wide Bandgap Technology for Microwave Power Applications" IEEE Microwave Magazine, Vol.3, N°1, pp.80-87, March 2002
- [5] J. S. Moon, M. Micovic, P. Janke, P. Hashimoto, W.-S. Wong, R. D. Widman, L. McCray, A. Kurdoghlian, and C. Nguyen, "GaN–AlGa_N HEMTs operating at 20 GHz with a continuous-wave power density >6 W/mm," Electron. Lett., vol. 37, pp. 528–530, 2001.
- [6] C. Lee, P. Saunier, J. Yang, and M. Khan, "AlGa_N-Ga_N HEMTs on SiC with CW power performance of >4 W/mm and 23% PAE at 35 GHz," IEEE Electron Device Lett., vol. 24, pp. 616–618, 2003.
- [7] R. Behtash, H. Tobler, M. Neuburger, A. Schurr, H. Leier, Y. Cordier, F. Semond, F. Natali, and J. Massies, "AlGa_N–Ga_N HEMTs on Si(111) with 6.6 W/mm output power density," Electron. Lett., vol. 39, pp.626–628, 2003.
- [8] L. Shen, R. Coffie, D. Buttari, S. Heikman, A. Chakraborty, A. Chini, S. Keller, S. P. Den Baars, and U. K. Mishra, "High-power polarization engineered Ga_N–AlGa_N–Ga_N HEMTs without surface passivation," IEEE Electron Device Lett., vol. 25, May 2004.
- [9] Siddharth Rajan, P Waltereit, C Poblentz, S J. Heikman, D S. Green, J S. Speck, and U K. Mishra, "Power performance of AlGa_N-Ga_NHEMTs grown on SiC by plasma-assisted MBE", IEEE Electron Device Letters. 25 (5), pp. 247-249. 2004
- [10] Lee, C., Tserng, T., Witkowski, L., Saunier, P., Guo, S., Albert, B., Birkhahn, R., and Munns, G.: 'Effects of RF stress on power and pulsed IV characteristics of AlGa_N=Ga_N HEMTs with field-plate gates', Electron. Lett., 40, pp. 924–925, 2004
- [11] Thompson, P., Prunty, T., Kaper, V., and Shealy, J.: 'Performance of the AlGa_N=Ga_N HEMT structure with gate extension', IEEE Trans. Electron Devices, 51, pp. 291–295, 2004
- [12] A.Koudymov, V. Adivarahan, J. Yang, G. Simin, and M. Asif Khan "Mechanism of Current Collapse Removal in Field-Plated Nitride HFETs" IEEE Electron. Dev. Lett., vol. 26, pp.704-706, 2005

- [13] N.-Q. Zhang, S. Keller, G. Parish, S. Heikman, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "High breakdown GaN HEMT with overlapping gate structure," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 21, pp. 421–423, Sept. 2000.
- [14] W. Saito, Y. Takada, M. Kuragachi, K. Tsuda, I. Omura, and T. Ogura, "600 V AlGaIn/GaN power-HEMT: design, fabrication and demonstration on high voltage DC-DC converter," in *IEDM Tech. Dig.*, pp. 587–590, 2003
- [15] S. Karmalkar and U. K. Mishra, "Very high voltage AlGaIn–GaN high electron mobility transistors using a field plate deposited on a stepped insulator," *Solid State Electron.*, vol. 45, pp. 1645–1652, 2001.
- [16] B. Jacobs "Towards Integrated AlGaIn/GaN Based X-Band High-Power Amplifiers" Phd, Technische Universiteit Eindhoven, 2004
- [17] M.C.J.C.M. KRAMER "Gallium Nitride-based Microwave High-Power Heterostructure Field-Effect Transistors" Ph.D, Technische Universiteit Eindhoven, 2006
- [18] Adil Mahmood MALIK, Technology and Physics of Gate Recessed GaN/AlGaIn FETs, thèse M.Sc., Université de Stuttgart, 2003.
- [19] N. Zhang " High voltage GaN HEMTs with low on-resistance for switching applications" Doctor of Philosophy in Electrical and Computer Engineering, University of California Santa Barbara, September 2002
- [20] F. ENJALBERT, Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrides et application au laser UV pompé par cathode à micropointes, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier – Grenoble 1, 2004.
- [21] N. Vellas, Etudes Expérimentales De Transistors HFET De La Filière Nitrure De Gallium Pour Des Applications De Puissance Hyperfréquences , Thèse de doctorat soutenue le 18 Décembre 2003, Université de lille.
- [22] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Sherly, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W.J. Schaff, et L.F. Eastman, Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric Polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures, *Journal of applied Physics*, pp. 3222-3233, 1999
- [23] Annaig Denis, Elaboration, cristallogenèse et caractérisations physico-chimiques des nitrures des éléments de la colonne III-V et en particulier de GaN, thèse de Doctorat, Université de Bordeaux, 2003.
- [24] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, Band parameters for nitrogen-containing semiconductors, *J. Appl. Phys.* 94, 3675, 2003.
- [25] E. Iliopoulos, K. F. Ludwig Jr., T. D. Moustakas, S. N. G. Chu, Chemical ordering in AlGaIn alloys grown by molecular beam epitaxy, *Appl. Phys. Lett.*, 78, 463, 2001.
- [26] L. Chang, S. K. Lai, F. R. Chen, J. J. Kai, Observations of Al segregation around dislocations in AlGaIn, *Appl. Phys. Lett.*, 79, 928, 2001.
- [27] Anderson (R.L), *IBM. J. Res and Dev.*, 4, p. 283, 1960.
- [28] 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

- [29] H. Mathieu, " Physique des semiconducteurs et des composants électriques",Édition Masson, Paris 1996
- [30] E. Feltin, B.Beaumont,M.laugt, P.Gibart, "Stress control in GaN grown on silicon (111) by metalorganic vapour phase epitaxy" Applied Physics Letters, vol.79, pp. 3230 -3232, 2001
- [31] A. Aleksov,J.Gobien,X.Li,J.Prater and Z.Sitar, "Silicon-on-Diamond-An engineered substrate for electronic applications" Diamond and Related Materials, vol.15, pp. 248 -253, 2006
- [32] J. Olsson, N. Rorsman et L. Vestling et al., "1W/mm Power Density at 3.2GHz for a Dual-Layer RESURF LDMOS Transistor", IEEE Electron Device Letters Vol 43, No 4, 2002
- [33] C. Charbonniaud, "Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde, Thèse de doctorat soutenue 20 octobre 2005, Université de Limoges.
- [34] Brech, H.; Burger, W.; Dragon, C.; Pryor, B.; "Voltage optimization for state of the art RFLDMOS for 2.1 GHz W-CDMA cellular infrastructure applications", Microwave Symposium Digest, 2003 IEEE MTT-S International, Vol. 1, 8-13, page(s): 209 -212, 2003
- [35] T. Gasseling, "Caractérisation non linéaire avancée de transistors de puissance pour la validation de leur modèle CAO", Thèse de doctorat soutenue le 17 novembre 2003, Université de Limoges.
- [36] 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
- [37] D. Sirieux, " Modelisation non lineaire des MESFETS sur carbure de silicium pour l'amplification de puissance micro-ondes, Thèse de doctorat soutenue le 20 janvier Décembre 2000, Université de Limoges.
- [38] J.Piprek "Nitride semiconductor Devices-Principles and Simulation" Wiley, 2006.
- [39] Caughey DM, Thomas RE. "Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field", Proc IEEE, 55(12):2192-3, 1967.
- [40] Bonch-Bruevich VL, Kalashnikov SG. « Semiconductor physics. » Moscow: Nauka; 1977.
- [41] 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.
- [42] C. TSIRONIS, "breakdown phenomena in GaAs epitaxial layers and FETs", IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-27, pp. 277-282, jan. 1980.
- [43] T. M. BARTON AND P. H. LADBROOKE "The role of the device surface in the light voltage behavior of the GaAs MESFET", Solid-State Electron., Vol. 29, pp. 807-813, Aug. 1986.
- [44] R. E. LEONI AND J. C. M. HWANG "Effects of Reverse Gate-Drain Breakdown on Gradual Degradation of Power PHEMTs", IEEE GaAs IC Symp, pp. 31-33, 1996.
- [45] 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 AlGaIn-GaN HEMTs on Free-Standing GaN Substrates", IEEE Electron Device Letters, VOL. 25, NO. 9, 2004

- [46] S. Karmalkar, U. Mishra, "Enhancement of Breakdown Voltage in AlGa_N/Ga_N High Electron Mobility Transistors Using a Field Plate", *IEEE Trans Electron Dev.* 48, 1515-1521, 2001
- [47] H. Xu " High Power Ga_N Oscillators using Field-Plated HEMT Structure", Department of Electrical and Computer Engineering, University of California, Santa Barbara, California 93106, USA
- [48] 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_N HEMTs by field plate optimization", *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 25, pp. 117–119, Mar. 2004
- [49] A. CHINI, "12W/mm power density AlGa_N/Ga_N HEMTs on sapphire substrate", *Electronics Letters*, Vol. 40, No 1, 2004
- [50] S. Karmalkar, M. S. Shur, G. Simin and M. Asif Khan, Field-plate engineering for HFETs. *IEEE Trans Electron Dev.* 52, 2534-2540, 2005
- [51] Y. Feng Wu " Very-High Power Density AlGa_N/Ga_N HEMTs", *IEEE Transactions on Electronic Devices*, VOL. 48, NO. 3, March 2001
- [52] M. Kaddeche, A. Telia and A. Soltani, Study of Field Plate Effects on AlGa_N/Ga_N HEMTs. in *Proc. of the 21th IEEE Int. Conf. on Microelectronics (ICM'09)*, pp. 362-365, 2009
- [53] K. Remashan, W. P. Huang and J. I. Chyi, Simulation and fabrication of high voltage AlGa_N/Ga_N based Schottky diodes with field plate edge termination. *Microelectronic Engineering* **84**, 2907-2915, 2007
- [54] Y.-F. Wu, M. Moore, A. Saxler, T. Wisleder, and P. Parikh, "40-w/mm double field-plated Ga_N hemts," in *64th Device Research Conference 2006*, pp. 151–152, 2006
- [55] Y.-F. Wu, A. Saxler, M. Moore, T. Wisleder, U. Mishra, and P. Parikh, "Field plated Ga_N hemts and amplifiers," in *Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium, 2005. CSIC '05. IEEE*, 30 Oct.-2 Nov, p. 400, 2005
- [56] H. Xing, Y. Dora, A. Chini, S. Heikman, S. Keller, and U. Mishra, "High breakdown voltage AlGa_N/Ga_N HEMTs achieved by multiple field plates," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 25, no. 4, pp. 161–163, April 2004.
- [57] Rashmi, Abhinav Kranti, S. Haldar, R.S.Gupta; "An accurate charge control model for spontaneous and piezoelectric polarization dependent two-dimensional electron gas sheet charge density of lattice-mismatched AlGa_N/Ga_N HEMTs" *Solid-State Electronics* 46, 621-630, 2002
- [58] H.J. Osten, A. Laha, E. Bugiel, D. Schwendt and A. Fissel, Growth of Epitaxial Lanthanide Oxide based Gate Dielectrics. in *Proc. of IEEE SCS*, pp. 1-6, 2009
- [59] K. K. Young, Short-channel effect in fully depleted SOI MOSFETs. *IEEE Trans. Electron Dev.* 36, 399-402, 1989
- [60] F. Djeflal, M. Meguellati, A. Benhaya, A two dimensional analytical analysis of subthreshold behavior to study the scaling capability of nanoscale graded channel gate stack DG MOSFETs. *Physica E* **41**, 1872-1877 (2009)

- [61] P. Suveetha Dhanaselvam, N. B. Balamurugan, P. Vanitha, S. Theodore Chandra, Two Dimensional Analytical Modeling Of A Nanoscale Dual Material Gate MOSFETS. *International Journal of Advanced Science and Technology* Vol. 18, May, 2010
- [62] S. Martinie, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Autran, "Analytical modelling and performance analysis of Double-Gate MOSFET-based circuit including ballistic/quasi-ballistic effects" *Molecular Simulation* vol.35, pp.631-637, 2009
- [63] S. P. Kumar, A. Agrawal, R. Chaujar, M. Gupta, R.S. Gupta, Analytical modeling and simulation of subthreshold behavior in nanoscale dual material gate AlGa_mN/GaN HEMT. *Superlattices and Microstructures* 44, 37-53, 2008
- [64] B. Jogai, J. Albrecht, E. Pan, Effect of electromechanical coupling on the strain in AlGa_mN/GaN heterojunction field effect transistors. *J. Appl. phys.* 94, 3984-3989, 2003
- [65] S. P. Kumar, A. Agrawal, S. Kabra, M. Gupta, R.S. Gupta, An analysis for AlGa_mN/GaN modulation doped field effect transistor using accurate velocity-field dependence for high power microwave frequency applications. *Microelectronics J.* 37, 1339-1346, 2006
- [66] P. Gangwani, R. Kaur, S. Pandey, S. Haldar, M. Gupta, R.S. Gupta, Modeling and analysis of fully strained and partially relaxed lattice mismatched AlGa_mN/GaN HEMT for high temperature applications. *Superlattices and Microstructures* 44, 781-793, 2008
- [67] Rashmi, A. Kranti, S. Haldar, R.S. Gupta, Impact of strain relaxation of Al_mGa_{1-m}N/GaN layer on 2-DEG sheet charge density and current voltage characteristics of lattice mismatched Al_mGa_{1-m}N/GaN HEMTs. *Microelectronics J.* 33, 205-212, 2002
- [68] O. Ambacher, et al, Two Dimensional Electron Gases Induced by Spontaneous and Piezoelectric Polarization in Undoped and Doped AlGa_mN/GaN Heterostructures. *Journal of Applied Physics* **87**, 334-344 (2000)
- [69] D. Dragomirescu, G. Charitat, Improving the dynamic avalanche breakdown of high voltage planar devices using semiresistive field plates. in *Proc. 5th Int. Seminar on Power Semiconductors*, pp. 217-221, 2000
- [70] S. K. Chung, Analytical model for field-plate-edge breakdown of planar devices terminated with field plate and semiresistive layer. *IEE Proc. Sci. Meas. Technol.* 151, 21-24, 2004
- [71] Rongming Chu, Properties of Gallium nitride-based heterostructures. Thèse de B.Sc. Hong Kong University of science and technology, 2002.

Liste des publications relatives à ce travail

Articles dans des revues internationales:

1. Mourad Kaddeche, Azzedine Telia, Ali Soltani “Analytical modeling and analysis of $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ HEMTs employing both Field-Plate and High-k dielectric stack for high-voltage operation” *Journal of Computational Electronics (Springer)*, Volume 12, Number 3, pp. 501-510, June 2013, {Impact Factor: 1.031 (2012), Journal Citation Reports; Thomson Reuters }.

Articles dans des conférences Internationales :

1. M. Kaddeche, A. Telia, A. Soltani “Modeling of AlGa_N/Ga_N HEMTs using Field-Plate Technology” Proceedings of IEEE International Conference on Signals Circuits & Systems (SCS’09), November 5-8, 2009, Djerba, Tunisia, pp1-4. ISBN: 978-1-4244-4398-7 (published on IEEE Xplore)
2. M. Kaddeche, A. Telia, A. Soltani “Study of Field Plate Effects on AlGa_N/Ga_N HEMTs” Proceedings of IEEE 21th International Conference on Microelectronics (ICM’09), December 19-23, 2009, Marrakech, Morocco, pp 362- 365. ISBN: 978-1-4244-5816-5 (published on IEEE Xplore)
3. L. Semra, A. Telia, M. Kaddeche, and A. Soltani “Effects of spontaneous and piezoelectric polarization on AlInN/GaN heterostructure”, Proceedings of IEEE International conference on engineering and technology (ICET 2012), October 10-11, 2012, New Cairo City, Egypt, pp1-4. ISBN:978-1-4673-4808-9

Conférences Internationales :

1. M. Kaddeche, A. Telia, A. Soltani “International Conference on Electrical Engineering (ICEE2009)”, December 5-7, 2009, Boumerdes, Algeria. Proceedings pp. 202-205.
2. A .Telia, M. Kaddeche, L. Semra, A. Soltani “The Fourth Saudi Sciences Conference(SSC’09)”, March 21-24, 2010, Almadinah Almunawwarah, KSA, abstracts book p.43.
3. M. Kaddeche, A. Telia, A. Soltani “10^{ème} Conférence Internationale en Physique de la Matière Condensée et Physique Statistique (ICCMSP 2010) ”, 25-26 mars 2010, Béni-Mellal, Maroc, abstracts book p.59.
4. Mourad Kaddeche, Azzedine Telia and Ali Soltani “AlGa_N/Ga_N based field plated heterostructure–high electron mobility transistors: Numerical analysis”, 6th Symposium on Vacuum based Science and Technology, September 20-22, 2011, Koszalin - Kołobrzeg, Poland, Proceeding of abstracts pp.76. ISBN: 978-83-7365-265-1.
5. Mourad Kaddeche, Azzedine Telia, Lemia Semra and Ali Soltani “Simulation of gate edge– field plated nanoscale AlGa_N/Ga_N heterostructure Devices on SiC substrate”, First Euro-Mediterranean Conference on Materials and Renewable Energies (EMCMRE-1), November 21-25, 2011, Marrakech, Morocco.
6. L.Semra, A. Telia, A. Meziani, M. Kaddeche, and A. Soltani “InGa_N/Ga_N HEMTs Physical and Technological Parameters Study”, UK Semiconductors 2012 Conference, July 4-5, 2012, University of Sheffield, Sheffield, UK, abstracts book p.187

Conférences Nationales :

1. Mourad Kaddeche, Azzedine Telia, Lemia Semra and Ali Soltani “High voltage Ga_N-based Gate field-plated heterostructure field effect transistors (GFP-HFETs): Modeling and analysis”, Colloque Inductique 2013, Tizi-Ouzou, 23-25 Avril 2013.pp.63-64.

ملخص

لقد خصص هذا العمل لدراسة ونمذجة البنية 'حقل-اللوحة' لترانزستورات 'عالية التنقل الالكتروني' مصممة من البنيات المتعددة 'المنيوم-نتريد الغاليوم- نتريد الغاليوم' ($Al_mGa_{1-m}N/aGN$) والتي تعتبر خلال السنوات الاخيرة عناصر واعدة بالنسبة للتطبيقات عالية التردد، التي تحتاج الى فروق جهد وطاقات كهربائية عالية. لقد قمنا بعرض تصميم جديد لهذا الجهاز للتطبيقات الخاصة بالطاقات العالية، بالاعتماد على استعمال لوحة حقل ($dIeiF\ etalp$) مدمجة مع مادة "k-hgih" متموضعة فوق طبقة من اكسيد 'المنيوم-نتريد الغاليوم- نتريد الغاليوم' $NaGIA/NaG\ SPFCG-sTMEH$. من أجل دراسة الخصائص الكهربائية والتنبؤ بكفاءة أداء الجهاز، تم تطوير نموذج تحليلي ثنائي الأبعاد، اين تحسب العبارات التحليلية لتوزيع الكمون وتموضع الحقل الكهربائي و كثافة الشحنة «ns» في القناة 2GED بدلالة فرق الجهد المطبق و الوسائط التكنولوجية للبنية المدروسة مع ادخال تأثيرات الاستقطاب التلقائي و الانضغاطية الكهربائية.

الكلمات المفتاحية: البنيات المتعددة $AlGaN/GaN$ ، لوحة حقل (FP) ، GCFPS-HEMTs

RESUME

Le présent travail a été consacré à l'étude et la modélisation de la structure Field-Plate HEMTs à base d'hétérostructures $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$, considérés ces dernières années comme composants prometteurs pour des applications hyperfréquences, nécessitant des tensions et des puissances élevées. Nous avons présenté une nouvelle conception de ce dispositif pour des applications de hautes puissances, basée sur l'utilisation d'une plaque de champ (Field-Plate) combinée avec un matériau high-k au-dessus d'une couche d'oxyde AlGaIn/GaN GCFPS-HEMTs. Afin d'étudier les propriétés électriques et prévoir les performances du composant, un modèle analytique à deux dimensions a été développé dans lequel les expressions analytiques pour la distribution du potentiel, le profil du champ électrique et du contrôle de charge « ns » dans le canal 2DEG sont calculés en fonction de la tension appliquée et les paramètres technologiques de la structure étudiée en incluant les effets de la polarisation spontanée et piézoélectrique.

Mots clefs: Hétérostructure de AlGaIn/GaN ; plaque de champs; GCFPS-HEMTs

ABSTRACT

This work was devoted to the study and the modelling of the Field-Plate HEMTs structure based on Al_mGa_{1-m}N/GaN heterostructure considered these last years as promising devices for high voltage and high power applications. We presented a new design of this device for high power applications, based on the use of a Field Plate combined with a high-k material above an oxide layer AlGa_N/Ga_N GCFPS-HEMTs. In order to study the electrical properties and to predict the performances of the device, a two dimensional analytical model was developed in which the analytical expressions for the potential distribution, the electric field profile and the concentration control $\langle n_s \rangle$ in channel 2DEG are calculated according to the applied voltage and the technological parameters of the studied structure by including the effects of spontaneous and piezoelectric polarization.

Key words : AlGa_N/Ga_N heterostructure; Field-plate; GCFPS-HEMTs