

République algérienne démocratique et populaire

**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI DE CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR**

Département d'électronique

N° d'ordre :

Série :

Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister
En électronique

Option

Systèmes Microélectroniques et Matériaux
Par

DJEFDJOUF FATIHA

THEME



**Modélisation de l'hétérostructure
HFET AlGa_N/Ga_N incluant les effets électriques**

Soutenu le : / / 2007

Devant le jury composé de :

Président : S. SAHLI

Prof. à l'Université de Constantine

Rapporteur : A.TELIA

M.C. à l'Université de Constantine

Examineurs : F. BENABDELAZIZ

Prof. à l'Université de Constantine

M. BOUCHEMAT

Prof. à l'Université de Constantine

Le Fruit De Mon Labeur Ne Peut Etre Dédié Qu'à Deux Personnes

A

Ma mère et mon père

Qui se sont tellement sacrifiés pour me donner une bonne éducation. Par ce travail j'espère rendre, ne serait ce, qu'une partie de ce qu'ils ont fait pour moi.

Mes merveilleux frères

Mes adorables sœurs

Mes fidèles amies

Mes chères collègues

A mon très cher fiancé ADEL et son aimable famille

A

ISLAM et DJIHANE

A

Adil et Sara

*Enfin, A Toutes Celles Et Tous Ceux Qui M'ont Généreusement
Offert Leurs Encouragements Et Leurs Soutiens.*

Remerciement

Je Remercie, En Premier Lieu, Mon Dieu Qui A Fait Que Nous Soyons Des Musulmans Et Qui A Illuminé Notre Chemin De La Lueur Du Savoir Et De La Science

Ce travail a été effectué au Laboratoire Micro-systèmes et Instrumentation (LMI), Département d'Electronique, Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université Mentouri de Constantine, proposé et dirigé par Monsieur A.TELIA, qu'il trouve ici l'expression de mes vifs remerciements, mes sincères salutations pour m'avoir accordé sa confiance et son aide à surmonter toutes les difficultés que j'ai rencontré durant l'élaboration de ce travail. Ainsi que pour sa gentillesse, sa disponibilité et ses précieux conseils scientifiques.

Je tiens à remercier Monsieur S.SAHLI pour m'avoir fait l'honneur d'être le président de ce jury, j'espère que avec ses compétences et ses précieux conseils ce travail portera ses empreintes.

Mes vifs remerciements à Madame F.BENABDELAZIZ et Monsieur M.BOUCHEMAT pour avoir accepté de juger la qualité de ce travail.

Un remerciement spécial à : Mlle L. SEMRA, Monsieur M. Al Sheikh Eid pour leur aide efficace et leur encouragements.

Mes remerciements s'adressent également à toutes mes amies d'études et collègues de travail pour leur soutien moral et leurs conseils amicaux.

Finalement, je tiens vivement à remercier ma famille pour m'avoir supportée (dans tous les sens du terme) durant ces deux dernières années de Magister.

Merci,


SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
<u>Chapitre I</u> <i>Propriétés Générales Du Nitrure De Gallium</i>	
I.1 Introduction.....	3
I.2 Les caractéristiques générales du nitrure de gallium	4
I.2.1 Les matériaux grand-gap.....	4
I.2.1.1 Champ critique ou champ de claquage.....	4
I.2.1.2 Conductivité électrique, résistivité, conductivité thermique	4
I.2.1.3 Mobilité des électrons.....	5
I.2.1.4 Largeur de bande interdite (gap)	5
I.2.2 Le nitrure de gallium.....	6
I.2.2.1 Structure cristalline et substrats de croissance du GaN.....	6
I.2.2.1.1 Structure cristalline Wurtzite des nitrures.....	6
I.2.2.1.2 substrats de croissance du GaN.....	7
I.2.2.2 Les hétéro-structures à base de nitrures.....	9
I.2.2.2.1 Propriétés des matériaux III-N.....	9
I.2.2.2.2 polarisation spontanée et piézoélectrique.....	10
a/ Polarisation spontanée.....	11
b/ Polarisation piézoélectrique.....	12
I.2.2.2.3 Concentration de porteurs dans une hétérojonction AlGaN/GaN...	15
I.3 Le Transistor HEMT AlGaN/GaN.....	16
I.3.1 Historique.....	16
I.3.2 Principe De Fonctionnement.....	17
I.3.3 Présentation générale d'un transistor HEMT AlGaN/GaN.....	18
I.3.4 Rôles des différentes couches.....	18
I.3.4.1 Substrat.....	18
I.3.4.2 Couche tampon.....	19
I.3.4.3 Espaceur.....	19
I.3.4.4 Couche donneuse.....	19
I.3.4.5 Cap.....	20
I.4 Conclusion.....	20
<u>Chapitre II</u> <i>Détermination de la densité des porteurs dans le 2DEG et du courant dans les HFETS ALGAN/GAN</i>	
II.1 Introduction	21
II.2 Etude de la structure I.....	22
II.2.1 Description de la structure.....	22
II.2.2 Détermination de la densité d'électrons n_s dans le canal.....	23
II.2.2.1 Diagramme énergétique.....	23
II.2.2.2 Détermination de la relation $n_s(V_G, E_F)$	24
II.2.2.3 Détermination de la relation $n_s(E_F)$	26
II.2.2.4 Détermination de la relation $n_s(V_G)$	27

II.2.2.4.1 Régime de faible inversion.....	29
II.2.2.4.2 Régime d'inversion moyenne.....	29
II.2.2.4.3 Régime de forte inversion.....	30
II.2.2.5 Détermination du courant $I_{ds}(V_{ds})$	31
II.2.2.5.1 Régime de faible inversion.....	32
II.2.2.5.2 Régime d'inversion moyenne.....	33
II.2.2.5.3 Régime de forte inversion.....	33
II.3 Etude de la structure II.....	35
II.3.1 Description de la structure.....	35
II.3.2 Détermination de la densité d'électrons n_s dans le canal.....	36
II.3.2.1 Diagramme énergétique.....	36
II.3.2.2 Détermination de la relation $n_s(V_G)$	37
II.3.2.2.1 Régime de faible inversion.....	38
II.3.2.2.2 Régime d'inversion moyenne.....	38
II.3.2.2.3 Régime de forte inversion.....	38
II.3.3 Détermination du courant $I_{ds}(V_{ds})$	39
II.3.3.1 Régime de faible inversion.....	39
II.3.3.2 Régime d'inversion moyenne.....	40
II.3.3.3 Régime de forte inversion.....	40
II.4 Etude de la structure III.....	41
II.4.1 Description de la structure.....	41
II.4.2 Détermination de la densité d'électrons n_s dans le canal.....	41
II.4.2.1 Diagramme énergétique.....	41
II.4.2.2 Détermination de la relation $n_s(V_G)$	42
II.5 Etude de l'effet de la relaxation du réseau sur les paramètres électriques des transistors HEMT.....	43
II.6 Conclusion.....	44

Chapitre III *Etude des caractéristiques électriques dans
différentes structures HFETs à base de GAN*

III.1 Introduction.....	46
III.2 Résultats Et Discussions.....	47
III.2.1 Etude des caractéristiques électriques de la structure I sans effet de la relaxation du réseau.....	47
III.2.1.1 Evolution de la concentration du 2DEG pour différents paramètres....	47
III.2.1.1.1 Densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire «m» pour différentes valeurs de « N_D »	47
III.2.1.1.2 Densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche dopée « d_2 » pour différentes valeurs de « N_D »	48
III.2.1.1.3 Densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche dopée « d_2 » pour différentes valeurs «m»	50
III.2.1.1.4 Densité du 2DEG en fonction de la tension de grille « V_G »	51
a/ Epaisseur de la couche dopée $d_2 = 18$ nm.....	51
b/ Concentration molaire « m » et « N_D » fixe.....	52
III.2.1.2 Evolution de la tension de seuil V_{th} pour différents paramètres « d_2 »....	53
III.2.1.2.1 Tension de seuil en fonction de la fraction molaire « m » pour	

différentes valeurs de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaN « d_2 »...	53
III.2.1.2.2 Tension de seuil en fonction de ND pour différentes valeurs « d_2 ».	53
III.2.1.3 Evolution du courant drain-source « I_{ds} » pour différents paramètres.....	54
III.2.1.3.1 Caractéristiques courant-tension (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de drain « V_{ds} » pour différentes valeurs de la tension de grille.....	55
III.2.1.3.2 Caractéristiques courant-tension (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de drain « V_{ds} » pour différentes valeurs de « d_2 ».....	56
III.2.2 Etude des caractéristiques électriques de la structure I en tenant compte de l'effet de la relaxation du réseau.....	57
III.2.2.1 Evolution de la concentration du 2DEG pour différents paramètres....	57
III.2.2.1.1 Densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire « m » pour différentes valeurs de « N_D »	57
III.2.2.1.2 Densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire « m » pour différentes valeurs de « d_2 »	58
III.2.2.2 Evolution de la tension de seuil V_{th} pour différents paramètres.....	60
III.2.2.2.1 Tension de seuil en fonction de l'épaisseur de couche donneuse « d_2 »	60
III.2.2.2.2 Tension de seuil en fonction de la fraction molaire de l'aluminium « m »	61
III.2.3 Effet de la suppression de la couche cap layer «Structure II»	62
III.2.3.1 Sans effet de la relaxation du réseau.....	62
III.2.3.1.1 La concentration n_s du 2DEG en fonction de « m » pour deux valeurs de « N_D »	62
III.2.3.1.2 La densité n_s du 2DEG en fonction de « d_2 » pour différentes valeurs de « m »	63
III.2.3.1.3 La concentration n_s du 2DEG en fonction de « V_G » pour différentes valeurs de « m »	64
III.2.3.1.4 Le courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension du drain V_{ds} pour différentes valeurs de « V_G »	65
III.2.3.2 Avec effet de la relaxation du réseau.....	66
III.2.3.2.1 La densité n_s du 2DEG en fonction de « m »	66
III.2.3.2.2 La tension de seuil V_{th} en fonction de « m »	67
III.2.4 Effet de la suppression de la couche donneuse «Structure III».....	67
III.2.4.1 Sans l'effet de la relaxation du réseau.....	67
III.2.4.1.1 Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de « m »	67
III.2.4.1.2 Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de la tension « V_G »	68
III.2.4.1.3 Variation de la tension de seuil V_{th} en fonction de l'épaisseur de l'espaceur « d_1 »	69
III.2.4.2 Avec l'effet de la relaxation du réseau.....	70
III.2.4.2.1 Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de « m » pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'espaceur « d_1 »	70
III.3 Conclusion.....	71
CONCLUSION GENERALE.....	72
Bibliographie.....	74

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Le développement des systèmes de communications, civiles et militaires, se traduit par leur montée en puissance et en fréquence. Cette évolution apparaît pour les concepteurs comme une nouvelle contrainte sur les étages d'amplification et donc plus particulièrement sur les transistors de puissance qui les constituent.

C'est ainsi, que depuis de nombreuses années, l'industrie des technologies hyperfréquences utilise le transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor). Jusqu'à présent, les transistors HEMTs étaient réalisés dans une filière Arséniure de Gallium (GaAs). Toutefois, le GaAs et d'autres matériaux comme le silicium sont utilisés beaucoup trop près de leurs limites physiques ultimes, en particulier aux niveaux des densités de puissances fournies. C'est pourquoi, aujourd'hui, les semiconducteurs à large bande interdite suscitent un intérêt important. En effet, leurs propriétés physiques et électriques et leur largeur de bande interdite, sont très intéressantes pour un grand nombre d'applications.

Le nitrure de galium, 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 à 8 fois supérieur à celui de GaAs) autorisant des tensions de polarisation et des densités de porteurs importantes à de fortes températures de fonctionnement. De plus, la grande vitesse de saturation des porteurs permet d'obtenir des courants très importants à des fréquences de travail élevées. Enfin, sa conductivité thermique importante (par rapport au GaAs) traduit sa capacité à évacuer facilement les calories. Par conséquent, les transistors utilisant le matériau GaN, de par ses remarquables propriétés intrinsèques, sont donc naturellement de très bons candidats pour les applications de fortes puissances et à très hautes températures.

Outre ses propriétés physiques, le GaN présente la particularité d'être un matériau pyroélectrique et piézoélectrique. Cette spécificité permet de réaliser des transistors HEMT de type AlGaN/GaN dont la densité d'électrons à l'interface peut aisément dépasser $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ sans dopage intentionnel de la barrière AlGaN.

La caractérisation des composants est une étape indispensable pour la compréhension d'un grand nombre de phénomènes physiques et électriques qui limitent leurs performances. Ces limitations sont bien souvent liées à des défauts intrinsèques aux matériaux utilisés ou à la technologie de fabrication. Les procédés technologiques de fabrication des transistors HEMT AlGaN/GaN sont lents et coûteux. Cependant, l'analyse par simulation des effets de

différents paramètres des dispositifs HEMT ainsi que l'impact des couches constituant les transistors s'avèrent nécessaires.

L'étude présentée dans ce mémoire a pour objectif une analyse comparative entre trois hétérostructures différentes, où nous avons analysé les effets des différents paramètres technologiques tels que le dopage N_D et la teneur de l'aluminium « m » sur la densité n_s du 2DEG, la tension de seuil V_{th} et le courant I_{ds} en tenant compte des effets des polarisation piézoélectrique et spontanée et de la relaxation du réseau cristallin induit par la variation de la fraction molaire de l'aluminium.

Ce mémoire est structuré en trois chapitres.

Dans le premier chapitre, on a rappelé les propriétés physiques du nitrure de gallium, en tenant compte des polarisations spontanée et piézoélectrique. La détermination de la densité des porteurs dans le 2DEG et du courant dans les HFETs AlGaIn/GaN était l'objet du second chapitre où nous avons établi la relation $n_s(V_G)$. Plusieurs approximations ont été prises en compte pour pouvoir calculer cette densité telle que, l'approximation du puits triangulaire et hauteur de la barrière AlGaIn/GaN infinie. Même avec ces approximations, le système d'équations obtenu ne peut pas donner une solution analytique exacte. C'est pour cela que, nous avons développé des programmes réalisés en Visual Basic afin de pouvoir résoudre ce système d'équations numériquement et nous permettre de mieux simuler les différentes structures étudiées durant ce travail. En plus du calcul de la densité des électrons dans le canal, nous avons aussi calculé le courant I_{ds} dans trois régimes différents. Dans le dernier chapitre, on a présenté les résultats de simulation des caractéristiques électriques du HEMTs AlGaIn/GaN obtenus sur les différentes structures étudiées.

Chapitre I

Propriétés Générales

Du Nitrure de Gallium

PROPRIETES GENERALES DU NITRURE DE GALLIUM

I.1 Introduction

Afin de répondre à l'exigence croissante des densités de puissance aux hautes fréquences, les chercheurs se sont intéressés aux matériaux à large bande interdite tels que le carbure de silicium SiC ou encore le nitrure de gallium GaN. Ces matériaux présentent une énergie de bande interdite jusqu'à trois fois plus élevée que celles des semi-conducteurs utilisés tels que le silicium Si, le germanium Ge ou l'arséniure de gallium GaAs. En effet, le nitrure de gallium montre une énergie de bande interdite de 3.4eV contre 1.1eV pour le silicium [1].

Le nitrure de gallium fut étudié dans les années 1970 puis abandonné en raison des difficultés de synthèse. Dans les années 90, des progrès énormes furent réalisés sur le nitrure de gallium et d'aluminium. Ces progrès rapides ont généré un effort extraordinaire dans le monde entier sur ce thème et ont porté ces matériaux à un degré de maturité suffisant pour une industrialisation, surtout dans le domaine des diodes électroluminescentes bleues ou vertes. Les nombreuses applications s'étendent aujourd'hui aux Lasers bleus-UV pour l'enregistrement à très haute densité et s'étendront demain aux communications hyperfréquences. En effet, les caractéristiques propres du matériau GaN en font un candidat de choix pour les applications hautes puissance et hautes fréquence, avec en particulier un champ de claquage très important. De plus, grâce aux propriétés piézoélectriques mises en œuvre dans les hétéro-structures de composant III-N, des densités de porteurs très importantes (supérieures à 10^{13} cm^{-2}) peuvent être obtenues.

En contrepartie de ces caractéristiques intéressantes, de nombreuses difficultés restent à surmonter. Le GaN massif étant difficile à obtenir, des substrats de substitution ont jusqu'à présent été utilisés mais présentent en contre partie des désaccords de mailles et des coefficients de dilatation thermique importants.

Dans ce chapitre, nous présenterons les matériaux grand-gap et leurs caractéristiques. Nous étudierons plus précisément le nitrure de gallium. Nous regarderons aussi les différents substrats de croissance du GaN actuellement employés.

Dans une deuxième partie, nous étudierons le transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor) à base de GaN, son fonctionnement et sa structure.

I.2 Les caractéristiques générales du nitrure de galium

I.2.1 Les matériaux grand-gap

Une rapide étude des caractéristiques des semi-conducteurs grand-gap permet de mettre en avant leur influence sur les performances des transistors réalisés à base de ces matériaux.

I.2.1.1 Champ critique ou champ de claquage

Le champ de claquage ou champ critique (noté E_c , unité : V/cm) est la valeur du champ ou de la tension maximum que peut supporter le composant. Les matériaux grand gap ont un champ de claquage très important. La valeur de ce champ est directement liée à la largeur de bande interdite par la fonction suivante : $E_c \propto E_g^{3/2}$

Ce qui signifie que plus le gap d'énergie est important, plus le champ de claquage est élevé, mais aussi, le champ de claquage diminue lorsque la température augmente. Ce paramètre est un des plus importants à prendre en compte pour les performances en puissance d'un transistor. Il traduit, en effet, la tension maximale de fonctionnement du composant. Cette propriété engendre donc une limitation de la puissance RF. Plus le champ critique est élevé et plus on pourra réaliser des transistors de petites dimensions avec des dopages plus importants. En conséquence, le composant présentera entre autre une transconductance élevée, un meilleur gain en puissance, des fréquences plus élevées et un meilleur rendement dû aux résistances d'accès plus faibles.

I.2.1.2 Conductivité électrique, résistivité, conductivité thermique

On définit la conductivité électrique (notée σ , unité : S/m) ainsi que la résistivité (notée ρ , unité : $\Omega.m$) d'un matériau par les formules suivantes :

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad \text{et} \quad \rho = 1/\sigma$$

En effet, une faible résistivité des substrats provoque des courants de fuites importants, ce qui augmente la puissance dissipée du dispositif et diminue ainsi la puissance transmise par celui-ci. Cependant, si on considère l'aspect thermique des matériaux, le contraire se produit. La conductivité électrique est directement liée à la conductivité thermique (notée K) : $K = L.T.\sigma$

Où : K est la conductivité thermique en W/cm.K, L est le nombre de Lorentz (2.45×10^{-8} W. Ω /K²), T est la température en K et σ est la conductivité électrique en S/cm.

Cela signifie qu'un matériau possédant une conductivité électrique importante a également une conductivité thermique importante. Cette dernière propriété traduit la capacité du matériau à dissiper la chaleur. Les calories non dissipées provoquent une élévation de température du composant qui va entraîner une chute de la mobilité des électrons, causant une diminution du rendement et une génération plus forte de chaleur. C'est pourquoi, une forte conductivité thermique est préférable pour des applications de puissance.

I.2.1.3 Mobilité des électrons

La mobilité (notée μ , unité : $\text{cm}^2/\text{V.s}$) étant liée au libre parcours sans choc dans le semiconducteur, toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de celle-ci. En effet, l'ajout d'atomes dopants et/ou l'élévation de température, créent des perturbations dans le cristal et affectent la mobilité. La mobilité des électrons influe sur la valeur de la tension de coude V_{knee} . Une faible mobilité de charges induira une augmentation de la résistance parasite, soit plus de pertes et donc moins de gain. De plus, ces effets s'intensifieront pour des fonctionnements aux hautes fréquences et /ou à des températures élevées.

I.2.1.4 Largeur de bande interdite (gap)

L'énergie de bande interdite est un facteur de la capacité du matériau à supporter une forte température, elle définit la température maximale de fonctionnement du transistor. Le matériau est considéré comme un semiconducteur à grand gap pour des valeurs supérieures à 2eV [2]. Les variations de la largeur de la bande interdite peuvent être décrites approximativement par la fonction suivante [3].

$$E_g(T) = E_g(0) - ((a \cdot 10^{-4}) \cdot T^2) / (T + b)$$

Où les valeurs des paramètres $E_g(0)$, a et b sont résumées dans le Tableau I-1 suivant pour différents matériaux [4].

Semiconducteur	$E_g(0)$ (eV)	a (eV/K)	b(K)
GaAs	1.519	5.405	204
Si	1.17	4.73	636
Ge	0.7437	4.774	235
GaN	3.509	7.32	700
AlN	6.118	17.99	1432

Tableau I-1 : Paramètres de la variation de la bande interdite en fonction de la température

I.2.2 Le nitrure de gallium

Le nitrure de gallium GaN est un semi-conducteur III-V, souvent considéré comme un matériau dont les caractéristiques sont les plus prometteuses pour les applications de puissance en hyperfréquence à haute température. Le nitrure de gallium offre également la possibilité de réaliser des hétérojonctions avec l'AlN et l'AlGaIn, permettant la fabrication de transistors HEMTs [4].

De plus, les hétérostructures à base de GaN hexagonal permettent, par la maîtrise du champ piézoélectrique et de polarisation spontanée, d'obtenir des densités de porteurs dans le canal très importantes de l'ordre de 10^{13}cm^{-2} et un courant de saturation important.

I.2.2.1 Structure cristalline et substrats de croissance du GaN

Les nitrures III-N peuvent cristalliser suivant deux structures cristallines, dont l'une de maille hexagonale (wurtzite) et l'autre de maille cubique. La forme la plus utilisée est la maille de type wurtzite à cause de ses propriétés physiques avantageuses et pour sa facilité de croissance par rapport à l'autre structure.

I.2.2.1.1 Structure cristalline wurtzite des nitrures

La structure wurtzite possède une cellule élémentaire de forme hexagonale constituée de 6 atomes de chaque groupe, et consiste en l'empilement de deux sous réseaux cristallographiques représentant la maille hexagonale comme représentée sur la figure I.2.

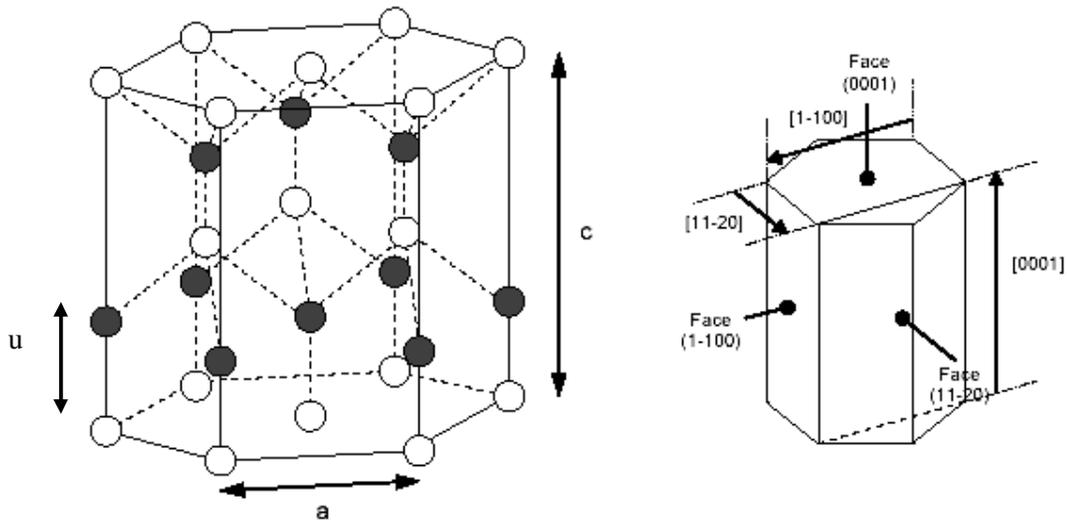


Figure I.2 : Arrangement des atomes et principales directions cristallographiques d'une structure Wurtzite.

Dans cette structure, les paramètres essentiels sont : la longueur limite de l'hexagone de base « a », la hauteur de la maille élémentaire « c », et « u » la longueur de la liaison Ga-N. A température ambiante, ces paramètres sont [5] : $a = 3.1878\text{\AA}$, $u = 0.376\text{\AA}$ et $c = 5.185\text{\AA}$. Le rapport c/a est proche de la valeur attendue théoriquement dans une structure hexagonale qui est égale à $\sqrt{\frac{8}{3}}$.

I.2.2.1.2 substrats de croissance du GaN

Idéalement, le substrat et les couches basses du composant sont réalisés dans le même matériau, éliminant ainsi une interface entre des matériaux présentant des mailles différentes. Malheureusement, la croissance du GaN massif étant très difficile, l'épitaxie du GaN est effectuée sur des substrats de substitution. Les substrats, les plus fréquemment, utilisés sont le saphir, le silicium et le carbure de silicium.

Le saphir Al_2O_3 , est semi-isolant, sa qualité cristalline est très bonne et il est disponible, à moindre coût et dans de grandes dimensions. Ce substrat révèle aussi plusieurs inconvénients, tels que: son fort désaccord de maille avec le GaN d'environ 16% et son fort désaccord de coefficient de dilatation thermique avec le GaN suivant l'axe « a ». De plus, la conductivité thermique du saphir est mauvaise (0.5K/W), ce qui est un facteur hautement limitatif pour les applications aux fortes puissances. Pour atténuer l'effet de désaccord de

maille, on dépose une couche mince d'AlN. Le désaccord de maille résiduel reste important et induit une forte densité de dislocations (de l'ordre de 10^{10}cm^{-2}) [4].

Le silicium est utilisé, lui aussi, comme substrat de croissance pour le GaN. Ce substrat offre l'avantage d'être disponible et à très faible coût, ainsi qu'une meilleure conductivité thermique. C'est pourquoi, le Si couramment utilisé comme substrat de croissance pour les couches de GaN. Les points faibles de ce substrat sont : un fort désaccord de maille de l'ordre de 17% avec le GaN, et une différence du coefficient de dilatation thermique supérieure à 35% [6], ce qui produit une plus grande densité de dislocations. Des techniques de croissance appropriées où des couches de nucléation complexes, composées d'AlN et de GaN réalisées avant la couche GaN principale, sont déposées permettant de réduire ces risques.

Le substrat carbure de silicium SiC, contrairement aux autres cités précédemment, présente un meilleur accord de maille avec le nitrure de gallium GaN, alors il offre des conditions d'épithaxie plus favorables à cause d'un plus faible désaccord de maille et de coefficient thermique respectivement de 3.5% et 25% [5]. De plus, il a l'avantage d'avoir de bonnes propriétés physiques telles qu'une conductivité thermique excellente (4.9W/cmK) permettant une dissipation aisée de la chaleur. Cependant, les inconvénients majeurs de ce substrat sont principalement leur coût important et leur taille réduite disponible (3'').

Le tableau I.2 résume les caractéristiques des substrats usuels pour GaN. Ces dernières sont données en rapport avec les paramètres du GaN, soit un paramètre de maille $a = 3.189 \text{ \AA}$ et un coefficient d'expansion thermique de $5.59 \times 10^{-6} / \text{K}$ [7].

Substrats	Saphir	SiC	Si
gap (eV)	> 9.0 6.22 6.31	3.3/3.0	1.12
Constante diélectrique relative	8.6	9.7	11.8
Conductivité thermique (W/K.cm)	0.5	4.9	1.5
Température de fusion (°C)	2030	2500	1410
Désaccord de maille avec GaN (%)	16	3.5	-17
Désaccord de coefficient d'expansion thermique (%)	-35	25	54

Tableau I-2 : Propriétés des principaux substrats pour le GaN.

I.2.2.2 Les hétéro-structures à base de nitrures

La réalisation d'alliages ternaires à base de nitrure est un grand avantage du GaN par rapport au SiC. En effet, les hétéro-structures réalisables telles que $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ permettent d'avoir des LEDs et LASER couvrant l'ensemble du spectre visible. En microélectronique, les différents gaps des matériaux de ces hétéro-structures permettent d'obtenir des grandes discontinuités de bande de conduction, qui, associées aux polarisations spontanée et piézoélectrique, donnent des densités de porteurs très grandes à l'interface. La gravure du GaN est difficile par voie chimique, c'est pourquoi la plupart des composants à base de ce matériau ont une structure planaire. Ainsi, les MESFET ont été les premiers composants réalisés pour la simplicité de leur structure. L'inconvénient de cette structure est que les électrons se déplacent dans une couche dopée qui limite leur mobilité. Afin de surmonter le problème de la mobilité faible du MESFET, des hétéro-structures à haute mobilité électronique ont été réalisées. Ces structures nommées HEMTs (High Electron Mobility Transistor) ont une grande vitesse de porteurs.

I.2.2.2.1 Propriétés des matériaux III-N

Le tableau I.3 donne à la température 300 K les paramètres de l'AlN, GaN et InN quand ces matériaux sont totalement relaxés [8].

Paramètres	unité	GaN	AlN	InN
Structure Wurtzite à 300 K				
Constante diélectrique statique	1	8.9	8.5	15.3
Gap	eV	3.39	6.2	1.89
Masse effective à 300K	m ₀	0.20	0.48	0.11
Mobilité électronique	cm ² /Vs	1000	135	3200
Vitesse de saturation	cm/s	2.5x10 ⁷	1.4x10 ⁷	2.5x10 ⁷
Champ de claquage	V/cm	> 2.5x10 ⁶		
Conductivité thermique	W/cmK	1.3	2.85	
Température de fusion	°C	> 1700	3000	1100
a ₀ [9]	Å	3.189	3.112	3.54
c ₀ [9]	Å	5.185	4.982	5.705
α [10]	10 ⁻⁶ K ⁻¹	5.6 / 7.7	4.2 / 5.3	
a ₀ /c ₀ [9]	exp	1.6259	1.601	1.6116
a ₀ /c ₀ [11]	cal	1.6336	1.619	1.6270

Tableau I.3 : Propriétés des matériaux III-N

Une interpolation linéaire peut être définie à partir des valeurs du paramètre de maille (a₀) de l'AlN, de l'InN et du GaN. Cette dernière détermine avec une bonne approximation du paramètre de maille a₀ des composés ternaire Al_mGa_{1-m}N et In_mGa_{1-m}N en fonction du taux d'aluminium m, soit :

$$a_0(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N})(\text{Å}) = a_0(\text{GaN}) - 0.077m = 3.189 - 0.077m \quad (\text{Å})$$

$$a_0(\text{In}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N})(\text{Å}) = a_0(\text{GaN}) - 0.351m = 3.189 - 0.351m \quad (\text{Å})$$

I.2.2.2.2 Polarisation spontanée et piézoélectrique

La piézoélectricité est l'aptitude de certains matériaux à produire une charge électrique dipolaire proportionnelle à la contrainte mécanique (traction ou compression) qui les déforme. L'effet piézoélectrique direct résulte essentiellement de l'existence de dipôles électriques internes créés par la séparation à l'échelle de la maille du centre de gravité des charges positives de celui des charges négatives sous l'effet d'une contrainte externe. Ce phénomène est réversible par l'application d'un champ électrique externe. Par le fait qu'ils

sont non-centrosymétriques, les composés III-V sont piézoélectriques. Cette dernière propriété est très importante pour les nitrures à cause de la forte polarisation de la liaison III-N, alors les électrons sont totalement localisés sur l'atome d'azote. En l'absence de contrainte ou de champ externes, certains cristaux présentent une polarisation électrique dite spontanée. Cette classe de cristaux est appelée pyroélectriques, à cause de la variation de la polarisation spontanée avec la température. Cette classe est composée de matériaux ferroélectriques tels que les nitrures d'éléments III (GaN, AlN, InN et leurs alliages).

a/ Polarisation spontanée

Les composés cristallins non-centrosymétriques présentent deux séquences de couches atomiques dans les deux directions parallèles opposées à certains axes cristallographiques, et par conséquent, deux polarités peuvent être observées le long de ces axes.

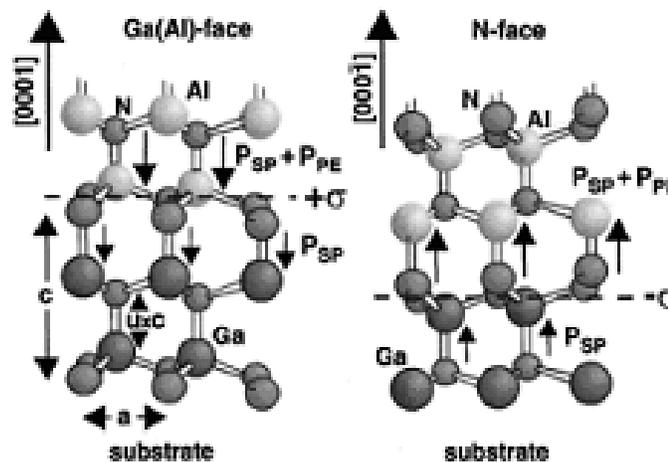


Figure I.3 : Représentation des séquences de couches d'atomes donnant lieu à deux polarités différentes.

Pour des composés binaires Ga-N de type Wurtzite, la séquence des couches d'atomes des constituants Ga et N est inversée le long des directions $[0001]$ et $[000\bar{1}]$. Alors les faces Ga et N sont respectivement associées aux directions $[0001]$ et $[000\bar{1}]$. Sachant que le vecteur de la polarisation spontanée est orienté de l'atome d'azote vers celui du gallium, les structures (a) et (b) de la figure I.3 présentent une polarisation spontanée de signe opposé.

Dans le GaN hexagonal, il y a apparition d'une succession de dipôles orientés dans la direction $[0001]$, et création alors d'un champ électrique dans le sens opposé à cette polarisation. Le GaN hexagonal relaxé possède ainsi une polarisation spontanée suivant l'axe

« c » sans excitation extérieure appliquée. Tous ça, peut être schématisé par le dessin de la figure.I.4.

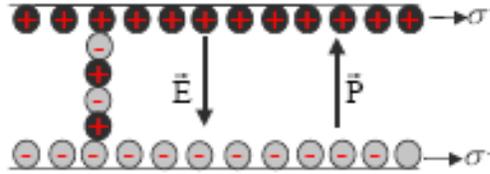


Figure I.4 : Génération d'un champ électrique E par la polarisation spontanée

En d'autres termes, un échantillon de GaN, wurzite épitaxié suivant l'axe « c », présente sur chacune de ses deux faces des densités de charges fixes identiques mais de signes opposés. Ce matériau est par définition naturellement polarisé sans l'apport extérieur d'un champ électrique : c'est la polarisation spontanée. Dans une hétérostructure AlGaN/GaN, les valeurs numériques de la polarisation spontanée suivant l'axe « c » de différents nitrures d'éléments III sont résumées dans le tableau I.4. Ces données issues de la littérature ont été déterminées théoriquement par F. Bernardini *et al* [11]

	GaN	AlN	InN
$P_{sp}(C/m^2)$	-0.029	-0.081	-0.032

Tableau I.4 : Valeurs numériques théoriques de P_{sp}

Les valeurs des polarisations spontanées du tableau I.4 sont négatives, signifiant que le vecteur P_{sp} est orienté dans le sens opposé à la direction [0001], c'est dans le cas d'une hétérostructure GaN à face Ga. Par contre, si la structure est à face N, l'orientation du vecteur de polarisation spontanée est dans le sens inverse soit $P_{sp} > 0$. Une loi linéaire représentant l'évolution de la polarisation spontanée du composé ternaire $Al_mGa_{1-m}N$ en fonction du taux d'aluminium m peut être établie à partir des valeurs de polarisation spontanée de AlN et GaN.

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

b/ Polarisation piézoélectrique :

Les matériaux piézo-électriques sont des diélectriques particuliers qui permettent de transformer l'énergie de déformation élastique en énergie électrique, et inversement. Plus précisément, la piézoélectricité est la capacité de certains matériaux à se polariser lorsqu'ils sont contraints mécaniquement, la charge apparaissant à leur surface étant proportionnelle à

la déformation engendrée. Si ces matériaux sont des cristaux constitués par des paires non-centrosymétriques tel que le GaN (cubique ou hexagonal), on observe une modification des moments dipolaires liés à la variation des distances inter atomiques.

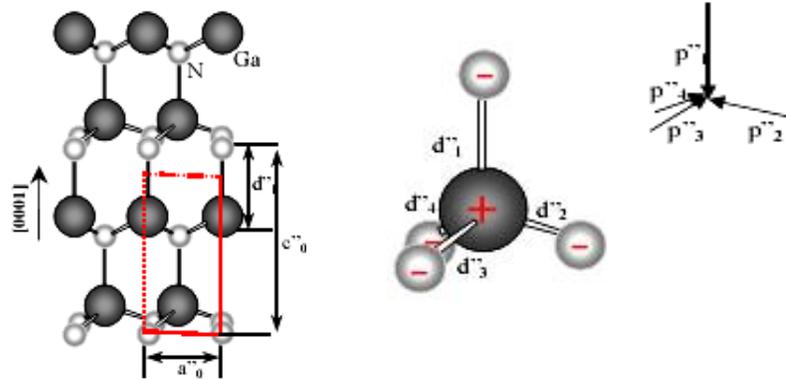


Figure I.5 : Plan d'atomes d'une structure wurtzite de GaN contrainte et répartition des moments dipolaires (Face Ga).

La figure I.5 illustre le phénomène piézoélectrique d'une couche de nitrure de gallium contrainte. Dans le cas d'une hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$, les forces externes sont générées par le désaccord de maille existant entre les deux matériaux.

Cette polarisation sera notée P_{pz} et elle donnée par l'expression [12] :

$$P_{pz} = 2 \frac{(a - a_0)}{a_0} \left(e_{31} - e_{31} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad C/m^2,$$

Avec:

- e_{31} , e_{33} sont les coefficients piézo-électriques.
- C_{13} , C_{33} sont les constantes élastiques.
- a_0 , c_0 sont les constantes de maille d'un matériau sous aucune contrainte.
- a est la constante de maille d'un matériau contraint.

Il faut noter que les coefficients e_{33} , C_{13} , C_{33} sont toujours positifs, alors que e_{31} est négatif : le terme $(e_{31} - e_{31} \frac{C_{13}}{C_{33}})$ sera donc négatif, il en résulte que pour une déformation en tension biaxiale du cristal, (couches de GaN soumises à une contrainte extensive $a > a_0$), la polarisation piézoélectrique est négative comme la polarisation spontanée (figure I.6.a) et pour une déformation en compression, la polarisation piézoélectrique est positive contrairement à la polarisation spontanée (figure I.6.b).

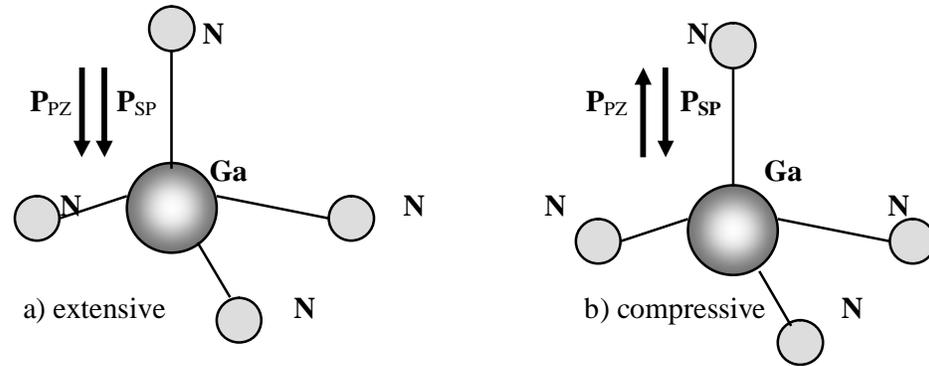


Figure I.6 : Polarisation piézoélectrique dans le GaN.

Le tableau I.5 résume les valeurs numériques des constantes piézoélectriques et élastiques de GaN, AlN et InN issues de la littérature [11] [13].

	GaN	AlN	InN
e_{31} (C/m ²)	-0.49	-0.60	-0.57
e_{33} (C/m ²)	0.73	1.46	-0.97
C_{13} (GPa)	103	108	92
C_{33} (GPa)	405	373	224

Tableau I.5 : Valeurs numériques des constantes piézoélectriques et élastiques de GaN, AlN, InN

Comme pour la polarisation spontanée, une interpolation linéaire est également utilisée à partir des valeurs obtenues du GaN et AlN pour représenter l'évolution des constantes piézoélectriques (e_{31} , e_{33}) et des constantes élastiques (C_{13} , C_{33}) du composé ternaire $Al_mGa_{1-m}N$ en fonction du taux d'aluminium m .

$$\left\{ \begin{array}{ll} e_{31} = (-0.11m - 0.49) & (\text{C/m}^2) \\ e_{33} = (0.73m + 0.73) & (\text{C/m}^2) \\ C_{13} = (5m + 103) & (\text{GPa}) \\ C_{33} = (-32m + 405) & (\text{GPa}) \end{array} \right.$$

Les polarisations spontanées et piézoélectriques pour les matériaux GaN et AlN sont environ dix fois plus importantes que dans les matériaux III-V conventionnels (GaAs, InP). La polarisation spontanée peut générer des champs électriques de 3 MV/cm dans les matériaux de type III-N et la contrainte de la couche supérieure des hétérostructures AlGaN/GaN ou InGaN/GaN peut produire un champ piézoélectrique d'environ 2 MV/cm. Ceci engendre des champs électriques permettant la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons avec des densités de porteurs très élevées.

I.2.2.3 Concentration de porteurs dans une hétérojonction AlGaN/GaN

À partir des données précédentes, nous avons calculé la densité de charges fixes σ développées à l'interface d'une hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ à face Ga, en supposant que le GaN est totalement relaxé et l'AlGaN contraint en tension. La structure est représentée dans la figure I.7, où seules les charges fixes positives et négatives ont été représentées. La couche du GaN, n'étant pas contrainte, elle présente des charges positives et négatives moins importantes que dans l'AlGaN, ces dernières ne sont pas représentées sur la figure I.7

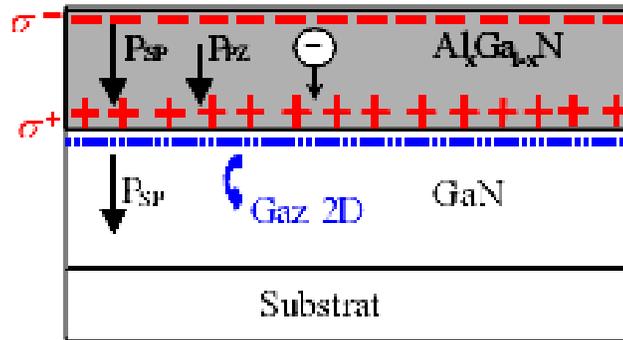


Figure I.7 : Structure AlGaN/GaN à face Ga, où GaN est relaxé et AlGaN contraint en tension

La densité de charges aux interfaces est la différence entre la somme des champs de polarisation dans la couche d'AlGaN et celle de GaN :

$$s = P_{SP_{AlGaN}}(m) + P_{PZ_{AlGaN}}(m) - P_{SP_{GaN}}(m)$$

Avec:

$$P_{PZ_{AlGaN}}(m) = 2 \frac{a - a_0(m)}{a_0(m)} \left(e_{31}(m) - e_{33}(m) \frac{C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right) \quad C/m^2$$

$$P_{SP_{AlGaN}} = -0.052m - 0.029 \quad C/m^2$$

I.3 Le transistor HEMT AlGaN/GaN

I.3.1 Historique

Les premiers transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor) sont apparus en 1980 (Fujitsu, Thomson) [14] [15], où ils sont apparus comme une évolution des transistors de type MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) élaborés à partir des semi-conducteurs III-V de type GaAs. En 1985, le HEMT est présenté comme un composant micro-onde unique au monde, ayant les plus faibles caractéristiques en bruit. Dans les premiers temps, ce transistor a été utilisé dans un radiotélescope. Plus tard, ce composant sera implanté dans les récepteurs de télévision pour capter des signaux des satellites (36000km d'altitude) [1]. De plus en plus, les applications à faible bruit et à faible consommation, mais les hautes fréquences restent son application naturelle [16].

Ce composant est largement utilisé dans les systèmes de télécommunications terrestres et spatiales, dans les radiotélescopes, dans les récepteurs de télévision par satellite, ..., dans bons nombres de systèmes électroniques, des téléphones portables aux véhicules automobiles. La figure I.8 présente de façon chronologique les meilleures performances obtenues avec des transistors HEMTs GaN [4].

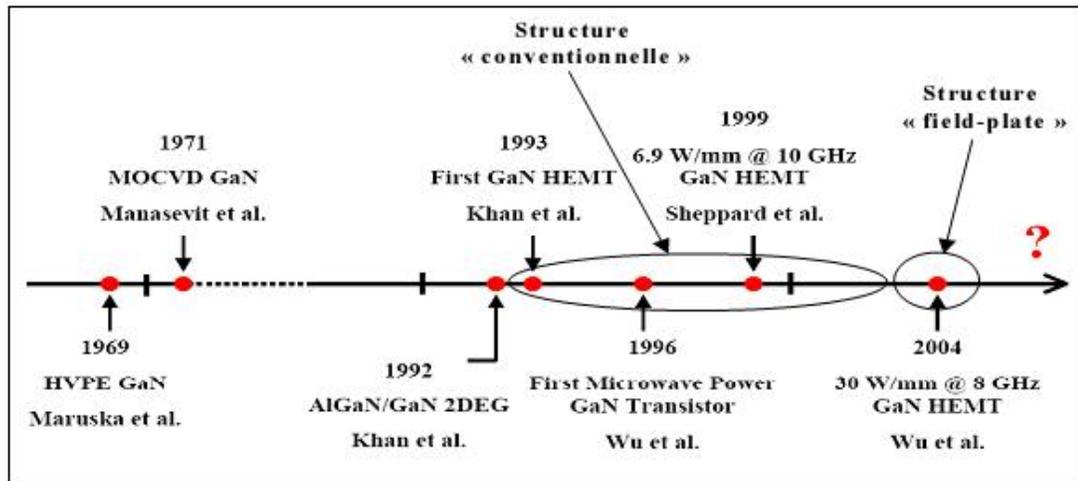


Figure I.8 : Principaux résultats obtenus en termes de puissance et de fréquence à partir de transistors HEMTs GaN

I.3.2 Principe de fonctionnement

Le principe du HEMT est basé sur l'hétérojonction entre semi-conducteurs à grand et petit gap. Pour mieux comprendre son fonctionnement, nous allons étudier brièvement les structures de bande des matériaux mis en jeu dans un HEMT AlGaN/GaN.

L'hétérojonction formée par la juxtaposition de deux matériaux dont les largeurs de bande interdite sont différentes, l'un présentant un large gap (AlGaN) et l'autre un plus faible (GaN), entraîne la formation d'une discontinuité de la bande de conduction à l'interface.

Après contact des deux matériaux et à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi des deux semiconducteurs s'alignent. 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. La figure I.9 montre les niveaux d'énergie à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle.

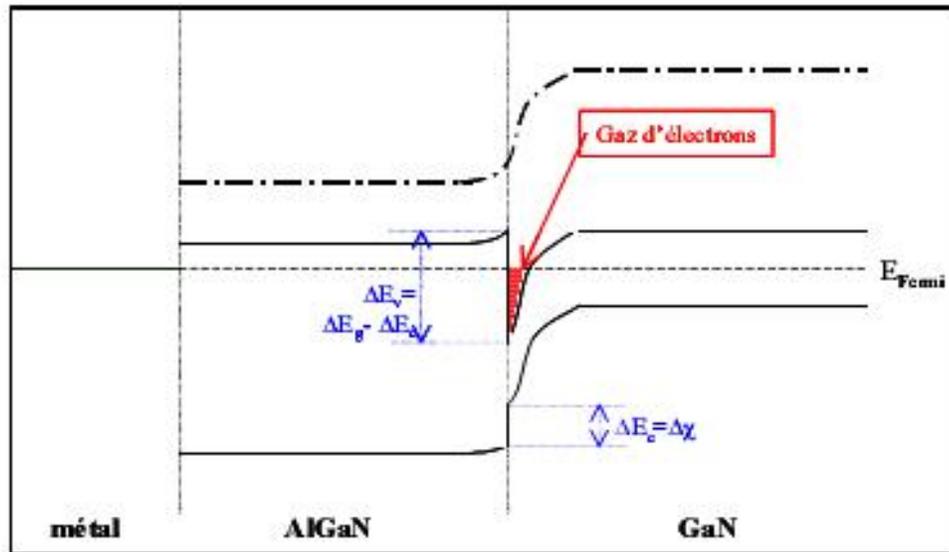


Figure I.9 : Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle

La bande de conduction du matériau à plus faible gap va se courber et sera traversée par le niveau de Fermi E_F de la structure. Nous pouvons observer la formation d'un puits quantique à l'interface, dans le matériau de plus faible largeur de bande interdite. Ce puits reste cantonné dans la partie supérieure du matériau à plus faible gap non dopé car, au-

dessus, le matériau de plus grande largeur de bande interdite joue le rôle de barrière. C'est dans ce puits que se regroupent les charges libres entraînant le phénomène de conduction à l'origine de la formation d'un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG). La densité de porteurs dans ce canal dépendra du niveau de Fermi dans la bande interdite du matériau (niveau de dopage), de la différence de largeur de cette bande entre les deux matériaux (ΔE_g) et du dopage considéré.

I.3.3 Présentation générale d'un transistor HEMT AlGaN/GaN

La structure générale d'un HEMT est constituée essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à large bande interdite et un matériau à plus faible bande interdite. Comme nous l'avons déjà 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. La figure I.10 présente la structure de base d'un HEMT.

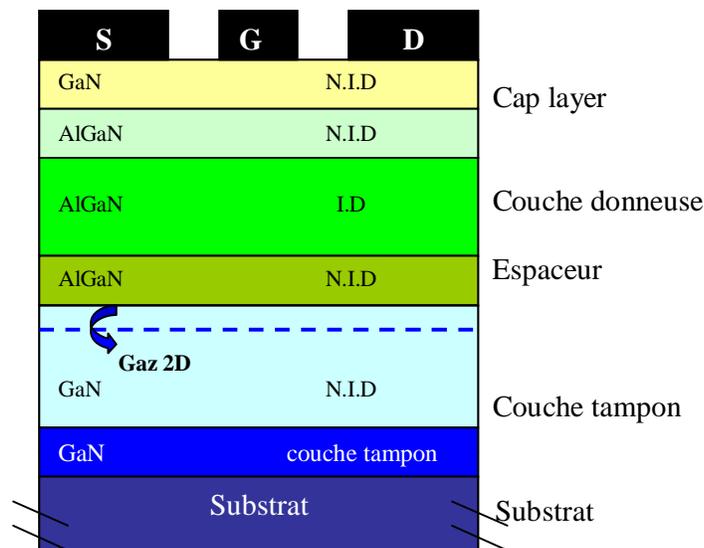


Figure I.10 : Structure générale du transistor HEMT

I.3.4 Rôles des différentes couches

I.3.4.1 Substrat

Les substrats de nitrure de gallium sont encore très peu utilisés. On a donc recours à des substrats de matériaux différents, sur lesquels on fait une croissance d'une couche de

cristaux de nitrure de gallium. Les matériaux les plus utilisés sont actuellement le carbure de silicium, le saphir et le silicium.

I.3.4.2 Couche tampon

Egalement appelée buffer. Cette couche se constitue du matériau de plus petit gap, généralement 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. Cette couche est utilisée pour limiter la propagation des dislocations dans toute la structure. Ces dislocations sont généralement dues aux désaccords de maille et de coefficient de dilatation thermique entre le GaN et le matériau du substrat SiC.

I.3.4.3 Espaceur

Cette couche, appelée « spacer », est réalisée à partir du matériau de plus large gap, dans notre cas il s'agit de l'AlGaN. Ce film non intentionnellement dopé permet l'isolation spatiale entre les ions donneurs dans la couche dopée et les électrons dans le puits quantique, et ainsi améliorer la mobilité de ces derniers. En effet, sans cette couche les électrons du canal seraient fortement attirés par les atomes donneurs de la couche donneuse et seraient confinés par conséquent à l'interface AlGaN/GaN. Cette zone d'interaction présente des défauts cristallins qui limitent la mobilité des électrons. Grâce à l'espaceur l'attraction des donneurs ionisés est atténuée, les électrons sont moins confinés à l'interface ce qui leur donne une meilleure mobilité. Le temps de transit des électrons sous la grille est fortement diminué ce qui permet de réaliser des transistors à effet champ à fréquence de coupure élevée. 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.

I.3.4.4 Couche donneuse

Matériau grand gap AlGaN dopé. Le dopage de type n peut être réalisé en insérant, durant la croissance, des atomes de silicium dont la densité est comprise entre 1×10^{18} et $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Le dopage est utilisé pour augmenter la densité de porteurs dans le canal. 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.

I.3.4.5 Cap layer

La couche superficielle, appelée cap layer, Non intentionnellement dopée de type n et de petit gap, produit de bons contacts ohmiques de drain et de source. Cette fine couche de nitrure de gallium permet de réduire les résistances d'accès.

I.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principales caractéristiques physiques des matériaux grands gap et spécialement celles du nitrure de gallium pour des applications de puissance hautes fréquences. En effet, il présente tous les critères nécessaires à la réalisation de transistor de puissance très large bande. Même si la technologie n'est pas encore totalement mature et la réalisation des composants pas totalement maîtrisée le GaN s'avance néanmoins comme le matériau le plus prometteur. Il laisse espérer l'obtention de densités de puissance supérieures à celles atteintes aujourd'hui. Nous avons rappelé, l'influence de la polarisation spontanée et piézoélectrique la densité de charges dans le canal. Enfin, on a présenté la structure générale du transistor HEMT, son principe de fonctionnement, ainsi que le rôle de ces différentes couches.

Chapitre II

Détermination de la densité des porteurs dans le 2DEG
et du courant
dans les HFETS ALGAN/GAN

DETERMINATION DE LA DENSITE DES PORTEURS DANS LE 2DEG ET DU COURANT DANS LES HFETS ALGAN/GAN

II.1 Introduction

Comme nous l'avons évoqué précédemment, des nouvelles technologies voient le jour afin de répondre au besoin croissant de puissance en hautes fréquences dans les applications des télécommunications. Afin d'éviter la multiplication des réalisations, une phase de simulation et d'optimisation est nécessaire, au cours de laquelle nous cherchons à modéliser au mieux les différents phénomènes.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les caractéristiques théoriques des différentes structures que nous avons étudiées. Pour chaque structure, nous représentons schématiquement son diagramme énergétique et nous allons aussi déterminer théoriquement la densité surfacique des porteurs présents à l'interface AlGaN/GaN, ainsi que le courant produit par ces transistors. La densité du gaz bidimensionnel n_s est déterminée par un calcul auto-cohérent en résolvant l'équation de Schrödinger et de Poisson. Afin de simplifier ces calculs plusieurs approximations ont été utilisées :

- Ø Résolution de l'équation de Schrödinger dans l'approximation de la masse effective [17]
- Ø Les électrons voient une barrière infinie à l'interface AlGaN/GaN où se trouve le gaz bidimensionnel d'électrons.
- Ø L'approximation du puits triangulaire [18].

L'étude a été effectuée sur trois structures différentes. La résolution de l'équation de Poisson permet d'établir la relation $n_s(V_G, E_F)$ et la résolution de l'équation de Schrödinger donne la relation $n_s(E_F)$.

II.2 Etude de la structure I

La figure II.1 représente la structure de base d'un transistor HEMT, constituée de plusieurs couches de différents semi-conducteurs ($\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$), placées sous les électrodes. Ces couches constituent une hétérojonction entre un premier semiconducteur GaN et un second semiconducteur $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ ayant un gap qui dépend de la fraction molaire de l'aluminium, qui est toujours plus élevé que celui de GaN. Une des qualités de cette hétérostructure est la facilité de réaliser un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) à l'interface grâce aux polarisations spontanée et piézoélectrique avec une concentration d'électrons supérieure à 10^{13}cm^{-3} . Ces densités sont obtenues sans aucun dopage, simplement en raison de la seule différence de polarisations spontanées entre les deux matériaux [19].

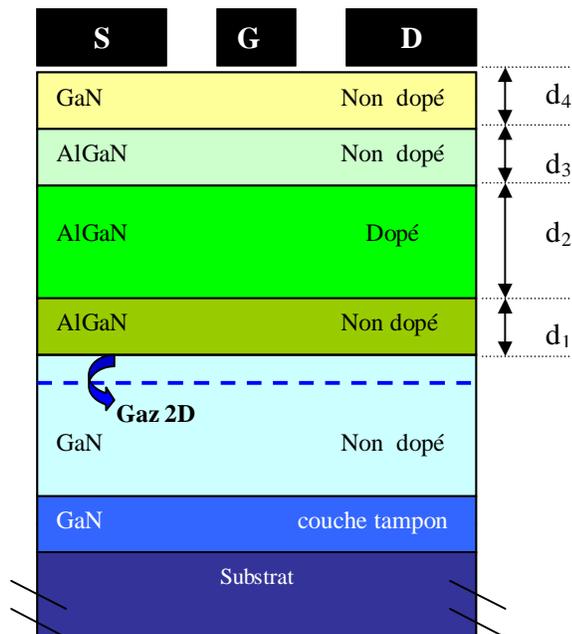


Figure II.1 : Structure I – Schéma en coupe

II.2.1 Description de la structure

La structure I est composée d'une hétérostructure d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$. Ainsi sur une couche de substrat, est placée une mince couche de GaN qui sert à commencer la croissance de la structure, son but est d'absorber une partie de la contrainte, liée au désaccord de maille entre le substrat et le GaN, et limiter aussi la propagation de ces dislocations dans le reste de

la structure. Une couche de GaN non intentionnellement dopée est ensuite déposée. Elle possède la plus petite bande interdite qui va supporter le canal d'électrons. Cette couche est considérée comme étant complètement relaxée de sorte que le champ piézoélectrique dans cette couche est nul. Elle doit avoir une épaisseur importante permettant ainsi d'écarter le canal des zones possédant un fort taux de dislocations. En effet, plusieurs auteurs ont montré que la densité de défauts cristallins diminue à la surface au fur et à mesure que l'épaisseur de la cette couche augmente. Cette couche est appelé « buffer»[20]. Ensuite, une couche d'AlGaIn est déposée afin de créer de forte discontinuité de bande de conduction et de champs de polarisation, permettant la mise en place du gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface entre l'AlGaIn et le GaN. Cette couche est constituée de trois parties distinctes:

- Ø La première partie, est non intentionnellement dopée et appelée couche barrière ou espaceur. Cette couche empêche les fonctions d'ondes des électrons du canal de pénétrer dans l'AlGaIn, améliorant ainsi le confinement électronique et la mobilité des porteurs.
- Ø La deuxième couche, est une couche dopée de type n. Cette couche contribue grâce à son fort dopage à fournir en porteurs le gaz bidimensionnel. Sa contribution maximale à n_s se produit lorsque l'ensemble des dopants est activé et ionisé sur la profondeur dopée.
- Ø La troisième couche, est non intentionnellement dopée. Le but de cette couche est de permettre de réaliser un contact Schottky, ou redresseur, de bonne qualité. En effet, il est très difficile de réaliser un contact redresseur correct sur une couche fortement dopée puisque la courbure de bande de conduction favorise le passage du courant effet tunnel.

La couche superficielle, appelée cap layer, non intentionnellement dopée de type n et de petit gap, produit de bons contacts ohmiques de drain et de source. Cette fine couche de nitrure de gallium permet de réduire les résistances d'accès.

II.2.2 Détermination de la densité d'électrons n_s dans le canal

II.2.2.1 Diagramme énergétique

Le diagramme énergétique des bandes de la structure I est schématisé sur la figure II.2. Le dopage résiduel non intentionnel est considéré nul, la charge d'espace dans les couches non dopées est également nulle et le champ électrique est constant. On suppose aussi que tous les donneurs de la couche d'AlGaIn dopée sont ionisés, La densité d'accepteur est

négligeable et le dopage est homogène. Le champ électrique varie linéairement et la densité de charges dans cette couche est constante (égale à N_D). La forme du puits de potentiel à l'interface inférieure AlGaIn/GaN engendre une distribution des électrons dans le canal de type exponentielle.

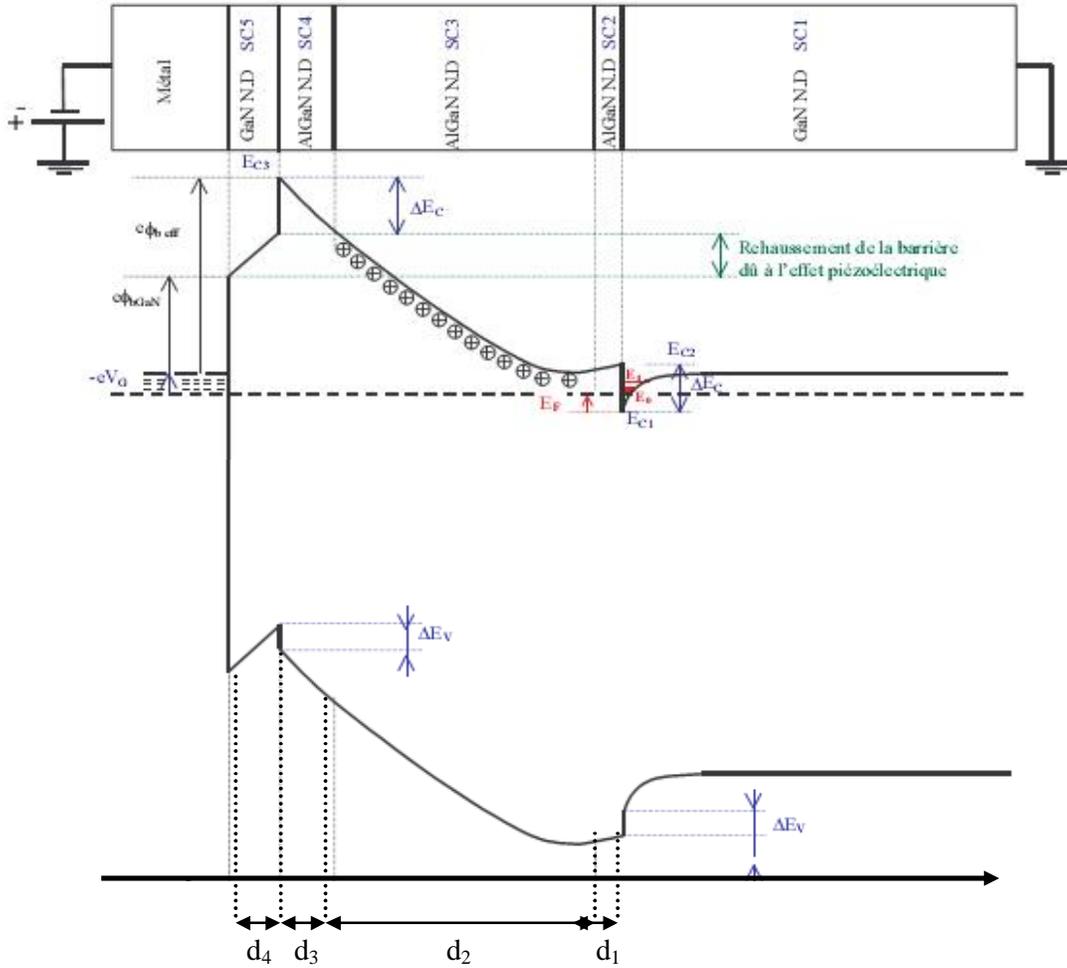


Figure II.2 : Diagramme énergétique de la structure I

II.2.2.2 Détermination de la relation $n_s(V_G, E_F)$

Le calcul de la densité du gaz bidimensionnel $n_s(V_G, E_F)$ nécessite la résolution de l'équation de Poisson dans les semiconducteurs AlGaIn et la couche GaN du cap layer en prenant en compte la présence de charges piézoélectriques aux interfaces dans les équations de continuité.

Nous obtenons la relation $n_s(V_G, E_F)$ suivante :

$$n_s(V_G, E_F) = \frac{e_2}{qD} \left(V_G - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \quad (\text{II-1})$$

Avec
$$D = d_1 + d_2 + d_3 + \frac{e_2}{e_1} d_4$$

ϵ_1, ϵ_2 sont les permittivités du GaN et $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ respectivement.

V_{th} est la tension de seuil, son expression est donnée par :

$$V_{th} = - \left(\frac{qN_D d_2}{e_2} \left[d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{e_2}{e_1} d_4 \right] - \frac{E_{b\text{GaN}}}{q} + \frac{S^-}{e_1} d_4 + \frac{S^+}{e_2} D \right) \quad (\text{II-2})$$

Dans cette expression, on voit apparaître un terme dépendant du dopage N_D et deux termes proportionnels aux densités de charges piézoélectriques σ^+ et σ^- présentent à l'interface entre l'espaceur et la couche du GaN, portant le canal d'électrons et l'interface entre la face supérieure de l'AlGaIn et la couche du cap layer respectivement. V_{th} est d'autant plus grand que l'effet piézoélectrique est important pour un dopage donné.

Tous les paramètres de la relation II-2 sont connus, excepté la hauteur de barrière métal-GaN, $E_{b\text{GaN}}$. Les densités de charges σ^- et σ^+ sont données en valeur absolue par :

$$|S^+| = |P_{SP\text{AlGaIn}}(m) + P_{PZ\text{AlGaIn}}(m) - P_{PZ\text{GaN}} - P_{SP\text{GaN}}| \quad (\text{II-3})$$

Avec

$$P_{SP\text{GaN}} = -0.029 \quad \text{C} / \text{m}^2$$

$$P_{SP\text{AlGaIn}} = -0.052m - 0.029 \quad \text{C} / \text{m}^2$$

$$P_{PZ\text{GaN}} = 2 \frac{a - a_0(0)}{a_0(0)} \left(e_{31}(0) - e_{33}(0) \frac{C_{13}(0)}{C_{33}(0)} \right) \quad \text{C} / \text{m}^2$$

$$P_{PZ\text{AlGaIn}}(m) = 2 \frac{a - a_0(m)}{a_0(m)} \left(e_{31}(m) - e_{33}(m) \frac{C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right) \quad \text{C} / \text{m}^2$$

La hauteur de barrière Métal-GaN est donnée par la différence du travail de sortie du métal $q\phi_m$ avec l'affinité électronique du semiconducteur $q\chi_{\text{GaN}}$.

$$E_{b\text{GaN}} (\text{eV}) = q\phi_m - q\chi_{\text{GaN}} \quad (\text{II-4})$$

Pendant, l'existence d'états de surface ne permet pas d'utiliser la relation théorique II-4 pour déterminer la hauteur de barrière métal-GaN. Pour s'approcher au mieux de la

hauteur de barrière, une expression empirique de la littérature est utilisée tenant plus ou moins compte des états de surface [21].

$$E_b \text{ (eV)} = 0.70(q\phi_m - q\chi_{\text{GaN}}) \quad (\text{II-5})$$

L'expression de la hauteur de barrière effective $E_{b,eff}$ est donnée par la relation suivante :

$$E_{b,eff} = E_{b_{\text{GaN}}} + \Delta E_c - \frac{q^2 N_D d_2}{e_1} d_4 + qE_1(0)d_4 \quad (\text{II-6})$$

Le terme ΔE_c correspond à la discontinuité de la bande de conduction à l'interface AlGaIn/GaN. En théorie ce terme correspond à la différence des affinités électroniques des deux matériaux. Cependant, comme pour la hauteur de barrière, les états d'interface induisent une modification de la valeur de la discontinuité des bandes [7]. Alors, nous utilisons une relation empirique [21] :

$$\Delta E_c = 0.70(qc_{\text{AlGaIn}} - qc_{\text{GaN}}) \quad (\text{II-7})$$

On remarque que tous les paramètres de l'équation $n_s(V_G, E_F)$ sont connus, excepté le niveau de Fermi E_F , et par conséquent, sa résolution nécessite une autre relation reliant E_F à la densité surfacique de porteur n_s . Cette relation $n_s(E_F)$ est obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger.

II.2.2.3 Détermination de la relation $n_s(E_F)$

Dans l'hétérojonction, AlGaIn/GaN, les électrons sont confinés dans un puits de potentiel très étroit. Ces porteurs libres se comportent alors comme un gaz bidimensionnel d'électrons dont le mouvement est libre dans le plan (xy) de la structure et quantifié dans la direction (z).

La résolution de l'équation de Schrödinger, montre que les états électroniques des électrons sont distribués dans des sous-bandes d'énergie dans lesquelles la densité d'états est constante et donnée par

$$g_i(E) = \frac{dN(E)}{dE} = \frac{m_e}{p \hbar^2} \quad (\text{II-8})$$

A la température T, la population de chaque sous-bande est donnée par

$$n_i = \int_{E_i}^{\infty} g_i(E) f(E) dE \quad \text{Avec} \quad f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}}$$

$f(E)$: fonction de Fermi-Dirac qui représente la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un électron à la température T.

$$n_i = \frac{m_e}{p \hbar^2} kT L n \left(1 + e^{(E_F - E_i)/kT} \right) \quad (\text{II-9})$$

La densité totale d'électrons dans la couche d'accumulation est donnée par $n = \sum_i n_i$ soit

$$n_s = \frac{m_e}{p \hbar^2} kT \sum_i L n \left(1 + e^{(E_F - E_i)/kT} \right) \quad (\text{II-10})$$

L'énergie E_i du bas de chaque sous-bande est donnée dans l'approximation du puits triangulaire par

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_2} \right)^{1/3} \left(\frac{3p q^2 n}{4e_{GaIn}} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad (\text{II-11})$$

En posant

$$g_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_2} \right)^{1/3} \left(\frac{3p q^2}{4e_{GaIn}} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad (\text{II-12})$$

Alors, on obtient

$$E_i = g_i n^{2/3} \quad (\text{II-13})$$

Par conséquent, le nombre d'équations est suffisant pour calculer la densité surfacique d'électrons dans le gaz d'électrons bidimensionnels.

II.2.2.4 Détermination de la relation $n_s(V_G)$

L'intégration de l'équation de Poisson dans l'AlGaIn a permis d'exprimer la relation de $n_s(V_G, E_F)$, et la résolution de l'équation de Schrödinger nous à donner la relation $n(E_F)$ et le niveau d'énergie E_i de chaque sous bande. Nous avons limité la population électronique de la couche d'accumulation aux deux premières sous bandes et nous avons considéré le GaN totalement relaxé. Le système d'équation à résoudre ne présente pas de solutions analytiques exactes et nécessite une résolution auto-cohérente.

$$\left\{ \begin{array}{l} n_s(V_G, E_F) = \frac{e_2}{qD} \left(V_G - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \end{array} \right. \quad (\text{II-14})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_s(E_F) = \frac{m_e}{p \hbar^2} kT L n \left[\left(1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left(1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right] \end{array} \right. \quad (\text{II-15})$$

Avec

$$E_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_2} \right)^{1/3} \left(\frac{p q^2 n_s}{e_{GaIn}} \left(\frac{9}{16} \right) \right)^{2/3}, \quad E_0 = g_0 n_s^{2/3}$$

$$E_1 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_2} \right)^{1/3} \left(\frac{p q^2 n_s}{e_{GaIn}} \left(\frac{21}{16} \right) \right)^{2/3}, \quad E_1 = g_1 n_s^{2/3}$$

$$V_{th} = - \left(\frac{q N_D d_2}{e_2} \left[d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{e_2}{e_1} d_4 \right] - \frac{E_{bGaIn}}{q} + \frac{S^-}{e_1} d_4 + \frac{S^+}{e_2} D \right)$$

$$m_e = 0.2 m_0$$

$$D = d_1 + d_2 + d_3 + \frac{e_2}{e_1} d_4$$

$$e_1 = e_{GaIn} = 9.5$$

$$e_2 = e_{AlGaIn} = 0.5m + 9.5$$

$$E_{b_{eff}} = E_{bGaIn} + \Delta E_c + \frac{q^2 d_2}{e_1} d_4 (n_s - N_d d_2)$$

$$E_{bGaIn} = 0.8 \text{ eV}$$

$$\Delta E_c = 0.7 (E_{G_{AlGaIn}} - E_{G_{GaIn}})$$

$$E_{G_{AlGaIn}}(m) = 6.13m + 3.39(1-m) - m(1-m) \text{ eV}$$

$$E_{G_{GaIn}} = 3.39 \text{ eV}$$

$$|S| = \left| P_{SP_{AlGaIn}}(m) + P_{PZ_{AlGaIn}}(m) - P_{SP_{GaIn}} \right|$$

$$P_{SP_{AlGaIn}} = -0.052m - 0.029 \text{ C/m}^2$$

$$P_{PZ_{AlGaIn}}(m) = 2 \frac{a - a_0(m)}{a_0(m)} \left(e_{31}(m) - e_{33}(m) \frac{C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right) \text{ C/m}^2$$

$$a = 3.189 \text{ A}^\circ$$

$$a_0(m) = (-0.077m + 3.189) \text{ A}^\circ$$

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

$$e_{33}(m) = (0.73m + 0.73) \text{ C/m}^2$$

$$C_{31}(m) = (5m + 103) \text{ G/Pa}$$

$$C_{33}(m) = (-32m + 405) \text{ G/Pa}$$

A partir des données précédentes, nous pourrions déterminer la densité des électrons dans le puits de potentiel pour trois gammes de polarisation spécifiques : régime de faible, moyen et forte inversion.

II.2.2.4.1 Régime de faible inversion

Pour les faibles densités d'électrons à l'interface : le niveau de Fermi se situera au-dessous de la première sous bande.

$$E_F - E_0 < 0 \quad \text{alors} \quad e^{(E_F - E_0)/kT} = e$$

On sait que $Ln(1+e) = e$

L'équation II-15 devient alors :

$$n_s(E_F) = BkTe^{(E_F/kT)} \left[e^{-(E_0/kT)} + e^{-(E_1/kT)} \right] \quad (\text{II-16})$$

$$\text{Avec } B = \frac{m_e}{p \hbar^2}$$

Dans ce régime E_0 et E_1 sont inférieurs à kT de sorte que : $e^{-(E_0/kT)} = 1$ ceci permet d'écrire l'équation II-16 sous la forme suivante :

$$n_s = 2BkT.e^{E_F/kT} \quad (\text{II-17})$$

Ainsi l'énergie de Fermi E_F est liée à la densité électronique par la relation :

$$E_F = kTLn \left[\frac{n_s}{2BkT} \right] \quad (\text{II-18})$$

On reportant l'expression de E_F dans l'équation II-14 et en supposant que la densité d'électrons est faible par rapport à la densité d'états associée aux deux premières sous bandes, rendant le terme logarithmique très inférieur à 1, on obtient :

$$n_s = 2BkT \exp \left[\frac{q(V_G - V_{th})}{kT} \right] \quad (\text{II-19})$$

On notera qu'en régime de faible inversion le puits de potentiel est large et pas trop profond, il en résulte que la quantification des états électroniques est faible, et la structure présente un décalage par rapport à un gaz d'électrons bidimensionnel.

II.2.2.4.2 Régime d'inversion moyenne

Le niveau de Fermi se situe au fond du puits de potentiel, juste quelques kT en dessous de la bande de conduction. Ainsi l'équation II-15 peut être écrite sous la forme:

$$n_s = n_{s0} \exp\left[\frac{E_F}{kT}\right] \cong n_{s0} \left(1 + \frac{E_F}{kT}\right) \quad (\text{II-20})$$

En combinant l'équation (II-14) et (II-20), on trouve :

$$E_F = \frac{qe_2 kT \left(V_G - V_{th} - \frac{qD n_{s0}}{e_2} \right)}{q^2 D n_{s0} + e_2 kT} \quad (\text{II-21})$$

Alors la densité des électrons est donnée par :

$$n_s = n_{s0} \cdot \exp\left[\frac{qe_2 \left(V_G - V_{th} - \frac{qD n_{s0}}{e_2} \right)}{q^2 D n_{s0} + e_2 kT} \right] \quad (\text{II-22})$$

Où n_{s0} est la densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique à $E_F = 0$, et qui peut être obtenue par la solution auto-cohérente [22].

II.2.2.4.3 Régime de forte inversion

En régime de forte inversion, la densité électronique dans le canal devient suffisamment importante pour que le niveau de Fermi passe au-dessus du bas de la deuxième sous bande E_1 , alors :

$$\exp\left(\frac{E_F - E_0}{kT}\right) \gg 1$$

L'équation II-15 devient

$$n_s = B[2E_F - E_0 - E_1] \quad (\text{II-23})$$

Alors l'expression de E_F peut être déduite :

$$E_F = \frac{n_s}{2B} + \frac{E_0 + E_1}{2} \quad (\text{II-24})$$

On sait que,

$$B = \frac{m_e}{\pi \hbar^2}, \quad E_0 = g_0 n_s^{2/3} \quad \text{et} \quad E_1 = g_1 n_s^{2/3}$$

En explicitant les expressions de E_0 et E_1 dans l'équation de E_F on obtient

$$E_F = \frac{n_s}{2B} + \frac{g_0 + g_1}{2} n_s^{2/3} \quad (\text{II-25})$$

En reportant cette expression dans l'équation II-14 on obtient :

$$n_s \left(1 + \frac{e_2}{2q^2 DB} \right) + \frac{e_2}{2q^2 D} \frac{g_0 + g_1}{2} n_s^{2/3} = \frac{e_2}{qD} (V_G - V_{th}) \quad (\text{II-26})$$

En régime de forte inversion, le terme linéaire en n_s est prépondérant de sorte que la densité d'électrons suit une loi sensiblement linéaire donnée par :

$$n_s = A(V_G - V_{th}) \quad (\text{II-27})$$

Avec
$$A = \frac{2qe_2B}{2q^2DB + e_2}$$

II.2.2.5 Détermination du courant $I_{ds}(V_{ds})$

L'équation du courant I_{ds} (V_{ds}) est donnée par :

$$I_{ds}(m, x) = Zqm(x) \left(n_s(m, x) \frac{dV_c(x)}{dx} + \frac{kT}{q} \frac{dn_s(x)}{dx} \right) \quad (\text{II-28})$$

Cette équation traduit le courant de drain induit par le gaz bidimensionnel d'électrons du transistor HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ en fonction de la fraction molaire de l'aluminium «m» et de la position «x» dans le canal.

Où

Z : la largeur de la grille.

$V_c(x)$: le potentiel du canal à la position «x» induit par la polarisation du drain

$m(x)$: la mobilité des électrons qui est donnée par :

$$m(x) = \frac{m_0}{1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}} \quad (\text{II-29})$$

Avec ;
$$E_1 = \frac{E_c v_{sat}}{m_0 E_c - v_{sat}}$$

E_c : champ électrique de saturation.

m_0 : mobilité mesurée sous faible champ.

v_{sat} : vitesse de saturation des porteurs.

La relation du courant de drain peut être écrite alors:

$$I_{ds}(m, x) = \frac{Zqm_0}{1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}} \left(n_s(m) \frac{dV_c(x)}{dx} + \frac{kT}{q} \frac{dn_s(x)}{dx} \right) \quad (\text{II-30})$$

Le terme $\left(\frac{kT}{q} \frac{dn_s(x)}{dx} \right)$ est négligeable [23]. L'équation II-30 devient :

$$I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} \right) = Zq m_0 n_s(x) \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{II-31})$$

L'expression II-31 représente l'équation générale du courant de drain. On peut déterminer les expressions du courant dans les différents régimes de fonctionnement. En reportant les densités des porteurs (n_s) de chaque régime dans cette relation et en remplaçant le «potentiel de grille» par «le potentiel effectif de la grille» ($V_G - V_c(x)$),

II.2.2.5.1 Régime de faible inversion

La densité de porteurs dans le canal n_s de ce régime s'écrit:

$$n_s = 2BkT \exp \left[\frac{q(V_G - V_{th}(m) - V_c(x))}{kT} \right] \quad (\text{II-32})$$

En explicitant l'expression de n_s dans la relation du courant II-31, on obtient :

$$I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} \right) = 2Zq m_0 BkT \exp \left[\frac{q(V_G - V_{th}(m) - V_c(x))}{kT} \right] \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{II-33})$$

Si on multiplie II-33 par dx on trouve :

$$I_{ds} dx + \frac{I_{ds}}{E_1} dV_c(x) = 2Zq m_0 BkT \cdot \exp \left[\frac{q(V_G - V_{th}(m))}{kT} \right] \cdot \exp \left[\frac{-qV_c(x)}{kT} \right] \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{II-34})$$

L'intégration de l'équation II-34 le long du canal «L» permet d'avoir la relation «courant - tension» pour le régime de faible inversion avec les conditions aux limites suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_c(x)|_{x=0} = I_{ds} R_s \\ V_c(x)|_{x=L} = V_{ds} - I_{ds} (R_s + R_d) \end{array} \right. \quad (\text{II-35})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} V_c(x)|_{x=L} = V_{ds} - I_{ds} (R_s + R_d) \end{array} \right. \quad (\text{II-36})$$

Où R_s et R_d sont respectivement les résistances parasites de la source et du drain.

V_{ds} : différence de potentiel appliquée.

$$I_{ds} \left(L + \frac{V_{ds}}{E_1} \right) - I_{ds}^2 \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right) = 2Zm_0 Bk^2 T^2 \cdot \exp \left(\frac{q(V_G - V_{th}(m))}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{-qI_{ds} R_s}{kT} \right) - \exp \left(\frac{q(I_{ds} (R_s + R_d) - V_{ds})}{kT} \right) \right] \quad (\text{II-37})$$

II.2.2.5.2 Régime d'inversion moyenne

Pour le régime d'inversion moyenne, la densité d'électrons $\langle n_s \rangle$ dans le canal est donnée par:

$$n_s = n_{s0} \cdot \exp \left[\frac{q e_2 \left(V_G - V_{th}(m) - \frac{q D n_{s0}}{e_2} \right)}{q^2 D n_{s0} + e_2 k T} \right] \exp \left[\frac{-q e_2 V_c(x)}{q^2 D n_{s0} + e_2 k T} \right] \quad (\text{II-38})$$

En explicitant l'expression de n_s dans la relation du courant II-31, on obtient :

$$I_{ds} + \frac{I_{ds}}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} = Z q m_0 A \cdot \exp \left[\frac{-q e_2 V_c(x)}{q^2 D n_{s0} + e_2 k T} \right] \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{II-39})$$

Avec,

$$A = n_{s0} \cdot \exp \left[\frac{q e_2 \left(V_G - V_{th}(m) - \frac{q D n_{s0}}{e_2} \right)}{q^2 D n_{s0} + e_2 k T} \right]$$

L'intégration de l'équation II-39 le long du canal de longueur «L», avec les mêmes conditions aux limites du régime faible inversion, la relation du courant pour ce régime est donnée par :

$$\begin{aligned} I_{ds} \left(L + \frac{V_{ds}}{E_1} \right) - I_{ds}^2 \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right) = \\ \frac{Z m_0 [q^2 D n_{s0} + e_2 k T] n_{s0}}{e_2} \cdot \exp \left[\frac{q e_2 \left(V_G - V_{th}(m) - \frac{q D n_{s0}}{e_2} \right)}{q^2 D n_{s0} + e_2 k T} \right] \times \\ \left[\exp \left(\frac{-q e_2 I_{ds} R_s}{q^2 D n_{s0} + e_2 k T} \right) - \exp \left(\frac{q e_2 (I_{ds} (R_s + R_d) - V_{ds})}{q^2 D n_{s0} + e_2 k T} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II-40})$$

II.2.2.5.3 Régime de forte inversion

Dans le régime de forte inversion, le transistor HEMT opère le plus souvent, donc le courant dans ce régime détermine les performances du transistor pour les applications à fortes consommations électriques.

L'expression de la densité d'électrons dans le canal est donnée par:

$$n_s = \frac{2qe_2 B}{2q^2 DB + e_2} (V_G - V_{th}(m) - V_c(x)) \quad (\text{II-41})$$

En reportant (II-41) dans l'expression du courant, on obtient :

$$I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} \right) = \frac{2BZq^2 m_0 e_2}{2q^2 DB + e_2} (V_G - V_{th}(m) - V_c(x)) \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{II-42})$$

La multiplication de II-42 par «dx» donne :

$$I_{ds} dx + \frac{I_{ds}}{E_1} dV_c(x) = A_1 (V_G - V_{th}(m) - V_c(x)) dV_c(x) \quad (\text{II-43})$$

Avec :
$$A_1 = \frac{2Zq^2 m_0 B e_2}{2q^2 DB + e_2}$$

En intégrant l'équation II-43 le long du canal, on obtient :

$$I_{ds} \left(L + \frac{V_{ds}}{E_1} \right) - I_{ds}^2 \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right) = A_1 (V_G - V_{th}(m)) [V_{ds} - I_{ds} (2R_s + R_d)] - \frac{A_1}{2} [V_{ds}^2 + I_{ds}^2 (R_s + R_d)^2 - 2V_{ds} I_{ds} (R_s + R_d) - I_{ds}^2 R_s^2] \quad (\text{II-44})$$

L'équation II-44 peut être écrite sous :

$$I_{ds}^2 \left[-\frac{A_1}{2} (R_d^2 + 2R_s R_d) + \frac{(2R_s + R_d)}{E_1} \right] + I_{ds} \left[-A_1 (V_G - V_{th}(m)) (2R_s + R_d) + A_1 V_{ds} (R_s + R_d) - \left(L + \frac{V_{ds}}{E_1} \right) \right] + \left[A_1 (V_G - V_{th}(m)) V_{ds} - \frac{A_1}{2} V_{ds}^2 \right] = 0 \quad (\text{II-45})$$

L'équation II-45 est une équation du second degré en «I_{ds}» avec une solution de la forme :

$$I_{ds} = \frac{-a_2 + \sqrt{a_2^2 - 4a_1 a_3}}{2a_1} \quad (\text{II-46})$$

Avec :

$$a_1 = \left(\frac{q^2 B Z m_0 e_2}{2q^2 B D + e_2} \right) (R_d^2 + 2R_s R_d) - \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right) \quad (\text{II-47})$$

$$a_2 = L + \frac{V_{ds}}{E_1} + \left(\frac{2q^2 B Z m_0 e_2 ((2R_s + R_d)(V_G - V_{th}(m)) - V_{ds}(R_s + R_d))}{2q^2 B D + e_2} \right) \quad (\text{II-48})$$

$$a_3 = \left(\frac{2q^2 B Z m_0 e_2}{2q^2 B D + e_2} \right) \times \left(\frac{V_{ds}^2}{2} - V_{ds}(V_G - V_{th}(m)) \right) \quad (\text{II-49})$$

II.3 Etude de la structure II

La structure II est représentée sur la figure II.3.

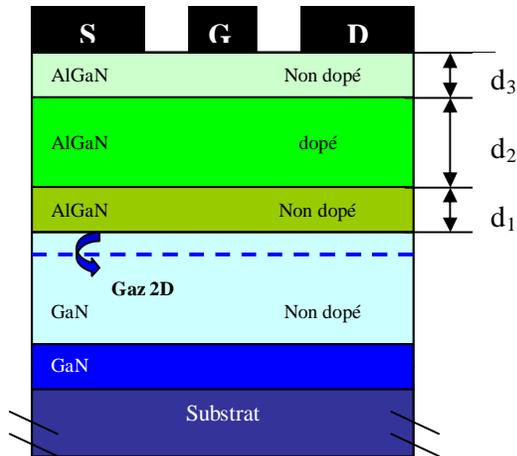


Figure II.3 : Structure II – Schéma en coupe

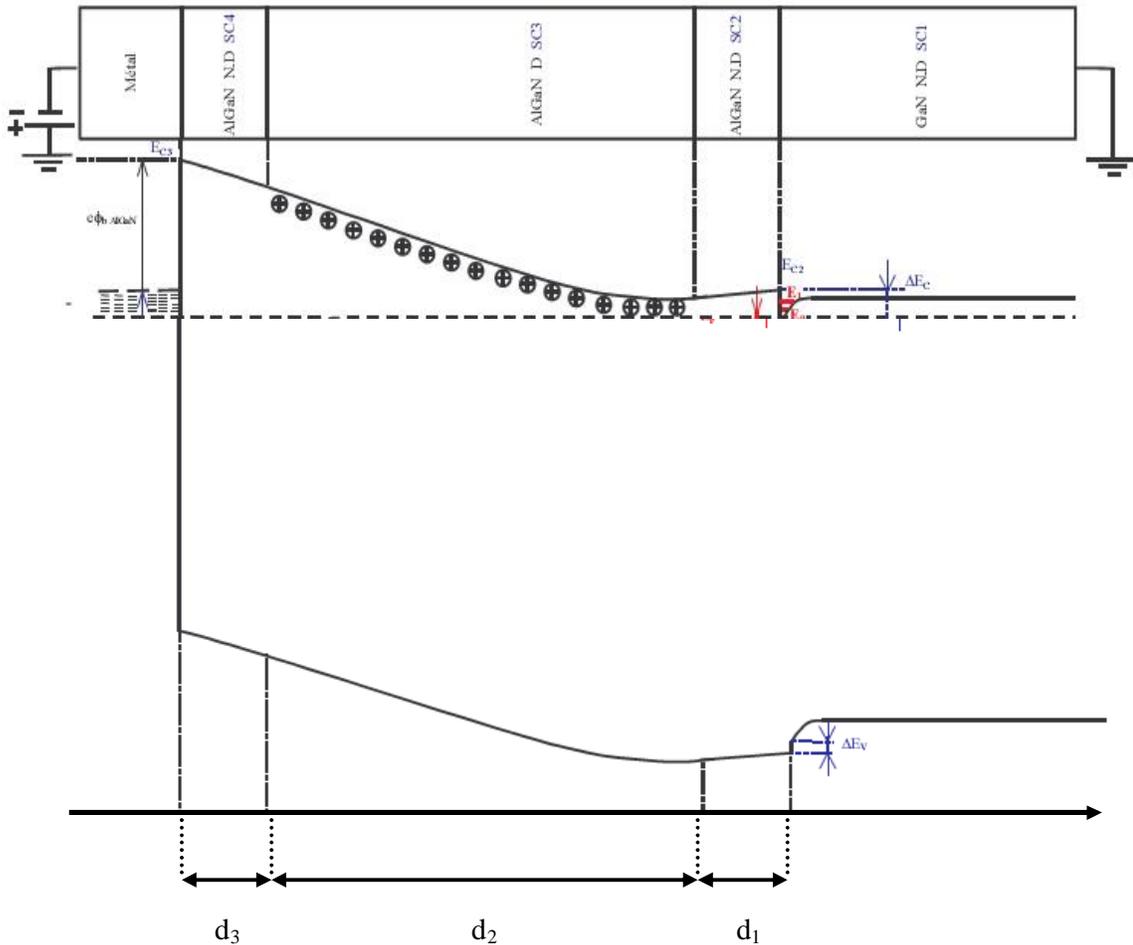
II.3.1 Description de la structure

Contrairement à la structure I, celle-ci ne présente pas de couche de GaN en surface. La description de chaque couche est déjà définie pour la structure I.

II.3.2 Détermination de la densité d'électron dans le canal

II.3.2.1 Diagramme énergétique

Le diagramme énergétique des bandes de la structure II est schématisé sur la figure II.4 le dopage est résiduel non intentionnellement nul, la charge d'espace dans la couche d'AlGaIn est également nulle. Ainsi, dans ces couches le champ électrique est constant. On suppose aussi que tous les donneurs de la couche d'AlGaIn dopée sont ionisés. La densité d'accepteurs négligeable et le dopage homogène. Le champ électrique varie linéairement et la densité de charges dans cette couche est constante (égale à N_D). La forme du puits de potentiel à l'interface inférieure AlGaIn/GaN engendre une distribution des électrons dans le



canal de type exponentielle.

Figure II.4 : Diagramme énergétique de la structure II

La forme du puits de potentiel à l'interface inférieure AlGaIn/GaN engendre une distribution des électrons dans le canal de forme exponentielle.

Comme pour la structure I, la présence d'états de surface implique l'utilisation d'une expression empirique pour déterminer la hauteur de barrière entre le métal et l'AlGaIn. La hauteur de barrière métal-AlGaIn en fonction du taux d'aluminium 'm' est donnée par [21] :

$$E_{b_{AlGaIn}} = 1.3m + 0.84 \text{ eV} \quad (\text{II-50})$$

II.3.2.2 Détermination de la relation $n_s(V_G)$

Comme pour la structure I, la résolution de l'équation de Poisson dans les semiconducteurs constituant la couche d'AlGaIn, prenant en compte la présence des charges piézoélectriques aux interfaces dans les équations de continuité permet de donner la relation $n_s(V_G, E_F)$.

L'expression de $n_s(E_F)$ est obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger dans l'approximation de la masse effective. Les calculs sont les mêmes que ceux effectués pour la structure I.

En limitant la population électronique de la couche d'accumulation aux deux premières sous-bandes, nous obtenons le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} n_s(V_G, E_F) = \frac{e_2}{qD} \left(V_G - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \end{cases} \quad (\text{II-51})$$

$$\begin{cases} n_s(E_F) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kTLn \left[\left(1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left(1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right] \end{cases} \quad (\text{II-52})$$

Avec

$$V_{th} = - \left(\frac{qN_D d_2}{e_2} \left[d_3 + \frac{d_2}{2} \right] - \frac{E_{b_{AlGaIn}}}{q} + \frac{\Delta E_c}{q} + \frac{S^+}{e_2} D \right) \quad (\text{II-53})$$

$$D = d_1 + d_2 + d_3$$

On peut remarquer la disparition du terme σ^- dans l'expression de la V_{th} et l'apparition de la discontinuité de bande ΔE_c .

La hauteur de la barrière $E_{b_{AlGaIn}}$ est donnée par la relation II-50 et ΔE_c peut être calculée en utilisant la relation II-7.

Comme pour la structure I, nous pouvons déterminer la densité des électrons dans le puits de potentiel, ainsi que le courant $I_{ds}(V_G)$ pour trois régimes : régime de faible, moyenne et forte inversion.

II.3.2.2.1 Régime de faible inversion

$$n_S(E_F) = BkTe^{(E_F/kT)} \left[e^{-(E_0/kT)} + e^{-(E_1/kT)} \right] \quad (\text{II-54})$$

Où $B = \frac{m_e}{p \hbar^2}$

$$E_F = kTLn \left[\frac{n_S}{2BkT} \right] \quad (\text{II-55})$$

Alors la densité des électrons est donnée par

$$n_S = 2BkT \exp \left[\frac{q(V_G - V_{th})}{kT} \right] \quad (\text{II-56})$$

II.3.2.2.2 Régime d'inversion moyenne

$$n_S = n_{S0} \exp \left[\frac{E_F}{kT} \right] \cong n_{S0} \left(1 + \frac{E_F}{kT} \right) \quad (\text{II-57})$$

$$E_F = \frac{qe_2kT \left(V_G - V_{th} - \frac{qDn_{S0}}{e_2} \right)}{q^2Dn_{S0} + e_2kT} \quad (\text{II-58})$$

La densité des électrons est donnée par :

$$n_S = n_{S0} \cdot \exp \left[\frac{qe_2 \left(V_G - V_{th} - \frac{qDn_{S0}}{e_2} \right)}{q^2Dn_{S0} + e_2kT} \right] \quad (\text{II-59})$$

II.3.2.2.3 Régime de forte inversion

$$n_S = B[2E_F - E_0 - E_1] \quad (\text{II-60})$$

Comme,

$$E_0 = g_0 n_s^{2/3} \quad , \quad E_1 = g_1 n_s^{2/3}$$

$$E_F = \frac{n_s}{2B} + \frac{g_0 + g_1}{2} n_s^{2/3} \quad (\text{II-61})$$

Alors,

$$n_s = A(V_G - V_{th}) \quad (\text{II-62})$$

Avec $A = \frac{2qe_2 B}{2q^2 D B + e_2}$, $D = d_1 + d_2 + d_3$

II.3.3 Détermination du courant $I_{ds}(V_{ds})$

L'équation du courant $I_{ds}(V_{ds})$ est donnée par :

$$I_{ds}(m, x) = Zq m(x) \left(n_s(m, x) \frac{dV_c(x)}{dx} + \frac{kT}{q} \frac{dn_s(x)}{dx} \right) \quad (\text{II-63})$$

$$m(x) = \frac{m_0}{1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}}$$

Avec ; $E_1 = \frac{E_c v_{sat}}{m_0 E_c - v_{sat}}$

E_c : champ électrique de saturation, m_0 : mobilité mesurée sous faible champ, v_{sat} : vitesse de saturation des porteurs.

II.3.3.1 Régime de faible inversion

La densité de porteurs dans le canal n_s de ce régime s'écrit:

$$n_s = 2BkT \exp \left[\frac{q(V_G - V_{th}(m) - V_c(x))}{kT} \right] \quad (\text{II-64})$$

La relation «courant - tension» pour le régime de faible inversion :

$$I_{ds} \left(L + \frac{V_{ds}}{E_1} \right) - I_{ds}^2 \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right) =$$

$$2Zm_0 B k^2 T^2 \cdot \exp\left(\frac{q(V_G - V_{th}(m))}{kT}\right) \left[\frac{\exp\left(\frac{-qI_{ds}R_S}{kT}\right) - \exp\left(\frac{q(I_{ds}(R_S + R_d) - V_{ds})}{kT}\right)}{\exp\left(\frac{-qI_{ds}R_S}{kT}\right) - \exp\left(\frac{q(I_{ds}(R_S + R_d) - V_{ds})}{kT}\right)} \right] \quad (\text{II-65})$$

II.3.3.2 Régime d'inversion moyenne

Pour le régime d'inversion moyenne, la densité d'électrons « n_s » dans le canal est donnée par:

$$n_s = n_{s0} \cdot \exp\left[\frac{qe_2\left(V_G - V_{th}(m) - \frac{qDn_{s0}}{e_2}\right)}{q^2Dn_{s0} + e_2kT}\right] \exp\left[\frac{-qe_2V_c(x)}{q^2Dn_{s0} + e_2kT}\right] \quad (\text{II-66})$$

La relation du courant pour ce régime est donnée par :

$$I_{ds} \left(L + \frac{V_{ds}}{E_1} \right) - I_{ds}^2 \left(\frac{2R_S + R_d}{E_1} \right) = \frac{Zm_0 [q^2Dn_{s0} + e_2kT] n_{s0}}{e_2} \cdot \exp\left[\frac{qe_2\left(V_G - V_{th}(m) - \frac{qDn_{s0}}{e_2}\right)}{q^2Dn_{s0} + e_2kT}\right] \times \left[\exp\left(\frac{-qe_2I_{ds}R_S}{q^2Dn_{s0} + e_2kT}\right) - \exp\left(\frac{qe_2(I_{ds}(R_S + R_d) - V_{ds})}{q^2Dn_{s0} + e_2kT}\right) \right] \quad (\text{II-67})$$

II.3.3.3 Régime de forte inversion

L'expression de la densité d'électrons dans le canal est:

$$n_s = \frac{2qe_2B}{2q^2DB + e_2} (V_G - V_{th}(m) - V_c(x)) \quad (\text{II-68})$$

I_{ds} est donné par

$$I_{ds} = \frac{-a_2 + \sqrt{a_2^2 - 4a_1a_3}}{2a_1} \quad (\text{II-69})$$

α_1 , α_2 et α_3 sont données par les expressions II-47, II-48 et II-49

II.4 Etude de la structure III

La structure III est représentée sur la figure II.3.

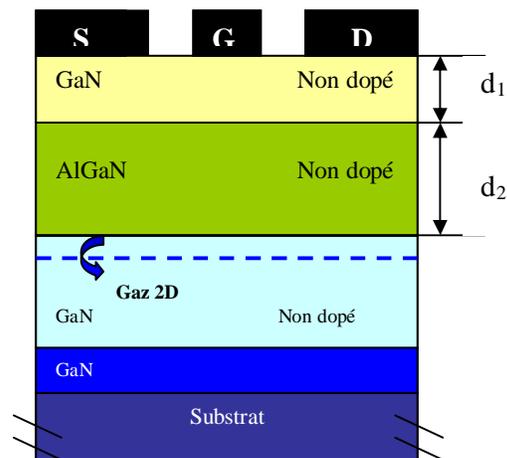


Figure II.5 : Structure III – Schéma en coupe

II.4.1 Description de la structure

Comme la structure I, celle ci présente une couche de GaN en surface mais pas de couche d'AlGaIn dopée.

II.4.2 Détermination de la densité d'électron dans le canal

II.4.2.1 diagramme énergétique

Le diagramme énergétique des bandes de la structure III est schématisé sur la figure II.6, le dopage résiduel nul, la charge d'espace dans la couche d'AlGaIn est également nulle. Ainsi dans ces couches, le champ électrique est constant et varie linéairement. La forme du puits de potentiel à l'interface inférieure AlGaIn/GaN engendre une distribution des électrons dans le canal de type exponentielle.

La forme du puits de potentiel à l'interface inférieure AlGaIn/GaN induit une distribution des électrons dans le canal de forme exponentielle.

Comme pour la structure I, la présence d'états de surface implique l'utilisation d'une expression empirique pour déterminer la hauteur de barrière entre le métal et le GaN, aussi la discontinuité de bande de conduction. Etant donné que cette structure possède une couche de GaN en surface, la hauteur de barrière effective est similaire à celle de la structure I. Cependant, le terme fonction du dopage n'apparaît pas.

$$E_{b,eff} = E_{b,GaN} + \Delta E_c + \frac{q^2 d_2}{e_1} \quad (II-70)$$

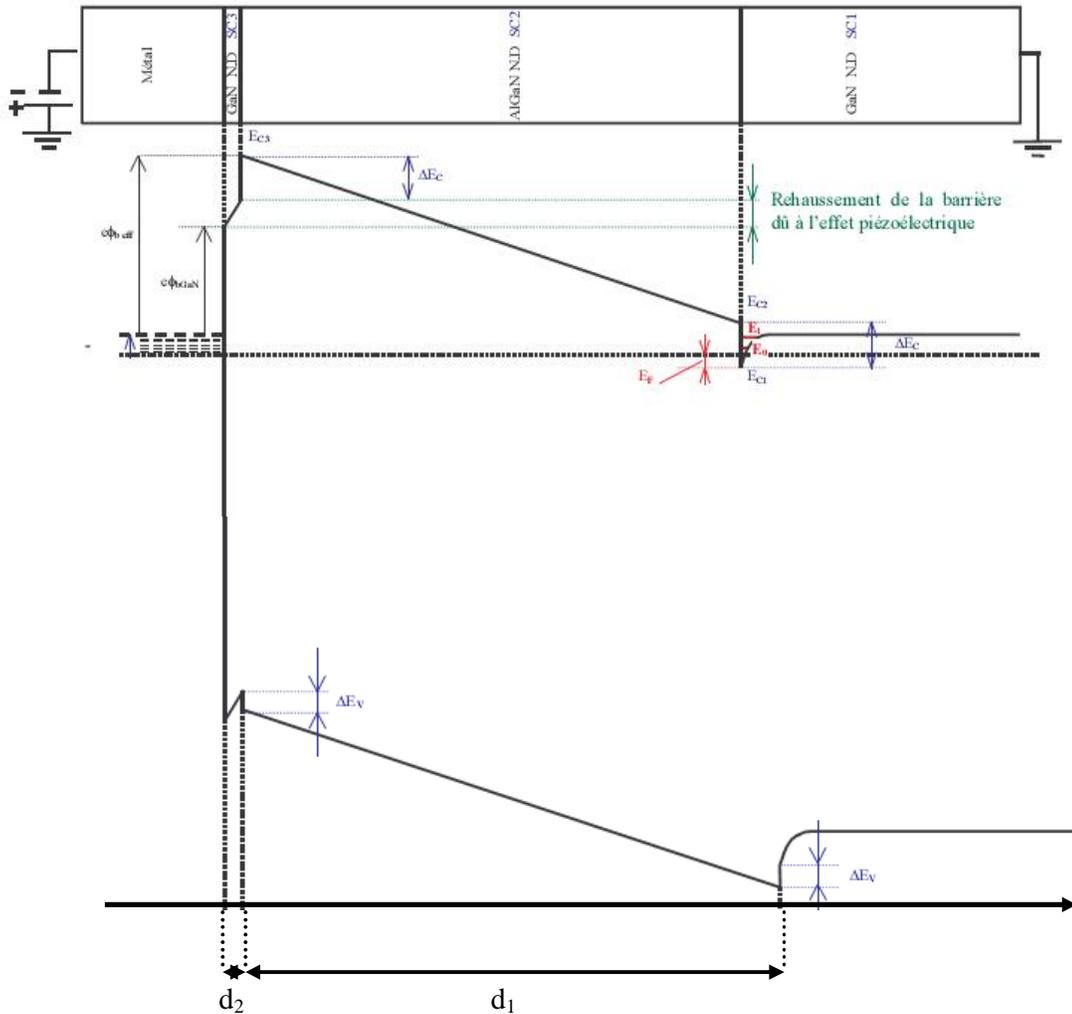


Figure II.6 : Diagramme énergétique de la structure III

II.4.2.2 Détermination de la relation $n_s(V_G)$

$$\begin{cases} n_s(V_G, E_F) = \frac{e_2}{qD} \left(V_G - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \end{cases} \quad (\text{II-71})$$

$$\begin{cases} n_s(E_F) = \frac{m_e}{\pi h^2} kTLn \left[\left(1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left(1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right] \end{cases} \quad (\text{II-72})$$

Avec

$$V_{th} = - \left(- \frac{E_{bGaIn}}{q} + \frac{S^-}{e_1} d_2 + \frac{S^+}{e_2} D \right) \quad (\text{II-73})$$

$$D = d_1 + \frac{e_2}{e_1} d_2$$

Comme pour les deux structures précédentes, nous pouvons déterminer la densité des électrons dans le puits de potentiel, ainsi que le courant $I_{ds}(V_G)$ pour trois régimes : régime de faible, moyenne et forte inversion.

II.5 Etude de l'effet de la relaxation du réseau sur les paramètres électriques des transistors HEMT

La densité du gaz bidimensionnel d'électrons est due essentiellement à : la fraction molaire de l'aluminium «m» dans la couche d'AlGaIn, la concentration du dopant dans la couche d'AlGaIn dopée et son épaisseur (si elle existe dans la structure), et aussi aux dimensions des couches qui constituent l'hétérostructure. Cependant, l'effet des polarisations présent dans ce type de structures fournit une importante densité de porteurs au 2DEG. Dans une hétérojonction $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ et sous une contrainte mécanique due au désaccord de mailles entre les deux matériaux qui la composent, la polarisation totale est la somme des polarisations spontanée et piézoélectrique. Ce qui induit une charge positive « σ » à l'interface $Al_mGa_{1-m}N/GaN$. Alors les électrons vont s'accumuler. Cette polarisation agit directement sur la tension de seuil, et par conséquent, influe sur la densité n_s du 2DEG et sur le courant I_{ds} [24].

L'équation de la tension de seuil V_{th0} de la structure **I** sans l'effet de relaxation est donnée par :

$$V_{th0} = - \left(\frac{qN_D d_2}{e_2} \left[d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{e_2}{e_1} d_4 \right] - \frac{E_{bGaIn}}{q} \right) \quad (\text{II-74})$$

Si on considère la dépendance de la tension de seuil avec la polarisation alors V_{thp} est donné par [25].

$$V_{thp} = V_{th0} - S_P \left(\frac{d_4^-}{e_1} + \frac{D}{e_2} \right) \quad (\text{II-75})$$

Où,

$$\sigma_p(m) = \sigma_{pseudo}(m) - \sigma_r(m) \quad (II-76)$$

Avec σ_{pseudo} est la densité de charge induite par la polarisation d'une structure pseudo morphique (complètement tendue) définie par:

$$|S_{pseudo}| = |P_{SP_{AlGaIn}}(m) + P_{PZ_{AlGaIn}}(m) - P_{SP_{GaN}}| \quad (II-77)$$

$$P_{PZ_{AlGaIn}}(m) = 2 \frac{a - a_0(m)}{a_0(m)} \left(e_{31}(m) - e_{33}(m) \frac{C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right) \quad C / m^2 \quad (II-78)$$

L'effet de la relaxation dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ sur la densité de charge est induit par la polarisation piézoélectrique. Pour une épaisseur donnée de la couche AlGaIn, l'augmentation de la fraction molaire de l'aluminium conduit à une relaxation du réseau cristallin due à l'augmentation du désaccord de maille [26]. Ainsi, la densité de charge maximale induite par la polarisation piézoélectrique, qu'ont peut atteindre en augmentant cette fraction dans l' $Al_mGa_{1-m}N$, est limitée par la relaxation. La réduction de la densité de charge induite par la polarisation piézoélectrique dans une structure partiellement relaxée, $\sigma_r(m)$ est donnée par :

$$S_r(m) = 2r(m) \frac{a - a_0(m)}{a_0(m)} \left(e_{31}(m) - e_{33}(m) \frac{C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right) \quad (II-79)$$

Avec $r(m)$ est le degré de relaxation. Pour une couche d'AlGaIn d'une épaisseur comprise entre 200 et 400 Å, $r(m)$ est donné par [27] :

$$r(m) = \begin{cases} 0 & \text{Couche d'AlGaIn tendue} \\ 3.5 m - 1.33 & \text{Couche d'AlGaIn partiellement relaxé} \\ 1 & \text{Couche d'AlGaIn totalement relaxé} \end{cases} \quad (II-80)$$

Alors, la tension de seuil peut être écrite, comme suit :

$$V_{thp} = V_{thpseudo} + V_{thr} \quad (II-81)$$

$$V_{thpseudo} = V_{th0} - S_{pseudo}(m) \left(\frac{d_4}{e_1} + \frac{D}{e_2} \right) \quad (II-82)$$

$$V_{thr} = S_r(m) \left(\frac{d_4}{e_1} + \frac{D}{e_2} \right) \quad (II-83)$$

Afin de savoir l'influence de la relaxation du réseau cristallin sur n_s et I_{ds} , on remplace dans les équations de n_s et I_{ds} , les expressions de V_{th} par celle de V_{thp} (II-81).

II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons établi la relation $n_s(V_G)$, en intégrant l'équation de Poisson, puis on a résolu l'équation de Schrödinger dans l'approximation de la masse effective et en calculant la densité d'électrons de chaque sous-bande d'énergie du gaz bidimensionnel d'électrons. Ensuite, nous avons établi les relations du courant I_{ds} dans les trois régimes de fonctionnement. Enfin, nous avons étudié l'effet de la relaxation du réseau sur les paramètres du transistor. Pour cela, plusieurs approximations ont été effectuées, comme celle du puits triangulaire, de la hauteur de barrière AlGaN/GaN infinie. La résolution du système d'équations $n_s(V_G, E_F)$ et $n_s(E_F)$ ne présentent pas de solutions analytiques exactes. Une résolution numérique est désirée, pour cela nous avons développé un programme en Visual Basic permettant de simuler les caractéristiques de l'ensemble des structures étudiées durant ce chapitre.

Chapitre III

**Etude des caractéristiques électriques dans
différentes structures HFETs
à base de GAN**

ETUDE DES CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DANS DIFFERENTES STRUCTURES HFETs À BASE DE GAN

III.1 Introduction

La caractérisation des composants est une étape indispensable pour la compréhension d'un grand nombre de phénomènes physiques et électriques qui limitent leurs performances. Ces limitations sont bien souvent liées à des défauts intrinsèques aux matériaux utilisés ou à la technologie de fabrication. Les procédés technologiques de fabrication des transistors HEMT AlGaIn/GaN sont lents et coûteux. Cependant, l'analyse par simulation des effets de différents paramètres des dispositifs HEMT ainsi que l'impact des couches constituant les transistors s'avèrent nécessaires.

Ce chapitre est consacré à la présentation et l'interprétation des résultats obtenus sur différentes hétérostructures.

Nous présentons l'étude faite sur la structure **I** appelée «générale», où nous avons analysé les effets des différents paramètres technologiques tels que le dopage N_D et la teneur de l'aluminium «m» sur la densité n_s du 2DEG, la tension de seuil V_{th} et le courant I_{ds} en tenant compte des effets des polarisations piézoélectrique et spontanée, et de la relaxation du réseau cristallin induit par la variation de la fraction molaire de l'aluminium.

Dans la deuxième partie, nous avons étudié l'influence de la suppression de la couche «cap layer» sur les propriétés électriques du transistor. Cette structure appelée **II** est déduite de la structure **I** où la couche superficielle «cap layer» est non déposée.

La troisième partie est consacrée à l'étude de la structure **III** déduite de celle appelée «générale», où la couche donneuse est non déposée.

III.2 Résultats et discussions

III.2.1 Etude des caractéristiques électriques de la structure I sans effet de la relaxation du réseau

La figure III.1 montre la structure I, où :

- d_1 est l'épaisseur de la couche d'AlGaN non dopée appelée espaceur,
- d_2 est l'épaisseur de la couche donneuse (AlGaN dopée),
- d_3 est l'épaisseur de la couche (AlGaN non dopée)
- d_4 est l'épaisseur de la couche du GaN appelée «cap layer»

Les valeurs des épaisseurs des couches sont choisies comme suit:

$$(d_1=3.2 \text{ nm}, d_2=\text{variable}, d_3=3.2\text{nm}, d_4=3\text{nm})$$

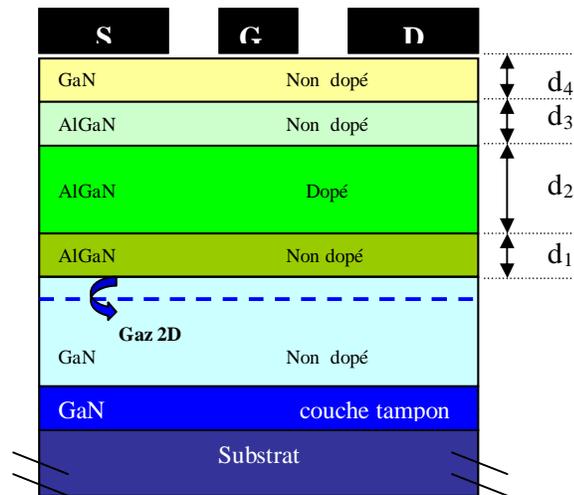


Figure III.1 : Structure I – Schéma en coupe

III.2.1.1 Evolution de la Densité du 2DEG pour différents paramètres ($d_2=18\text{nm}$)

III.2.1.1.1 Densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire « m » pour différentes valeurs de « N_D »

La figure III.2 présente les variations de la densité de porteurs « n_s » dans le gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG en fonction de la fraction molaire d'aluminium « m » pour différentes valeurs de la concentration des atomes dopants.

On remarque que la densité du 2DEG augmente rapidement avec l'augmentation de la fraction molaire d'aluminium « m » jusqu'à atteindre la valeur de $m \geq 0.20$, au delà de cette valeur, la variation de n_s est moins importante. Ambacher et al [21] ont montré que pour des

valeurs de «m» supérieures à 0.40 la qualité cristalline de la couche d'AlGaN se dégrade et que le réseau est relaxé.

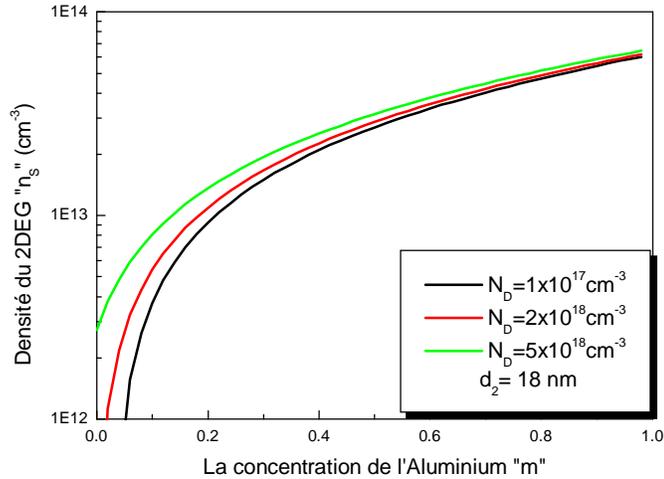


Figure III.2: Evolution de la densité n_s du 2DEG en fonction de la fraction molaire d'aluminium «m» pour différentes valeurs de « N_D »

On observe que l'effet du dopage est important pour les faibles valeurs de «m», ce qui est préférable de doper la couche d'AlGaN quand «m» est inférieure à 0.40.

III.2.1.1.2 Densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche dopée « d_2 » pour différentes valeurs de « N_D »

Les variations de la densité de porteurs « n_s » dans le 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaN pour différentes valeurs de « N_D », pour trois valeurs de la fraction molaire d'aluminium «m» sont représentées sur les figures III.3.a, b et c.

On remarque que l'augmentation de l'épaisseur « d_2 » de la couche dopée induit une grande valeur de la densité « n_s » du 2DEG, cette densité prend des valeurs plus importantes quand «m» la fraction molaire de l'aluminium et N_D croissent en même temps. Cette augmentation est due à l'accroissement des polarisations spontanée et piézoélectrique qui existent à l'interface de l'hétérojonction AlGaN/GaN et au meilleur confinement d'électrons dans le puits de potentiel.

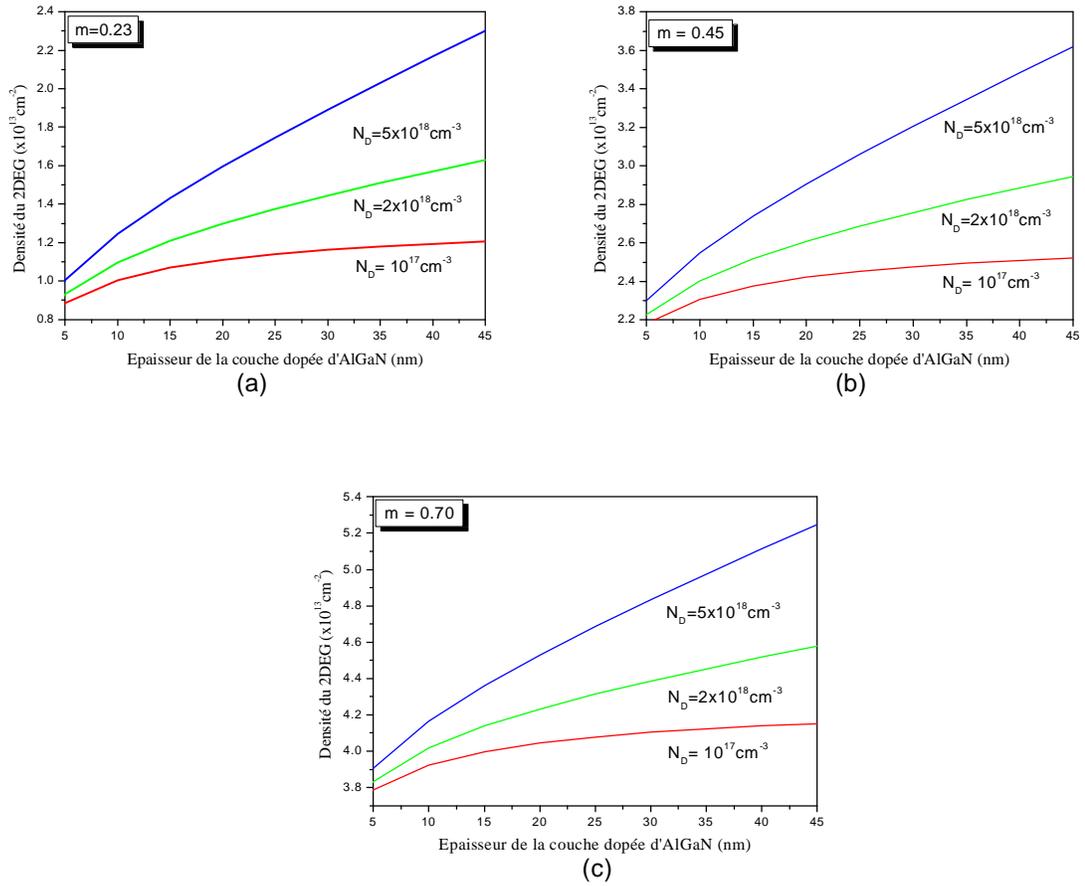


Figure III.3 : Variation de la densité du 2DEG en fonction de la l'épaisseur de la couche dopée « d_2 » pour différentes valeurs de « N_D ».
(a) : $m = 0.23$, (b) : $m = 0.45$, (c) : $m = 0.70$

Une combinaison d'une grande valeur de « d_2 » avec une petite valeur de N_D , où une petite valeur de d_2 avec une grande valeur de « N_D » peut donner la même valeur de la densité du 2DEG, cependant, la première combinaison est préférable parce qu'elle limite l'effet des donneurs profonds et réduit les phénomènes liés au dopage.

III.2.1.1.3 Densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche dopée «d₂» pour différentes valeurs «m»

- m = (0.23, 0.45, 0.70)
- N_D = 2x10¹⁸cm⁻³
- d₂= variable

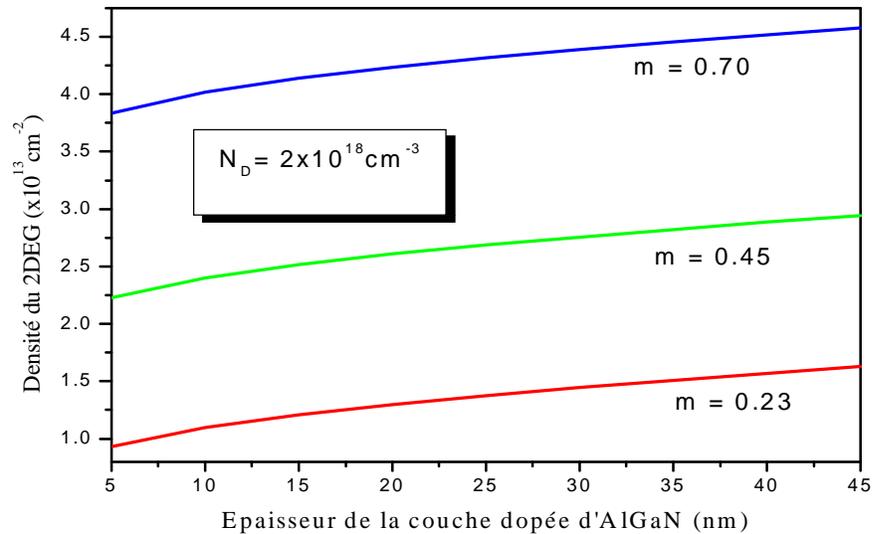


Figure III.4 : Variation de la densité du 2 DEG en fonction de la l'épaisseur de la couche dopée «d₂»,pour différentes valeurs de la traction molaire «m»
N_D = 2×10¹⁸ cm⁻³

Sur la figure III.4 sont présentées les variations de la densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche dopée «d₂», pour différentes valeurs de la fraction molaire «m» où N_D = 2×10¹⁸ cm⁻³. On observe que la densité du 2DEG augmente quand «d₂» croit. Cette augmentation est plus remarquable avec des grandes valeurs de «m». Ceci est due à l'augmentation des polarisations spontanée et piézoélectrique qui existent à l'interface de l'hétérojonction AlGaN/GaN d'une part, et à une grande discontinuité de la bande de conduction d'autre part, ce qui donne un meilleur confinement d'électrons dans le puits de potentiel .

III.2.1.1.4 Densité du 2DEG en fonction de la tension grille « V_G »

a/ Epaisseur de la couche dopée $d_2 = 18$ nm

La figure III.5 montre la variation de la densité du 2DEG en fonction de la tension appliquée à la grille « V_G » pour différentes valeurs de la fraction molaire « m ».

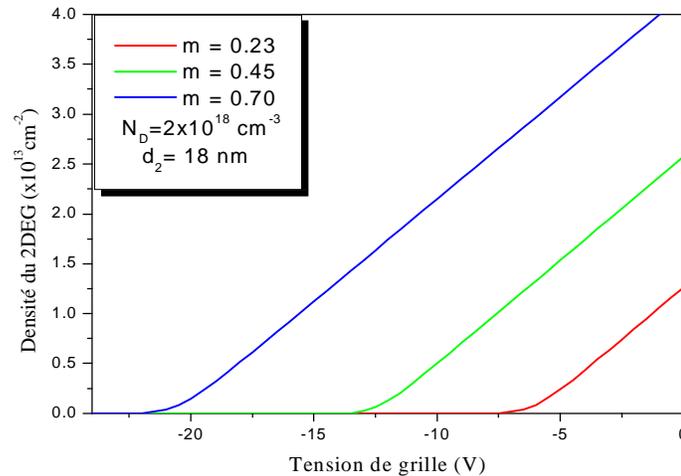


Figure III.5 : Variation de la densité du 2DEG avec la tension appliquée à la grille

On remarque que la densité du 2DEG augmente avec l'augmentation de la valeur de la fraction molaire « m » et que la valeur de la tension de seuil se déplace vers les valeurs les plus négatives. Ainsi une grande valeur de « m » produit un grand gap et ceci conduit à une grande discontinuité de la bande de conduction ce qui donne un meilleur confinement d'électrons dans le puits de potentiel, par conséquent, des valeurs plus élevées de la densité du 2DEG. La pente des courbes n_s - V_G nous permet de retrouver la valeur de la capacité de la structure.

Cependant, l'introduction d'une grande quantité de l'aluminium dans la couche de l'AlGaN va créer des défauts et des dislocations dans les couches de la structure.

b/ Concentration molaire «m» et «N_D» fixe

La figure III.6 représente les variations de la densité du 2DEG en fonction de la tension «V_G» appliquée à la grille pour différentes valeurs d'épaisseurs de la couche dopée «d₂». Avec, m = 0.23 et N_D = 2×10¹⁸ cm⁻³.

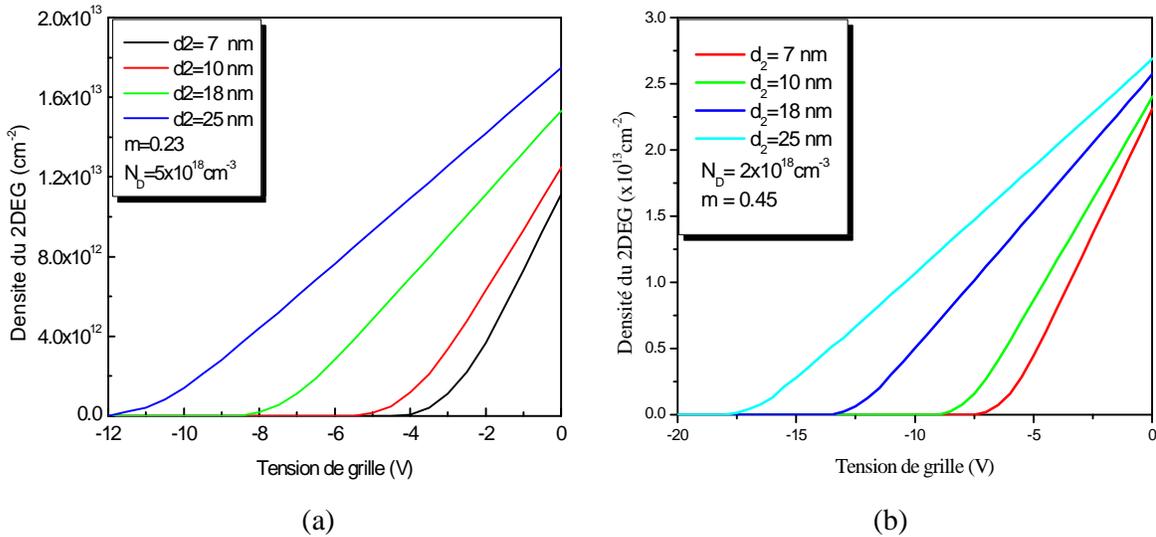


Figure III.6 : Variation de densité du 2DEG avec la tension appliquée à la grille pour plusieurs valeurs de l'épaisseur de la couche dopée «d₂». (a) m = 0.23, (b) m = 0.45

On observe que l'augmentation de l'épaisseur de la couche dopée «d₂» fournit une grande densité du 2DEG et que la tension de seuil du transistor HEMT se déplace vers les valeurs les plus négatives. En plus, on constate une forte dépendance des pentes des courbes «n_s - V_G» avec l'épaisseur de la couche dopée «d₂». Ainsi, pour une valeur de «V_G» supérieure à la tension de seuil, la pente décroît quand «d₂» augmente. Ces pentes sont directement liées à la capacité de la structure [1].

Une grande valeur de l'épaisseur de la couche dopée est préférable pour obtenir une forte densité du 2DEG avec une capacité de grille faible. Cependant, l'effet MESFET parasite dans le HEMT impose une limite supérieure à cette épaisseur d'AlGaN [28].

III.2.1.2 Evolution de la tension de seuil V_{th} pour différentes valeurs « d_2 »

III.2.1.2.1 Tension de seuil en fonction de la fraction molaire « m » pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaN « d_2 »

La figure III.7 présente les variations de la tension de seuil V_{th} en fonction de la fraction molaire ' m ', pour plusieurs valeurs de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaN.

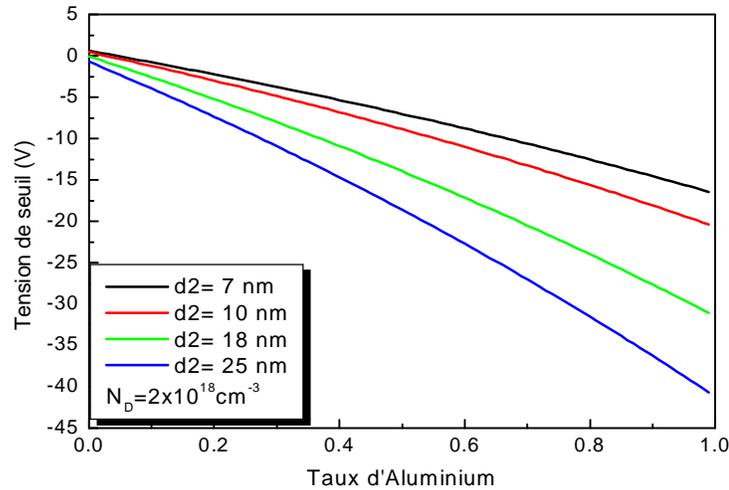


Figure III.7 : Variation de la tension de seuil en fonction de la fraction molaire « m » pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaN « d_2 »

On remarque que la tension de seuil décroît rapidement lorsque la fraction molaire augmente. En effet, une grande valeur de « m » induit d'importantes polarisations spontanée et piézoélectrique, ce qui influence directement sur la tension de seuil.

La figure montre aussi, que de l'épaisseur de la couche d'AlGaN dopée, la tension de seuil diminue. Ainsi pour $m = 0.20$, la tension de seuil V_{th} passe de -2.212 V pour $d_2 = 7$ nm à -7.346 V pour $d_2 = 25$ nm.

III.2.1.2.2 Tension de seuil en fonction de « N_D » pour différentes valeurs « d_2 »

L'évolution de la tension de seuil en fonction de la concentration des atomes dopants dans la couche d'AlGaN est présentée dans la figure III.8.

On observe que la tension de seuil diminue avec l'augmentation de la concentration du dopant dans la couche d'AlGaN. Cependant, cette diminution est plus remarquable quand l'épaisseur de la couche croît, par exemple pour $N_D = 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, V_{th} passe de -2.71 V quand $d_2 = 7$ nm à $V_{th} = -8.78$ V pour $d_2 = 25$ nm.

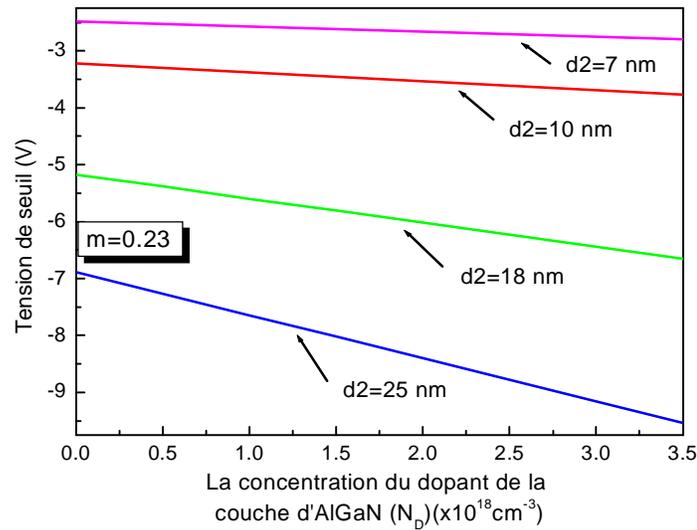


Figure III.8 : Variation de la tension de seuil en fonction de la concentration du dopant dans la couche d'AlGaIn $\langle N_D \rangle$ pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaIn $\langle d_2 \rangle$

On doit noter que dans un transistor HEMT, la tension de seuil est relativement plus dépendante des polarisations spontanée et piézoélectrique que de la concentration du dopant de la couche dopée. Ainsi, on remarque que cette tension prend des valeurs importantes même sans dopage, $V_{th} = -5.17 \text{ V}$ pour $d_2 = 18 \text{ nm}$, $m = 0.23$ et $N_D = 0$.

La tension de seuil prend des valeurs irréalisables dans la pratique en augmentant la concentration du dopant de la couche dopée [29]. Ceci est peut être dû au fait que pour les structures réelles le pincement du canal est gouverné par les courants de fuites. Si ces courants sont pris en considération, les valeurs de la tension sont plus grandes que celles observées dans les structures réelles [30].

III.2.1.3 Evolution du courant drain-source $\langle I_{ds} \rangle$ pour différents paramètres ($d_2=18\text{nm}$)

Au cours de cette étude, nous avons les valeurs des épaisseurs des couches suivantes : ($d_1=3.2 \text{ nm}$, $d_2=\text{variable}$, $d_3=3.2\text{nm}$, $d_4=3\text{nm}$),

III.2.1.3.1 Caractéristiques courant-tension (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de drain « V_{ds} » pour différentes valeurs de la tension de grille

Les caractéristiques courant-tension d'un transistor HEMT à base d'hétérostructure AlGaN/GaN sont présentées sur les figures III.9 (a) et (b).

Ces résultats sont obtenus en variant la tension de drain pour plusieurs valeurs de la tension appliquée à la grille V_G et pour deux valeurs de la fraction molaire « m ».

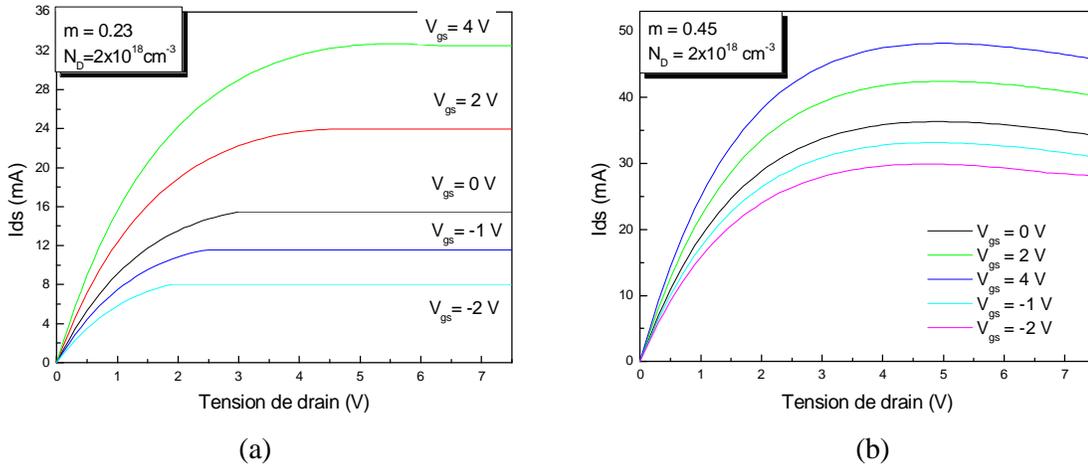


Figure III.9: Evolution du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension de drain « V_{ds} » pour différentes valeurs de la tension de grille.

Sur les courbes données par les figures III.9 (a) et (b), deux régimes de fonctionnement sont observés :

Pour les faibles valeurs de la tension drain-source le courant I_{ds} croît de façon linéaire pour différentes valeurs de V_G . En effet, plus cette tension augmente et plus la mobilité des électrons dans le canal augmentent, induisant un accroissement du courant I_{ds} . Aussi, plus la vitesse de saturation des électrons est faible et plus la limite supérieure de cette zone sera petite, c'est le régime ohmique. Au delà d'une tension V , appelée tension de coude, les électrons du canal atteignent leur vitesse de saturation. En conséquence, le courant I_{ds} atteint un certain niveau de saturation pour une tension de commande donnée. Alors, il devient quasi-constant vis-à-vis de la tension drain-source V_{ds} mais croît avec la tension grille-source, c'est le régime de saturation

Lorsqu'on applique une tension de grille de plus en plus négative, le niveau de Fermi baisse par rapport aux énergies mises en jeu dans le canal, entraînant une diminution de la densité d'électrons dans le canal et donc une diminution du courant I_{ds} .

Une autre remarque peut être donnée, c'est la dépendance du courant I_{ds} de la fraction molaire d'aluminium. On constate que pour $m = 0.23$, les valeurs du courant sont faibles si on les compare à celles obtenues pour $m = 0.45$. Ceci est due à l'augmentation de la discontinuité entre les bandes de conduction et les effets des polarisations spontanée et piézoélectrique à l'interface de l'hétérojonction $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ où la densité électronique du 2DEG augmente rapidement en augmentant le taux d'aluminium.

III.2.1.3.2 Caractéristiques courant-tension (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de drain « V_{ds} » pour différentes valeurs de « d_2 »

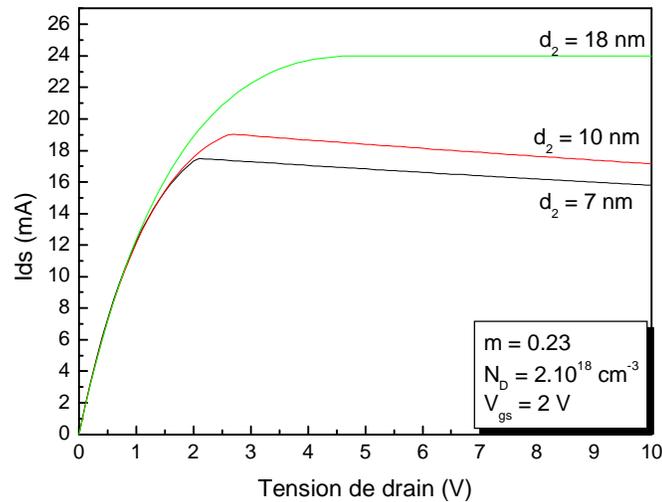


Figure III.10: Evolution du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension de drain « V_{ds} » pour différentes valeurs de l'épaisseur « d_2 »

La Figure III.10 illustre l'évolution du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension de drain « V_{ds} » pour différentes valeurs de l'épaisseur de couche dopée d'AlGaIn d_2 . Les caractéristiques tracées en fonction de la tension drain –source pour une seule tension de grille et la même fraction molaire d'aluminium « m » mais pour plusieurs valeurs de l'épaisseur de couche dopée d'AlGaIn « d_2 ».

Les caractéristiques montrent deux régimes de fonctionnement, le premier pour les faibles valeurs de V_{ds} , c'est le régime ohmique, le second est le régime de saturation qui est atteint pour des valeurs supérieures de V_{ds} .

On remarque que le courant augmente en augmentant d_2 , ceci est dû à l'augmentation de la densité du 2DEG pour les grandes valeurs de d_2 . d'AlGaIn « d_2 ».

III. 2.2 Etude des caractéristiques électriques de la structure I en tenant compte de l'effet de la relaxation du réseau

III.2.2.1 Evolution de la concentration du 2DEG pour différents paramètres

III.2.2.1.1 Densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire «m» pour différentes valeurs de «N_D»

Pour :

- N_D = (2x10¹⁸ et 5x10¹⁸) cm⁻³

- d₂ = 18 nm

Les courbes de la figure III.11 révèlent la dépendance de la densité du 2DEG avec la fraction molaire d'aluminium pour deux valeurs de la concentration du dopant dans la couche dopée d'AlGa_{1-m}N_m, ainsi que l'effet de la relaxation du réseau cristallin sur cette dernière.

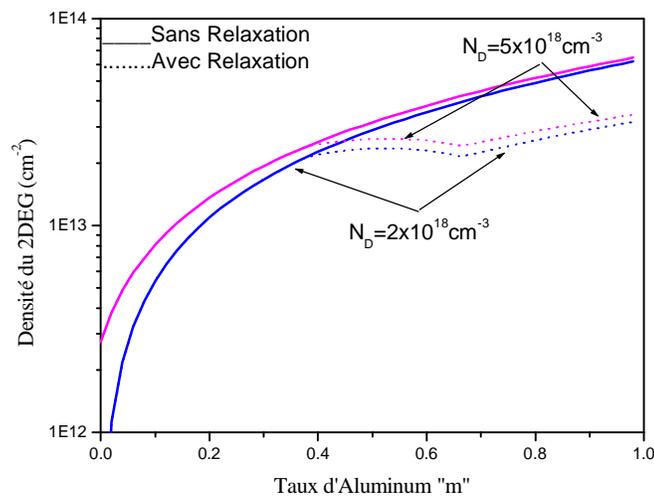


Figure III.11: Variation de la densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire d'aluminium «m»

La première remarque déjà décrite dans le paragraphe « III.2.1.1.1 », est que la densité du 2DEG augmente considérablement avec l'augmentation de la fraction d'aluminium m, les valeurs de celle-ci sont dues à la présence des polarisations spontanée et piézoélectrique à l'interface de l'hétérojonction AlGa_{1-m}N_m/GaN, au bon confinement d'électrons dans le puits de potentiel induit par une grande discontinuité de la bande de conduction en plus du dopage.

La deuxième remarque est qu'après une certaine valeur de «m»; ($m = 0.38$) une dégradation est observée dans la valeur de la densité du 2DEG, c'est l'effet de la relaxation du réseau qui vient d'apparaître. En effet, pour des valeurs de «m» inférieures à 0.38 le réseau cristallin est totalement tendu et la densité n_s du 2DEG prend des valeurs plus grandes lors de l'accroissement de m. Mais au delà cette valeur, le matériau est relaxé alors, la valeur de n_s baisse. Pour une même valeur de $m = 0.60$ et $N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, n_s passe de $3.36 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ sans relaxation du réseau à $2.30 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ avec relaxation. La relaxation agit directement sur la valeur de la tension de seuil « V_{th} », ce qui influe sur la densité « n_s ». Pour des valeurs plus grandes de m, l'influence de la relaxation domine et l'écart par rapport à la courbe sans relaxation est très grand. Cela est la conséquence de l'absence de l'influence de la polarisation piézoélectrique due à la disparition de la contrainte mécanique sur la couche d'AlGaN.

III.2.2.1.2 Densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire «m» pour différentes valeurs de « d_2 »

Pour :

$$- N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

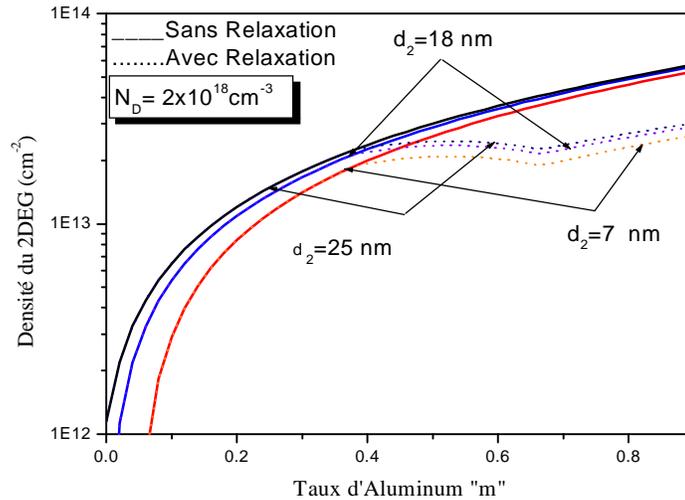


Figure III.12: Evolution de la densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire d'aluminium «m»

La figure III.12 présente l'évolution de la densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire d'aluminium «m», pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche d'AlGaN dopée d_2 avec et sans l'effet de relaxation du réseau cristallin.

On observe pour les petites valeurs de «m» que la dépendance de la densité n_s avec d_2 est la même avec et sans relaxation du réseau cristallin. Quand «m» est supérieure à 0.38 l'effet de relaxation joue pleinement son rôle et la densité du 2DEG baisse. Pour $m = 0.70$, $n_s = 4.19 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ sans l'effet de relaxation et prend la valeur de $2.26 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ en considérant cet effet. La relaxation influe directement sur la valeur de la tension de seuil « V_{th} », et par conséquent, sur la densité du 2DEG « n_s ».

Pour des valeurs supérieures de m, l'influence de la relaxation est plus importante, alors l'écart entre les courbes sans et avec relaxation est très grand. Cela est la conséquence de l'absence de l'influence de la polarisation piézoélectrique due à la disparition de la contrainte mécanique sur la couche d'AlGaN.

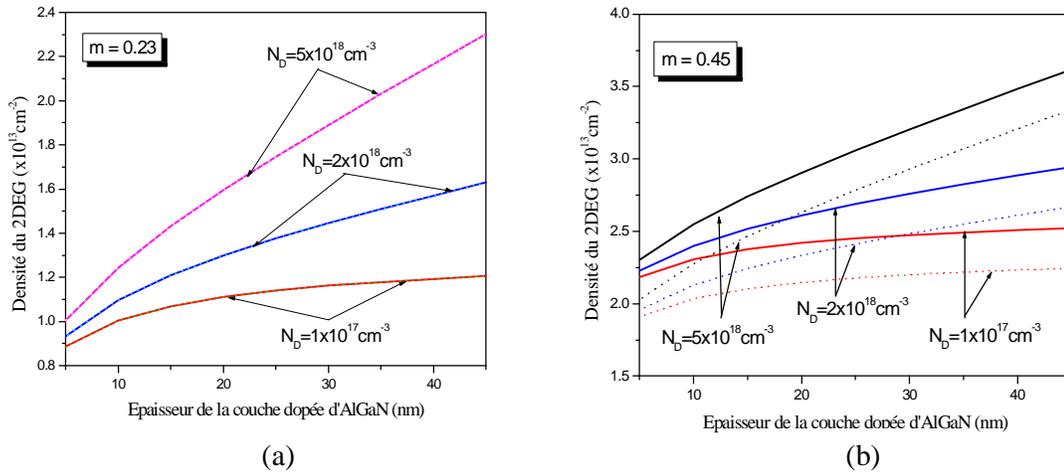


Figure III.13: Evolution de la densité du 2DEG en fonction l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaN « d_2 »

L'effet la relaxation du réseau sur la densité du 2DEG est bien illustré sur la figure III.13, celle-ci donne les variations de la densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaN. De ce fait, les courbe de n_s pour $m = 0.23$ sont superposées dans les deux cas. Alors que, pour $m = 0.45$, un espacement important est observé entre les courbes de la densité du 2DEG sans relaxation et celles avec relaxation. Cet écart fait diminuer la valeur de n_s . Lorsqu'on considère la relaxation du réseau cristallin. Une autre constatation peut être citée, est que la différence entre les valeurs de n_s pour une structure tendue et une

structure relaxée est plus importante quand « d_2 » augmente. Cet écart est presque le même pour différentes valeurs de la concentration de la couche donneuse.

III.2.2.2 Evolution de la tension de seuil V_{th} pour différents paramètres

III.2.2.2.1 Tension de seuil en fonction de l'épaisseur de couche donneuse « d_2 »

Les variations de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de couche donneuse « d_2 », sont données sur la figure III.14 pour trois valeurs de la fraction molaire de l'aluminium « m ».

On remarque que l'augmentation de l'épaisseur de la couche d'AlGaN dopée, réduit la tension de seuil, en considérant la relaxation du réseau ou en supposant que la structure est totalement tendue. L'augmentation de la distance effective entre le 2DEG et la grille, en augmentant l'épaisseur de la couche donneuse, réduit l'influence de la grille sur le 2DEG et par conséquent diminue la tension de seuil.

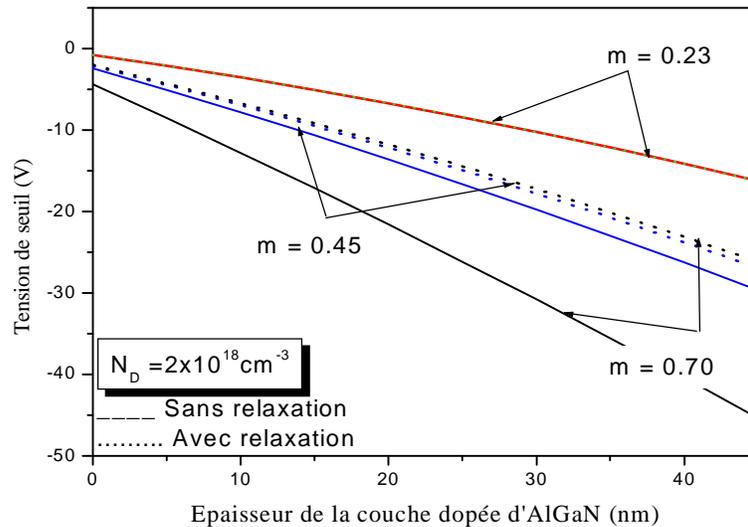


Figure III.14: Evolution de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de couche donneuse « d_2 »

On remarque aussi, que la variation de la fraction molaire d'aluminium « m » influe sur la tension de seuil. Ainsi pour $m = 0.23$ où la structure est totalement tendue, les courbes de V_{th} sont superposées. Mais si on augmente la fraction molaire « m », un écart entre les deux courbes donnant V_{th} avec relaxation et sans relaxation, cet écart augmente en augmentant « d_2 ». On dit, alors que, l'influence de la relaxation sur la tension de seuil s'observe pour les grandes valeurs de la fraction molaire de l'aluminium.

III.2.2.2 Tension de seuil en fonction de la fraction molaire de l'aluminium «m»

Les courbes présentées sur la figure III.15 montrent qu'on peut diviser les variations de la tension de seuil en fonction de la fraction molaire d'aluminium en trois régions distinctes. La première région où «m» est inférieure à 0.38, on remarque que les deux courbes de V_{th} ont la même allure, c'est là où la structure est totalement tendue. Si m est entre 0.38 et 0.67, on observe un décalage entre les courbes où on considère l'effet de relaxation et celle sans relaxation on dit que la structure est partiellement relaxée, la variation de V_{th} dans ce cas est presque constante. Mais quand m prend des valeurs supérieures à 0.67, la structure est totalement relaxée, la valeur de V_{th} chute dans les deux cas et un écart important peut être remarqué.

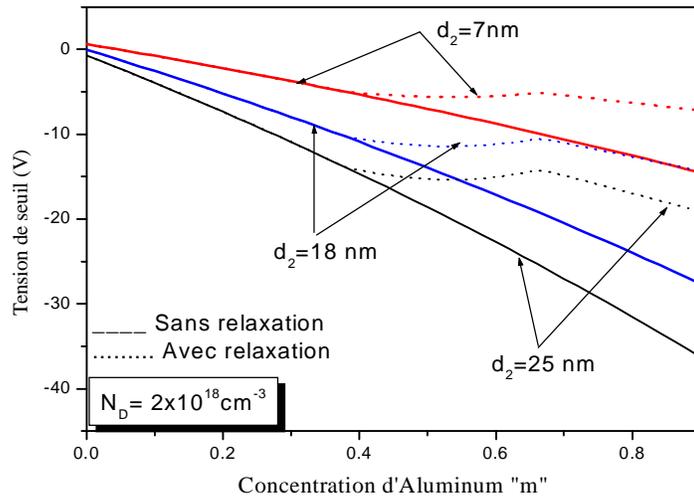


Figure III.15: Evolution de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de couche donneuse «d₂»

De ce fait, on peut dire que pour les grandes valeurs de «m», il faut toujours prendre l'effet de relaxation en considération, parce qu'un important écart est observé dans les valeurs la tension de seuil des cas réels [29].

Dans la partie précédente, nous avons présenté les résultats obtenus en étudiant l'influence des différents paramètres sur les performances électriques de la structure I, ainsi que leurs comportements vis-à-vis des variations de ces derniers paramètres pour les deux cas, avec et sans relaxation du réseau cristallin. Nous avons trouvé que, pour un bon fonctionnement du dispositif étudié, il faut jouer sur les paramètres du transistor. En effet,

la densité de charges dans le puits peut être accrue en augmentant la fraction molaire d'aluminium dans la couche d'AlGa_N, mais cette augmentation crée des défauts et des dislocation dans le réseau cristallin ce qui diminue n_s . Alors, on a fait varier l'épaisseur de la couche dopée d'AlGa_N. On a remarqué une importante augmentation dans la densité du 2DEG, mais à une certaine valeur de l'épaisseur apparaît le phénomène MESFET parasite qui dégrade cette densité. Donc, on a joué sur la concentration du dopant dans la couche dopée d'AlGa_N, qui est un important paramètre pour un meilleur rendement du dispositif. Cependant l'introduction d'une grande quantité du dopant induit la diminution de la mobilité des porteurs et aussi crée des effets parasites qui baissent la densité du 2DEG, et alors influent sur le courant.

Dans ce qui suit, nous allons étudier les effets des couches sur le comportement du transistor. Pour cela, deux autres structures sont étudiées, dans la première (structure **II**), la couche cap layer n'est pas déposée, alors que pour la deuxième (structure **III**), la couche donneuse est supprimée.

III.2.3 Effet de la suppression de la couche cap layer «Structure II»

III.2.3.1 Sans effet de la relaxation du réseau

La couche appelée «Cap layer» est une couche de GaN superficielle, non intentionnellement dopée de type n, et de petit gap. Cette couche est déposée dans le but d'avoir de bons contacts ohmiques de drain et de source d'une part, d'autre part, sa présence induit une diminution de la résistance d'accès, ce qui donne une bonne jonction Schottky de la grille.

III.2.3.1.1 La Densité « n_s » du 2DEG en fonction de « m » pour deux valeurs de « N_D » :

Dans la figure III.16, on présente les variations de la densité du 2DEG de la structure **I** (str **I**) et la structure **II** (str **II**) en fonction du taux d'aluminium « m », pour deux valeurs de « N_D ».

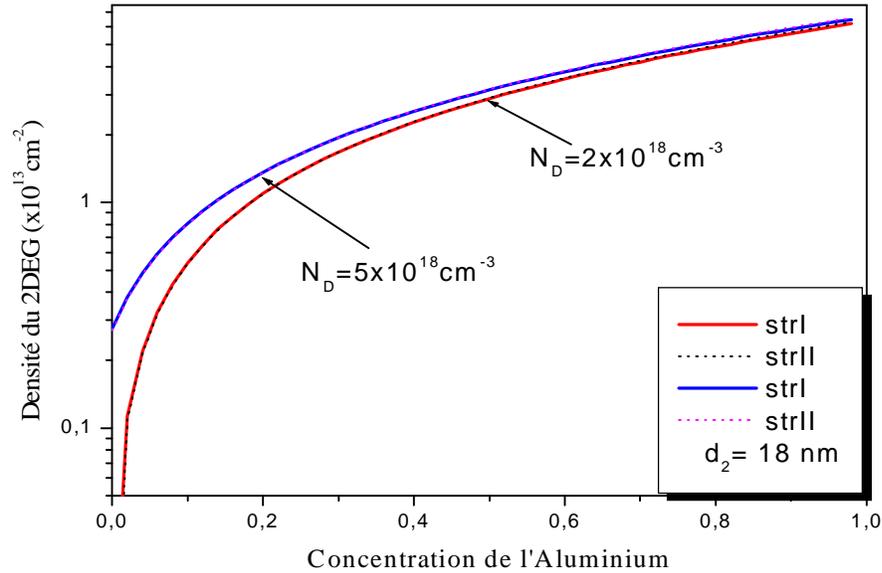


Figure III.16: Evolution de la densité n_s du 2DEG en fonction de la fraction molaire d'aluminium « m » pour différentes valeurs de « N_D » pour (str I) et (str II).

On remarque que les courbes des deux et la structure, str I et str II sont pratiquement superposées quelque soit la valeur de la fraction molaire « m » et la concentration du dopant « N_D ».

III.2.3.1.2 La densité n_s du 2DEG en fonction de « d_2 » pour différentes valeurs de « m »:

La figure III.17 montre les variations de la densité n_s du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaN « d_2 » pour différentes valeurs de « m » de la (str I) et (str II).

La première remarque, qu'on peut donner, est que le comportement des deux structures est le même vis-à-vis des variations de l'épaisseur de la couche dopée « d_2 » et celle de la fraction molaire d'aluminium « m ».

La deuxième remarque est que les courbes des deux structures str I et str II sont superposées et ceci pour $m = 0.23$. Mais, si « m » prend des valeurs supérieures, un écart entre les courbes est constaté et spécialement pour les petites épaisseurs de la couche donneuse. Ceci peut être due à deux choses, la première est que l'augmentation du taux d'aluminium « m » produit une grande densité de porteurs libres, mais la diminution de l'épaisseur de la couche donneuse engendre une diminution de la mobilité de ces derniers.

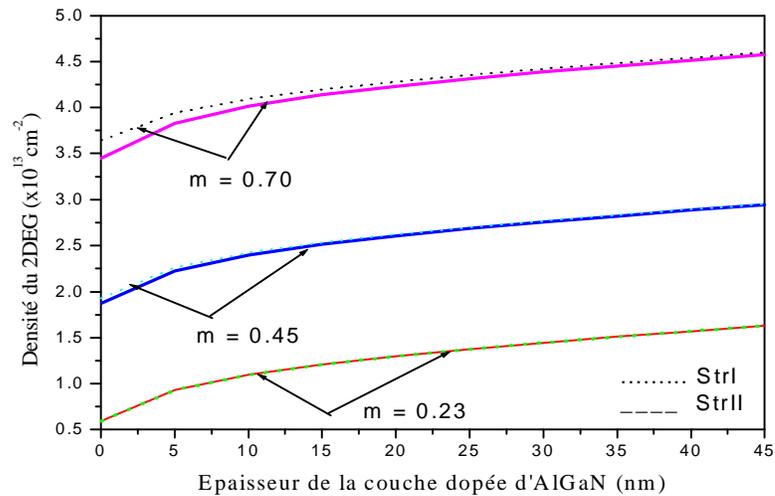


Figure III.17: Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaIn « d_2 » pour différentes valeurs de « m ».

La présence de la couche cap layer dans la str **I** augmente la barrière métal – semiconducteur, ce qui empêche les électrons de la couche donneuse de passer au métal. Par contre, la suppression de cette couche dans la str **II** favorise ce déplacement. Alors, on remarque une décroissance dans la densité du 2DEG de la str **II**.

Pour les grandes valeurs de l'épaisseur de la couche donneuse, la mobilité des électrons augmente, et l'effet de la barrière métal-semiconducteur est moins important que celui du puits de potentiel, les électrons sont attirés vers le puits de potentiel dans les deux structures et alors les courbes sont superposées.

III.2.3.1.3 La densité « n_s » du 2DEG en fonction de « V_G » pour différentes valeurs de « m »:

La figure III.18 illustre les variations de la densité du 2DEG en fonction de la tension de grille V_G , pour différentes valeurs de la fraction molaire « m », avec $N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $d_2 = 18 \text{ nm}$.

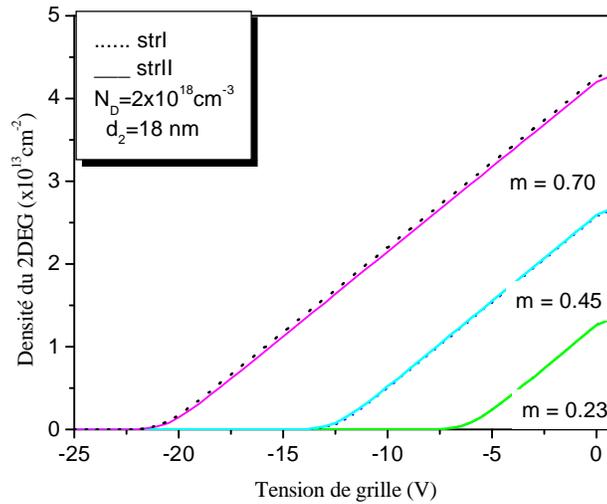


Figure III.18: Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de la tension appliquée à la grille « V_G » pour différentes valeurs de « m »

On remarque que, l'effet dominant est celui de la variation de la fraction molaire. En effet, pour une tension de grille constante, si on fait varier « m », la densité du 2DEG de la structure II est moins que celle de la structure I et ceci pour des grandes valeurs de « m ».

III.2.3.1.4 Le courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension du drain V_{ds} pour différentes valeurs de « V_G » :

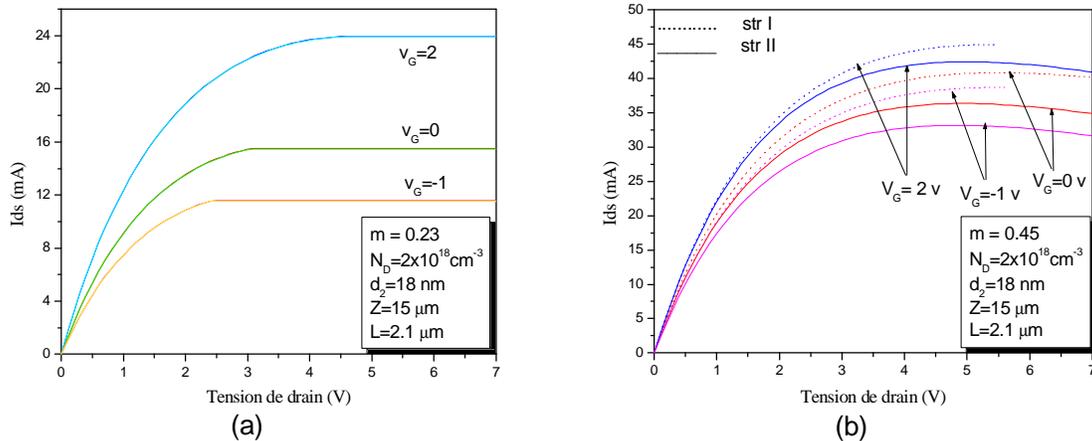


Figure III.19 : Caractéristique du courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension du drain V_{ds} pour différentes valeurs de « V_G », (a) : $m = 0.23$, (b) : $m = 0.45$.

Les caractéristiques du courant drain-source I_{ds} présentées sur la figure III.19 révèlent les variations du courant en fonction de la tension du drain V_{ds} pour deux valeurs de «m» pour la structure **I** et la structure **II**.

On remarque que pour $m = 0.23$, le courant dans les deux structure est le même, mais pour $m = 0.45$ le courant dans la structure **II** est moins important que celui dans la structure **I**. Ceci est dû à la diminution de la densité du 2DEG dans la structure **II**. Le paragraphe III.2.3.1.1.1 explique mieux ce phénomène.

III.2.3.2 Avec effet de la relaxation du réseau

III.2.3.2.1 La densité n_s du 2DEG en fonction de «m»

- $N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

- $d_2 = 18 \text{ nm}$

Les variations de la densité n_s du 2DEG en fonction de «m» sont présentées dans la figure III.20.

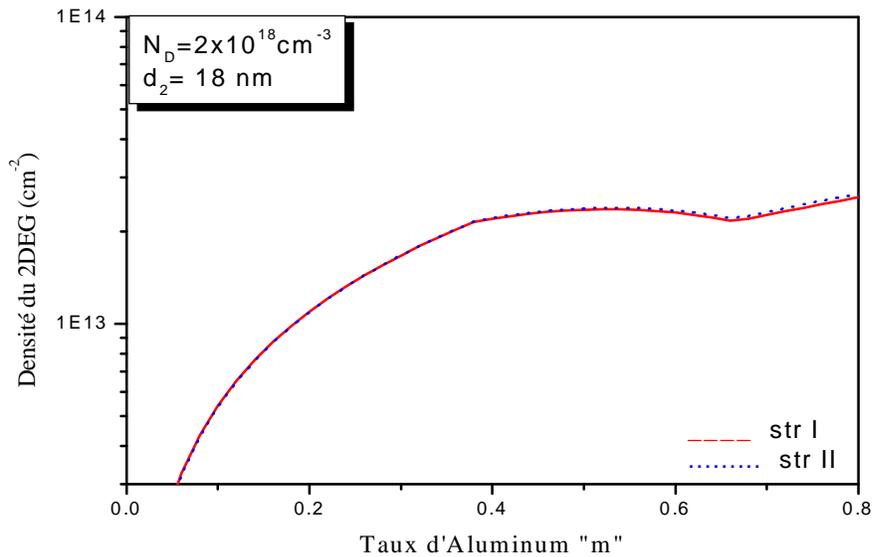


Figure III.20 : Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de «m» pour $N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $d_2 = 18 \text{ nm}$

On remarque que les courbes des deux structures sont superposées. Les deux structures se comportent de la même façon vis-à-vis de l'effet de la relaxation du réseau cristallin.

III.2.3.2.2 La tension de seuil V_{th} en fonction de «m»

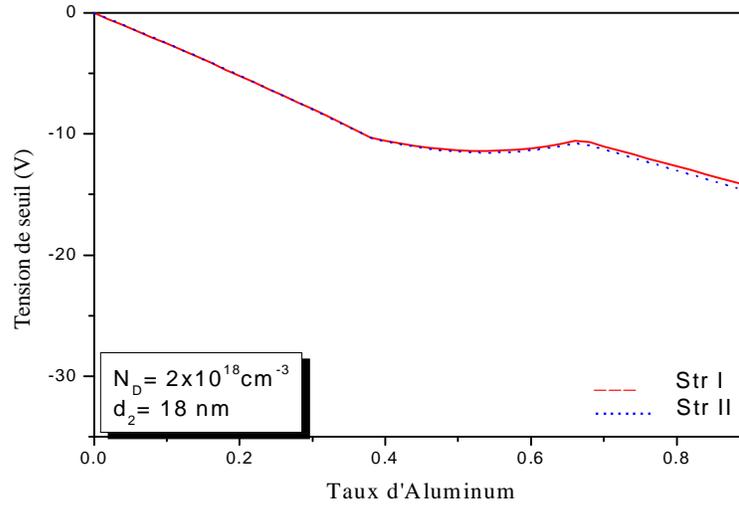


Figure III.21 : Variation de la tension de seuil V_{th} en fonction de «m» pour la structure **I** et la structure **II**

Les deux structures se comportent de la même façon vis-à-vis de l'effet de la relaxation du réseau cristallin. Cependant, une légère différence est remarquée pour les grandes valeurs de la fraction molaire «m». Ceci est confirmé dans la figure III.20 qui illustre les variations de la densité « n_s » du 2DEG, avec la prise ou non de l'effet de relaxation du réseau cristallin

III.2.4 Effet de la suppression de la couche donneuse «Structure III»

III.2.4.1 Sans l'effet de la relaxation du réseau

La couche donneuse est un matériau d'AlGaN à grand gap dopé où le dopage de type n peut être réalisé en insérant, durant la croissance, des atomes de silicium dont la densité est comprise entre 1×10^{18} et $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Le dopage est utilisé pour augmenter la densité de porteurs dans le canal. Une zone déplétée se forme dans cette couche au niveau de la jonction Schottky de grille ainsi qu'aux abords de l'hétérojonction.

III.2.4.1.1 Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de «m»

La figure III.22 présente les variations de la densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire de l'aluminium «m», avec $N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $d_2 = 18 \text{ nm}$.

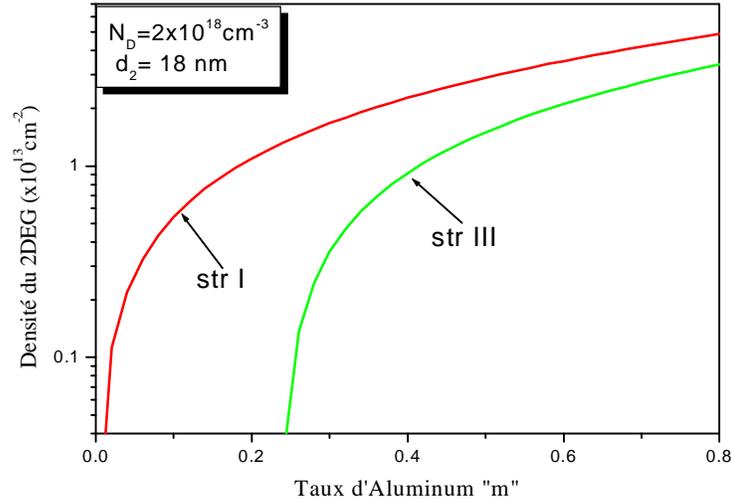


Figure III.22 : Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de «m» pour $N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $d_2 = 18 \text{ nm}$

On remarque que, les courbes des deux structures str **I** et str **III**, se comportent de la même façon vis-à-vis des variations de la fraction molaire «m». En effet, l'augmentation de «m» induit une augmentation de la densité du 2DEG n_s .

On observe que, dans la str **I**, une faible fraction molaire induit une densité importante du 2DEG. Ceci est dû, aux polarisations spontanée et piézoélectrique d'une part, et à la concentration des porteurs dans la couche dopée d'AlGaIn d'autre part. Par contre, l'absence de la couche donneuse dans la str **III**, impose une fraction molaire plus grande, pour avoir une densité de porteurs dans le puits de potentiel. L'écart qui existe entre les courbes des deux structures diminue avec l'augmentation de «m».

III.2.4.1.2 Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de la tension « V_G »

Sur les figures III.23.a et b, sont présentées les variations de la densité n_s du 2DEG en fonction de la tension « V_G », pour, $N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $d_2 = 18 \text{ nm}$.

On remarque que, pour une fraction molaire $m = 0.23$, les courbes des deux structures augmentent avec l'augmentation de la tension appliquée à la grille « V_G ». Mais pour une même tension « V_G », un important écart est observé entre les deux courbes. Ceci peut être expliqué par la présence de la couche donneuse dans la str **I** qui fournit au moins 25% des porteurs [31], en plus des porteurs dus aux polarisations spontanée et piézoélectrique et à la tension appliqué V_G .

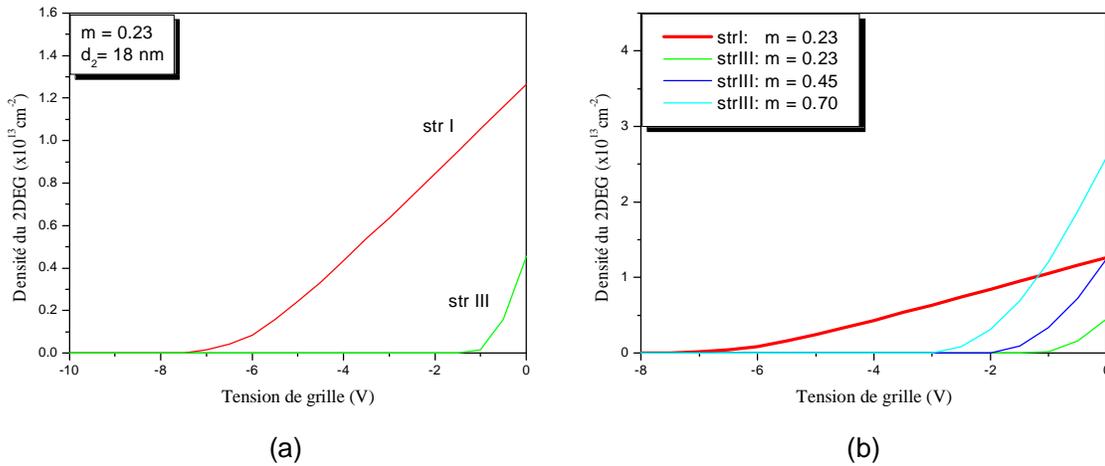


Figure III.23 : Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de la tension « V_G » pour $N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $d_2 = 18 \text{ nm}$ et pour différentes « m »

On remarque aussi, que la tension de seuil de la str **III** est plus petite en valeur absolue, que celle de la str **I**, à cause de la diminution de la distance effective entre le 2DEG et la grille qui est directement liée à la capacité de la structure.

La figure III.23.b montre que la tension de seuil se déplace vers les valeurs plus négatives et que la pente des courbes croît avec l'augmentation de la fraction molaire dans la str **III**, ce qui induit une variation importante densité du 2DEG et par conséquent une importante capacité.

III.2.4.1.3 Variation de la tension de seuil V_{th} en fonction de l'épaisseur de l'espaceur « d_1 »

Les figures III.24.a et b, présentent l'évolution de la tension de seuil des deux structures str **I** et str **III** en fonction de l'épaisseur de la couche espaceur.

On remarque que, pour $m = 0.23$, figure III.24.a, la tension de seuil de la str **I** est plus grande en valeur absolue que celle de la str **III**, ce qui induit un important écart entre les courbes des deux structures. Cet écart se réduit avec l'augmentation de la fraction molaire « m » dans les deux structures.

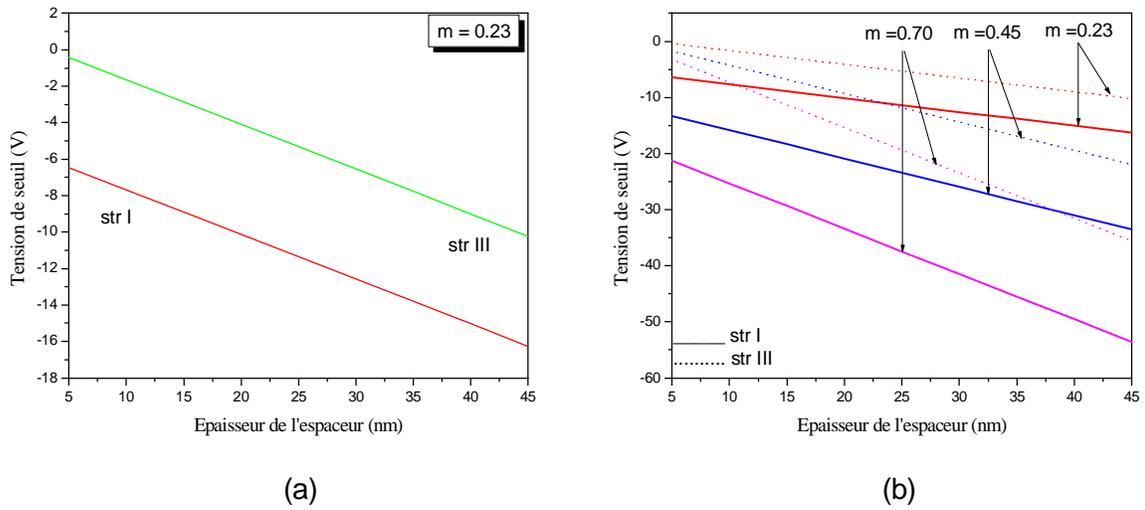


Figure III.24 : Variation de la tension de seuil V_{th} en fonction de l'épaisseur de l'espaceur « d_1 »

III.2.4.2 Avec l'effet de la relaxation du réseau

III.2.4.2.1 Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de « m » pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'espaceur « d_1 »

Les figures III.25.a et b illustrent les variations de la densité n_s du 2DEG en fonction de « m » pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'espaceur « d_1 », en tenant compte de l'effet de la relaxation du réseau.

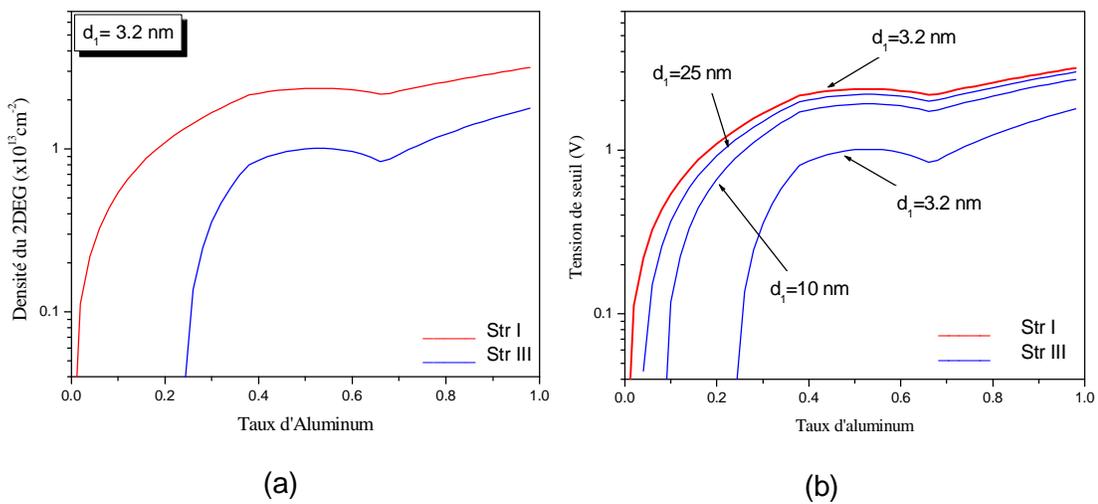


Figure III.25 : Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de « m » pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'espaceur « d_1 »

On remarque que, les courbes des figures III.25.a et b se comportent de la même façon vis-à-vis de l'effet de relaxation. Cependant, pour une valeur de «m» donnée, un espacement est observé entre les courbes des deux structures str **I** et str **III**. Si on augmente la valeur de «d₁» dans la str **III**, on remarque que les courbes de n_s se déplacent et que l'écart entre celles-ci et celle présentant n_s de la str **I** se réduit. Cette réduction peut être due à l'accroissement de la distance effective entre le 2DEG et la grille, ce qui diminue la capacité de grille et alors favorise un meilleur confinement des porteurs dans le puits de potentiel.

III.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté dans la première partie, les résultats obtenus en étudiant l'influence des différents paramètres sur les caractéristiques électriques de la structure **I** en analysant leurs comportements avec et sans relaxation du réseau cristallin. D'une part, la densité de charges dans le puits peut être accrue en augmentant la fraction molaire d'aluminium dans la couche d'AlGa_N, mais cette augmentation crée des défauts et des dislocations dans le réseau cristallin ce qui diminue n_s. D'autre part, l'accroissement de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGa_N fait augmenter n_s. Cependant, à une certaine valeur de l'épaisseur «d₂» apparaît le phénomène MESFET parasite qui dégrade cette densité. Donc, on a ajusté la concentration du dopant dans la couche d'AlGa_N, qui s'avère un important paramètre pour un meilleur rendement du dispositif. L'introduction d'une grande quantité du dopant induit la diminution de la mobilité des porteurs et aussi crée des effets parasites qui baisse la densité du 2DEG, et alors influe sur le courant.

Dans la deuxième partie, nous avons étudié les effets des couches sur le comportement du transistor. Pour cela, deux autres structures ont été étudiées, dans la première (structure **II**), la couche cap layer n'est pas déposée, alors que pour la deuxième (structure **III**), la couche donneuse est supprimée. Dans la structure **II**, l'influence du cap layer est remarquable que pour les grandes valeurs de la fraction molaire «m». Cependant, l'absence de la couche donneuse dans la structure **III** influe sur les performances du HEMT, et impose des fractions molaires très importantes.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Ce mémoire avait pour but la modélisation des transistors HEMTs de la filière nitrure de galium. L'objectif visé était de faire une étude comparative de trois différentes structures de transistor HEMT issues d'une structure générale et de mettre en évidence l'effet de la suppression d'une ou de plusieurs couches qui constituent ces structures.

Après avoir établi la relation $n_s(V_G)$, en intégrant l'équation de Poisson, on a résolu l'équation de Schrödinger dans l'approximation de la masse effective et en calculant la densité d'électrons de chaque sous-bande d'énergie du gaz bidimensionnel d'électrons. On a établi les relations du courant I_{ds} dans les trois régimes de fonctionnement. Enfin, on a étudié l'effet de la relaxation du réseau sur les paramètres du transistor. Pour cela, plusieurs approximations ont été effectuées, comme celle du puits triangulaire, de la hauteur de barrière AlGa_{0.3}N/GaN infinie. La résolution du système d'équations $n_s(V_G, E_F)$ et $n_s(E_F)$ ne présentent pas de solutions analytiques exactes. Une résolution numérique est désirée, pour cela on a développé un programme en Visual Basic permettant de simuler les caractéristiques de l'ensemble des structures étudiées.

Les résultats de simulations obtenus, sur les différentes structures étudiées, sont présentés. Dans la première partie, on a étudié l'influence des différents paramètres sur les caractéristiques électriques de la structure I en analysant leurs comportements avec et sans relaxation du réseau cristallin. D'une part, la densité de charges dans le puits peut être accrue en augmentant la fraction molaire d'aluminium dans la couche d'AlGa_{0.3}N, mais cette augmentation crée des défauts et des dislocations dans le réseau cristallin ce qui diminue n_s . D'autre part, l'accroissement de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGa_{0.3}N fait augmenter n_s . Cependant, à une certaine valeur de l'épaisseur « d_2 » apparaît le phénomène MESFET parasite qui dégrade cette densité. Donc, on a ajusté la concentration du dopant dans la couche d'AlGa_{0.3}N, qui s'avère un important paramètre pour un meilleur rendement du dispositif. L'introduction d'une grande quantité du dopant induit la diminution de la mobilité des porteurs et aussi crée des effets parasites qui baisse la densité du 2DEG, et alors influe sur le courant.

Dans la deuxième partie, l'étude avait pour but l'analyse des effets des couches sur le comportement du transistor. Pour cela, deux autres structures ont été étudiées. Dans

la première (structure **II**), la couche cap layer n'est pas déposée, alors que pour la deuxième (structure **III**), la couche donneuse est supprimée. Dans la structure **II**, l'influence du cap layer est remarquable que pour les grandes valeurs de la fraction molaire «m». Cependant, l'absence de la couche donneuse dans la structure **III** influe sur les performances du HEMT, et impose des fractions molaires très importantes.

En perspectives, nous examinerons l'étude de l'effet de la température sur la mobilité des porteurs et par conséquent sur les caractéristiques du transistor HEMT AlGa_xN/GaN.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **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 soutenue le 12 Septembre 2005, Université de Limoges
- [2] **N. Ghalichechian**, « Silicon Carbide Overview of Physical Properties and Thin Film Deposition »
ENEE793, Solid State Electronics Fall 2002
- [3] **S.M. Sze**, « Semiconductor Devices - Physics and Technology »
1985, ISBN 0-471-87424-8
- [4] **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 2005, Université de Limoges.
- [5] **J. Y. Duboz**, « Matériaux semi-conducteurs à grand gap III-V à base de GaN »
- [6] **C. Djimli**, « Etude par simulation des phénomènes de polarisations et les contacts ohmiques dans les transistors HEMTs à base de GaN »
Mémoire de Magister en électronique, Université Mentouri - Constantine, 2005.
- [7] **M. Werquin**, « Etudes théoriques et expérimentales de transistors HEMT's de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences »
Thèse de doctorat soutenue le 14 Décembre 2005, Université de Lille
- [8] **J. H. Edgar**, « Properties of group III Nitrides »
INSPEC publication, ISBN 0-85296-818-3
- [9] **H. Mathieu**, « Physique des semiconducteurs et des composants électroniques »
DUNOD, ISBN 2-10-005654-9
- [10] **F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt**, « spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides »
Physical Review B, volume 56, numéro 16, octobre 1997, pp.10024-10027
- [11] **P. Chevalier**, « Transistors à effet de champ à hétérojonction sur matériaux III-V pour applications hyperfréquences »
Cours Tec 35, Eudil, Ecole polytechnique universitaire de Lille, (1999).
- [12] **A.F. Wright**, « Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN »
Journal of Applied Physics, volume 82, numéro 6, septembre 1997, pp.2833-2839.
- [13] **N. Vellas**, « Etudes Expérimentales De Transistors HFET De La Filière Nitrure De Galium Pour Des Applications De Puissance Hyperfréquences »
Thèse de doctorat soutenue le 18 Décembre 2003, Université de Lille

- [14] **D. Delagebeaudeuf, P. Delescluse, P. Etienne, M. Laviron, J. Chaplart, N. T. Linh**, « Two dimensionnal electron gas MESFET structure »
Electronics Letters, Vol. 16, No 17, Août 1980
- [15] **T. Mimura ; S. Hiyamizu ; T. Fujii ; K. Nanbu**, « A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions »
Japanese Journal of Applied Physics, Vol.19, No 5, Mai 1980, pages L225 à L227
- [16] **M. Feneyrol**, « Télécommunication : réalités et virtualités, un avenir pour le XXIème siècle ».
Editions MASSON, 1996.
- [17] **G. Bastard**, «Superlattice band structure in the envelope-function approximation ».
Physical review B, 15 November 1981, volume 24, number 10, pp 5693-5697.
- [18] **F. Stern**, « Self-Consistent results for n-type Si inversion layer ».
Physical review B, 15 June 1972, volume 5, number 12, pp 4891-4899.
- [19] **S. J. Pearton, J. C. Zolper, and F. Ren**, « GaN: Processing, defects and devices ».
J.Appl. Phys. Vol. 86. pp. 1-78. 1999.
- [20] **Y. Cordier**, « Influence of substrate choice on the electrical properties of MBE grown AlGa_N/Ga_N HEMTs».
GAAS2002 work shop: Wide Band-Cap Research for Microwave Applications: Materials, Device and Circuit Issues, 2002.
- [21] **O. Ambacher; J. Smart; J. R. Shealy; N. G. Weimann; K. Chu. M. Murphy; W. J. Schaff; and L. F. Eastman**, «Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures »
Journal of Applied Physics, volume 85, numéro 6, septembre 1999, pp.3222-3233.
- [22] **A. Christou**, « Charge transport in low -dimensional nitride semiconductor heterostructures ».
Elsevier Physica B 296 (2001) pp264-270.
- [23] **Y. Wang, L.M, Zhiping Yu, L. Tian**, « Optimization of two-dimensional electron gases and I-V characteristics for AlGa_N/Ga_N HEMT devices»
Superlattices and Microstructures 36, p.869-875,(2004).
- [24] **A. Madjdi**, «Etude par simulation des propriétés électriques des transistors HEMTs a base de d' AlGa_N/Ga_N»
Mémoire de Magister en électronique, Université Mentouri - Constantine, 2006.
- [25] **Rashmi, A. Kranti, S. Haldar, R.S.Gupta**, «Impact of strain relaxation of Al_mGa_{1-m}N layer on 2DEG sheet charge density and current voltage characteristics of lattice mismatched Al_mGa_{1-m}N/Ga_N HEMTs»
Microelectronics journal 33 (2002) 205-212.

- [26] **B. Shen, T. Someya, Y. Arakawa**, «Influence of strain relaxation of the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ barrier on transport properties of the two-dimensional electron gas in modulation-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures»
Appl. Phys. Lett. 76 (2000) 2746-2748.
- [27] **O. Ambacher, B. Foutz, and al**, «Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures»
J. App. Phy. 87 (2000) 334-344.
- [28] **A. J. Shey, W.H. Ku**, «An analytical current-voltage characteristics model for high electron mobility transistors based on nonlinear charge control formulation»
IEEE Trans Electron Dev 1989;36(10):2299-306.
- [29] **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 AlGaIn/GaN HEMTs»
Solid-State Electronics 46 (2002) 621-630.
- [30] **E. J. Miller; X.Z. Dang; E.T. Yu**, «Gate leakage current mechanisms in AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors»
J. Appl Phys 2000;88(10):5951-8.
- [31] **C. Wang, X. Wang, G. Hu, J. Wang, J. Li and Z. Wang**, « Influence of AlN interfacial layer on electrical properties of high-Al-content $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT structure »
Applied surface science, vol 253, issue 2, 15 November 2006, p 762-765

I- Détermination de la relation $n_s(V_G)$ de la structure I

I.1- Diagramme énergétique

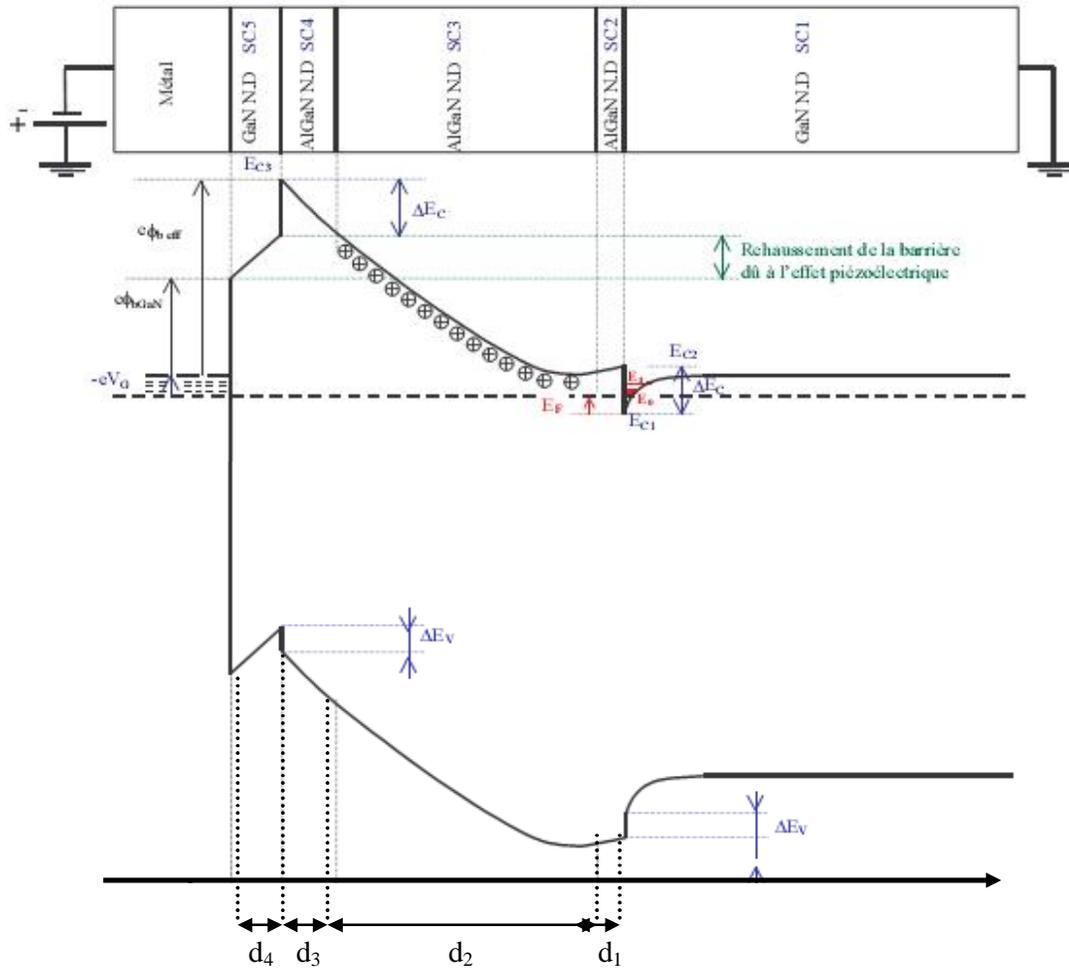


Figure A.1 : Diagramme énergétique

I.2- Détermination de la relation $n_s(V_G, E_F)$

I.2.1- Résolution de l'équation de poisson

L'équation de continuité du vecteur de déplacement à l'interface du SC1 et SC2 est donnée par :

$$\mathbf{e}_1 E_1(0) = \mathbf{e}_2 E_2(0) + \mathbf{S}^+ \quad (\text{A-1})$$

Où

ϵ_1 et ϵ_2 sont respectivement les constantes diélectriques du SC1 et SC2

σ^+ est la densité de charge positive due aux polarisations spontanée et piézoélectrique de la structure.

$E_1(0)$ et $E_2(0)$ sont respectivement le champ électrique induit coté SC1 et SC2.

Pour calculer $E_2(0)$ il suffit d'intégrer l'équation de Poisson dans SC2, SC3, SC4, SC5

Dans le SC2 « espaceur » $x_1 < x < 0$

- la densité de charge est nulle
- champ électrique est constant et en particulier égal à $E_2(0)$.

L'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 0 \Rightarrow \frac{dV}{dx} = Cte = -E_2(0) \quad (\text{A-2})$$

En appelant V_0 le potentiel en $x=0$ et V_{x_1} le potentiel à $x= x_1$ avec $d_1 = -x_1$, une deuxième intégration donne :

$$V_{x_1} - V_0 = \int_0^{x_1} -E_2(0) dx = -E_2(0)x_1 = E_2(0)d_1 \quad (\text{A-3})$$

Dans le SC3 « région d'AlGaIn dopée » $x_2 < x < x_1$

Dans la mesure où la déplétion est totale et le dopage homogène, la charge d'espace est

$r_{dep} = qN_D$ alors

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon_2} \quad (\text{A-4})$$

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{qN_D}{\epsilon_2} x + Cte = -E_3(x) \quad (\text{A-5})$$

L'équation de continuité du vecteur déplacement à l'interface des semiconducteurs SC2 et SC3 permet d'écrire $E_3(x_1) = E_2(0)$ et on obtient :

$$E_3(x) = \frac{qN_D}{e_2}(x - x_1) + E_2(0) \quad (\text{A-6})$$

En appelant V_{x1} et V_{x2} les potentiels aux coordonnées d'abscisse respectives $x = x_1$ et $x = x_2$ avec $d_2 = x_1 - x_2$, une deuxième intégration de l'équation (6) donne :

$$V_{x2} - V_{x1} = -\frac{qN_D}{2e_2}d_2^2 + E_2(0)d_2 \quad (\text{A-7})$$

Dans le SC4 « région non dopée d'AlGaIn » $x_3 < x < x_2$

- la densité de charge est nulle.
- champ électrique est constant.

Alors,

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 0 \quad \text{D'où} \quad \frac{dV}{dx} = \text{Cte} = -E_4(x_2) \quad (\text{A-8})$$

En définissant les potentiels V_{x2} et V_{x3} aux coordonnées respectives $x = x_2$ et $x = x_3$, avec $d_2 = x_1 - x_2$, une deuxième intégration donne :

$$V_{x3} - V_{x2} = E_4(x_2)d_3 \quad (\text{A-9})$$

L'équation de continuité du vecteur déplacement à l'interface des semiconducteurs SC3 et SC4 permet d'écrire $E_4(x_2) = E_3(x_2)$ et d'après l'équation (A-6), la relation (A-9) s'écrit :

$$V_{x3} - V_{x2} = -\left[\frac{qN_D}{e_2}d_2 - E_2(0)\right]d_3 \quad (\text{A-10})$$

Dans le SC5 « Cap layer région de GaN » $x_4 < x < x_3$

- la densité de charge est nulle, région non dopée.
- champ électrique est constant.

L'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 0 \quad \text{D'où} \quad \frac{dV}{dx} = \text{Cte} = -E_5(x_3) \quad (\text{A-11})$$

En appelant V_{x3} et V_{x4} les potentiels aux coordonnées d'abscisse respectives $x = x_3$ et $x = x_4$ avec $d_4 = x_3 - x_4$, l'intégration de l'équation (11) donne :

$$V_{x_4} - V_{x_3} = E_5(x_3)d_4 \quad (12)$$

L'équation de continuité du vecteur déplacement à l'interface des semiconducteurs SC4 et SC5 permet d'écrire

$$e_1 E_5(x_3) = e_2 E_4(x_3) - \mathbf{S}^- = e_2 E_3(x_2) - \mathbf{S}^- \quad (13)$$

\mathbf{S}^- est la densité de charges négatives dues aux polarisations spontanée et piézoélectrique de la structure.

Les équations (6) et (13) donnent :

$$E_5(x_3) = \frac{e_2}{e_1} \left[\frac{qN_D}{e_2} d_2 + E_2(0) \right] - \frac{\mathbf{S}^-}{e_1} \quad (14)$$

Alors l'équation (12) peut être écrite sous la forme suivante :

$$V_{x_4} - V_{x_3} = \left(\frac{e_2}{e_1} \left[-\frac{qN_D}{e_2} d_2 + E_2(0) \right] - \frac{\mathbf{S}^-}{e_1} \right) d_4 \quad (15)$$

En associant les relations (3), (7) et (10), on obtient la relation donnant la différence de potentiel entre les points de coordonnées $x = 0$ et $x = x_3$

$$\Delta V = V_{x_3} - V_0 = E_2(0)(d_3 + d_2 + d_1) - \frac{qN_D}{e_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} \right) \quad (16)$$

D'après le diagramme énergétique de la structure, la différence de potentiel $V_{x_3} - V_0$ s'écrit :

$$\Delta V = V_{x_3} - V_0 = -\frac{1}{q} (E_{c3}(x_3) - E_{c2}(0)) \quad (17)$$

$$E_{b_{eff}} = E_{b_{GaN}} + \Delta E_c + q(V_{x_4} - V_{x_3}) \quad (18)$$

Où $E_{b_{GaN}}$ est la hauteur de la barrière métal-GaN (SC5)

Avec

$$\begin{cases} E_{c3}(x_3) = E_{c1}(0) + E_F + qV_G + E_{b_{eff}} \\ E_{c2}(0) = E_{c1}(0) + \Delta E_c \end{cases} \quad (19)$$

Où

- E_{c3} et E_{c2} sont respectivement les énergies des bandes de conduction des semiconducteurs SC2 et SC3,

- $E_{b_{eff}} = qf_{b_{eff}}$ la hauteur de barrière effective.

- ΔE_c la discontinuité des bandes de conduction entre les deux semiconducteurs SC2 et SC3

Les relations (17) et (19) permettent d'écrire

$$\Delta V = -\frac{1}{q} \left(E_F - qV_G + E_{b_{eff}} - \Delta E_c \right) \quad (20)$$

Le champ électrique $E_2(0)$ à l'interface des semiconducteurs SC1 et SC2 peut être obtenu on faisons l'égalité des relations (16) et (20) :

$$E_2(0) = \frac{1}{D} \left[V_G - \frac{E_F}{q} + \frac{qN_D}{e_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} \right) - \frac{E_{b_{eff}}}{q} + \frac{\Delta E_c}{q} \right] \quad (A-21)$$

Avec

$$D = d_1 + d_2 + d_3$$

L'expression de la hauteur de barrière effective s'écrit

$$E_{b_{eff}} = E_{b_{GaN}} + \Delta E_c - \frac{q^2 N_D d_2 d_4}{e_1} + \frac{q e_2 d_4}{e_1} E_2(0) - \frac{q S^-}{e_1} d_4 \quad (22)$$

Le terme $-\frac{q S^-}{e_1} d_4$ est positif, il permet d'accroître par conséquent la hauteur de barrière

On peut lier ce phénomène directement à la présence de la couche du GaN « cap layer » et surtout aux phénomènes de polarisation spontanée et piézoélectrique de cette couche.

En remplaçant l'expression de $E_{b_{eff}}$ dans la relation (21), on trouve

$$E_2(0) = \frac{1}{D_1} \left(\frac{qN_D d_2}{e_2} \left[d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{e_2}{e_1} d_4 \right] + V_G - \frac{E_{b_{GaN}}}{q} - \frac{E_F}{q} + \frac{S^-}{e_1} d_4 \right) \quad (23)$$

Avec, $D_1 = D + \frac{e_2}{e_1} d_4$

On va maintenant calculer $E_1(0)$ dans le GaN (ou est présent le gaz d'électrons) non dopé. La charge d'espace présente est essentiellement constituée par les électrons de la couche d'inversion. Le théorème de Gauss appliqué à un cylindre d'axe x et de base unité dans le GaN permet d'écrire

$$E_1(0) = -\frac{Q_1}{e_1} = \frac{q n_s}{e_1} \quad (24)$$

D'après la relation de continuité (1) en $x=0$ et l'équation (24), la densité surfacique de porteurs dans l canal s'écrit

$$n_s = \frac{1}{q} (e_2 E_2(0) + S^+) \quad (25)$$

En explicitant $E_2(0)$ dans l'équation (25), on obtient l'expression finale de $n_s(V_G, E_F)$

$$n_s(V_G, E_F) = \frac{e_2}{q D_1} \left(\frac{q N_D d_2}{e_2} \left[d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{e_2}{e_1} d_4 \right] + V_G - \frac{E_{b_{GaN}}}{q} - \frac{E_F}{q} + \frac{S^-}{e_1} d_4 + \frac{S^+}{e_2} D_1 \right) \quad (26)$$

La relation (26) peut être écrite aussi sous la forme :

$$n_s(V_G, E_F) = \frac{e_2}{q D_1} \left(V_G - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \quad (27)$$

Avec

$$V_{th} = - \left(\frac{q N_D d_2}{e_2} \left[d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{e_2}{e_1} d_4 \right] - \frac{E_{b_{GaN}}}{q} + \frac{S^-}{e_1} d_4 + \frac{S^+}{e_2} D_1 \right) \quad (28)$$

De plus, l'équation de continuité du vecteur de déplacement (1) en $x=0$ permet de donner l'expression de $E_{b_{eff}}$

$$E_{b_{eff}} = E_{b_{GaN}} + \Delta E_c - \frac{q^2 N_D d_2}{e_1} d_4 + q E_1(0) d_4 \quad (29)$$

On remarque que tous les paramètres de l'équation $n_s(V_G, E_F)$ sont connus, sauf E_F , par conséquent sa résolution nécessite une autre relation reliant E_F à la densité surfacique de porteur n_s .

I.3- Détermination de la relation $n_s(E_F)$

Dans le GaN, les électrons sont confinés dans un puit de potentiel très étroit. Ces porteurs libres se comportent alors comme un gaz bidimensionnel d'électrons dont le mouvement est libre dans le plan (xy) de la structure et quantifier dans la direction (z). La rédaction de cette partie a été réalisé en s'appuyant sur l'ouvrage « physique des semiconducteurs et des composants électriques » de H.Mathieu [9], la thèse de N.villas [13] et [24]

I.3.1- Structure de sous-bandes d'énergie

L'intégration de l'équation de Schrödinger permet de calculer les niveaux d'énergie et les fonctions d'ondes des électrons dans le puit quantique

$$(T + V(r))y_i(r) = E_i y_i(r) \quad (\text{A-30})$$

Avec

$y_i(r)$: Energie associée à l'état propre i

T : Opérateur énergie cinétique des électrons

$$T = \frac{\mathbf{h}^2}{2m_e} \Delta \quad (\text{A-31})$$

$V(r)$: Opérateur d'énergie potentielle

$$V(x) = -qf(x) \quad (\text{A-32})$$

Où $f(x)$ est le potentiel électrostatique qui compte tenu de la géométrie de la structure, ne varie que dans la direction x perpendiculaire à la structure. Ce potentiel est fonction de la densité de charge par l'équation de Poisson

$$\frac{d^2 f(x)}{dx^2} = -\frac{r(x)}{e_{GaN}} \quad (\text{A-33})$$

$r(x)$: densité total de charge d'accumulation

Avec :

$$\begin{cases} f(x \rightarrow \infty) = 0 \\ e_{AlGaN} \left(\frac{df}{dx} \right)_{0^-} = s^+ + e_{GaN} \left(\frac{df}{dx} \right)_{0^+} \end{cases} \quad (\text{A-34})$$

Pour pouvoir résoudre l'équation (A-30), il est préalable de calculer le terme $V(r)$, alors plusieurs approximations et simplification peuvent être faite.

- **Approximation sur la hauteur de barrière coté AlGaN (SC2)**

L'approximation consiste à dire que la hauteur de barrière est infinie coté AlGaN (SC2), aucun électron ne passe du GaN dans l'AlGaN. En autres termes, la fonction d'onde s'annule à l'interface que nous prendrons comme origine des coordonnées. Dans la littérature, la discontinuité des bandes ΔE_c entre le GaN et l'AlGaN est estimée par :

$$\Delta E_c = \frac{70}{100} (E_{G_{AlGaN}} - E_{G_{GaN}}) \quad (A-35)$$

- **Approximation de la masse effective**

Un électron dans la bande de conduction est caractérisé par une fonction d'onde. En termes corpusculaires, c'est une particule dans un potentiel cristallin. Le concept de la masse effective consiste à représenter cette particule quasi-libre de charge $-e$ et de masse m_0 , par une quasi-particule libre de charge $-e$ et de masse m_e (masse effective).

Lorsqu'un cristal est soumis à une différence de potentiel, un électron de conduction est soumis d'une part à une force externe F_{ext} résultant du champ électrique appliqué et d'autre part à une force interne F_{int} résultant du potentiel cristallin.

$$m_0 \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_{ext} + \mathbf{F}_{int} \quad (A-36)$$

La masse effective m_e dans le vide est donnée par :

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_{ext} \quad (A-37)$$

Cette approximation atteint toutefois ses limites dans la mesure où les électrons sont confinés dans une épaisseur de quelques couches atomiques, et où le rôle des interactions électron-électron est loin d'être négligeable. Ces interactions perturbent beaucoup le concept de la masse effective.

La version la plus simple de l'approximation de la masse effective consiste à affecter à l'électron la masse effective de la bande conduction correspondante, supposée isotrope et parabolique.

En absence de charge d'espace la fonction d'onde de l'électron est une fonction propre du potentiel cristallin, c'est-à-dire fonction de Bloch.

$$E = E_c + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_e} \quad (A-38)$$

L'état propre de l'électron est un état de la bande de conduction d'énergie.

En présence d'une charge d'espace, la fonction d'onde de l'électron s'écrit :

$$y_i(\mathbf{r}) = x_i(x) e^{(ik_1 z + ik_2 y)} j(\mathbf{r}) \quad (A-39)$$

$j(r)$: Fonction de Bloch.

L'équation de la masse effective s'écrit alors :

$$\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2 x_i(x)}{dx^2} + [E_i - V(x)] x_i(x) = 0 \quad (\text{A-40})$$

Où, $x_i(x)$ est une solution de l'équation (A-40), avec les conditions aux limites pour un puit triangulaire infini

$$x_i(x=0) = 0 \quad \text{et} \quad x_i(x=\infty) = 0$$

E_i : énergie des électrons dans leur mouvement dans la direction x .

$$E = E_C + E_i + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_e} \quad (\text{A-41})$$

Avec $k_{//} = k_x^2 + k_y^2$

Le mouvement des électrons étant à deux dimensions, la densité d'états dans l'espace des k est donnée par

$$g(k) = \frac{2}{(2p)^2} \quad (\text{A-42})$$

Le nombre d'états sur un disque de rayon $k_{//}$ s'écrit

$$N(k_{//}) = \frac{2}{(2p)^2} p k_{//}^2 \quad (\text{A-43})$$

En prenant dans chacune des sous bandes, l'origine des énergies au bas de la sous bande, l'énergie s'écrit

$$E = \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_e} \quad (\text{A-44})$$

Alors

$$k_{//}^2 = \frac{2m_e}{\hbar^2} E \quad (\text{A-45})$$

En explicitant $k_{//}$ dans l'expression (A-43) on obtient

$$N(E) = \frac{2}{(2p)^2} p \frac{2m_e E}{\hbar^2} \quad (\text{A-46})$$

La densité d'état dans l'espace pour une sous bande est donnée par [29m]:

$$g_i(E) = \frac{dN(E)}{dE} = \frac{m_e}{p\hbar^2} \quad (\text{A-47})$$

A la température T , la population de chaque sous bande est donnée par

$$n_i = \int_{E_i}^{\infty} g_i(E) f(E) dE \quad \text{avec} \quad f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}}$$

$f(E)$: fonction de Fermi qui représente la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un électron à la température T .

$$n_i = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} \int_{E_i}^{\infty} \frac{dE}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \quad (\text{A-48})$$

Avec

$$\int_{E_i}^{\infty} \frac{dE}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} = kTLn(1 + e^{(E_F-E_i)/kT}) \quad (\text{A-49})$$

De (A-48) et (A-49), la population d'une sous bande i s'écrit

$$n_i = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kTLn(1 + e^{(E_F-E_i)/kT}) \quad (\text{A-50})$$

La densité totale d'électrons dans la couche d'accumulation est donnée par $n = \sum_i n_i$ soit

$$n = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kT \sum_i Ln(1 + e^{(E_F-E_i)/kT}) \quad (\text{A-51})$$

- Approximation du potentiel triangulaire

Cette approximation consiste à dire que l'évolution du potentiel est linéaire pour $x = 0$ dans la zone d'accumulation

$$V(x) = qE_{eff} x \quad (\text{A-52})$$

Où E_{eff} présente le champ électrique effectif

$$E_{eff} = q \frac{fn}{e_{GaN}} \quad (\text{A-53})$$

- n Représente les charges d'accumulation

- f coefficient numérique pondérant la participation moyenne des charges d'accumulation

Ou pour :

$f = 0$; une seule contribution des charges de déplétion

$f = 1$; donne à E_{eff} la valeur du champ électrique à l'interface

$f = 1/2$; donne à E_{eff} la valeur moyenne à l'intérieur de la zone d'accumulation

Résolution de l'équation de la masse effective

En explicitant (A-52) dans l'équation de la masse effective on peut écrire

$$\frac{d^2 \mathbf{x}_i(x)}{dx^2} - \frac{2m_e}{\mathbf{h}^2} [qx E_{eff} - E_i] \mathbf{x}_i(x) = 0 \quad (\text{A-54})$$

En posant

$$u = \left(\frac{2m_e q E_{eff}}{\mathbf{h}^2} \right)^{1/3} \left(x - \frac{E_i}{q E_{eff}} \right)$$

Où

$$\begin{cases} \frac{d}{dx} = \frac{du}{dx} \frac{d}{du} \\ \frac{d^2}{dx^2} = \frac{du}{dx} \frac{d}{du} \left(\frac{du}{dx} \frac{d}{du} \right) = \left(\frac{du}{dx} \right)^2 \frac{d^2}{du^2} \\ \frac{d^2}{du^2} = \left(\frac{2m_e q E_{eff}}{\mathbf{h}^2} \right)^{2/3} \frac{d^2}{du^2} \end{cases}$$

La relation A-54 s'écrit alors sous la forme suivante

$$\frac{d^2 \mathbf{x}_i(u)}{du^2} - u \mathbf{x}_i(u) = 0 \quad (\text{A-55})$$

Les solutions de cette équation sont des fonctions d'Airy $\mathbf{x}_i(u) = Ai(u)$

$$\mathbf{x}_i(x) = Ai \left(\left(\frac{2m_e q E_{eff}}{\mathbf{h}^2} \right)^{1/3} \left(x - \frac{E_i}{q E_{eff}} \right) \right) \quad (\text{A-56})$$

Dans l'approximation du puit triangulaire infini elles s'annulent. Les valeurs propres sont de la forme :

$$E_i = \left(\frac{\mathbf{h}^2}{2m_2} \right)^{1/3} \left(\frac{3pq E_{eff}}{2} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad (\text{A-57})$$

On prenant compte de la relation (A-53)

$$E_i = \left(\frac{\mathbf{h}^2}{2m_2} \right)^{1/3} \left(\frac{3pq^2 n}{4e_{GaN}} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad (\text{A-58})$$

En posant

$$g_i = \left(\frac{\mathbf{h}^2}{2m_2} \right)^{1/3} \left(\frac{3pq^2}{4e_{GaN}} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad (\text{A-59})$$

Alors A-58 devient

$$E_i = g_i n^{2/3} \quad (\text{A-60})$$

L'intégration de l'équation de Poisson dans l'AlGaN à permis d'exprimer la relation de $n(V_G, E_F)$, et la résolution de l'équation de Schrödinger nous a donner la relation $n(E_F)$ et le

niveau d'énergie E_i de chaque sous bande. Nous avons limité la population électronique de la couche d'accumulation aux deux premières sous bandes et nous avons considéré le GaN totalement relaxé. Le système d'équation à résoudre ne présente pas de solution analytique exacte et nécessite une résolution autocohérente.

$$\begin{cases} n_s(V_G, E_F) = \frac{e_2}{qD_1} \left(V_G - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \end{cases} \quad (A-61)$$

$$\begin{cases} n_s(E_F) = \frac{m_e}{\rho \hbar^2} kTLn \left[\left(1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left(1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right] \end{cases} \quad (A-62)$$

Avec

$$E_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_2} \right)^{1/3} \left(\frac{pq^2 n_s}{e_{GaN}} \left(\frac{9}{16} \right) \right)^{2/3}, \quad E_0 = g_0 n_s^{2/3}$$

$$E_1 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_2} \right)^{1/3} \left(\frac{pq^2 n_s}{e_{GaN}} \left(\frac{21}{16} \right) \right)^{2/3}, \quad E_1 = g_1 n_s^{2/3}$$

$$V_{th} = - \left(\frac{qN_D d_2}{e_2} \left[d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{e_2}{e_1} d_4 \right] - \frac{E_{bGaN}}{q} + \frac{s^-}{e_1} d_4 + \frac{s^+}{e_2} D_1 \right)$$

$$m_e = 0.2 m_0$$

$$D_1 = D + \frac{e_2}{e_1} d_4 \quad \text{ou} \quad D = d_1 + d_2 + d_3$$

$$e_1 = e_{GaN} = 9.5$$

$$e_2 = e_{AlGaN} = 0.5m + 9.5$$

$$E_{b_{eff}} = E_{bGaN} + \Delta E_c + \frac{q^2 d_2}{e_1} d_4 (n_s - N_d d_2)$$

$$E_{bGaN} = 0.8 \text{ eV}$$

$$\Delta E_c = 0.7 (E_{G_{AlGaN}} - E_{G_{GaN}})$$

$$E_{G_{AlGaN}}(m) = 6.13m + 3.39(1-m) - m(1-m) \quad \text{eV}$$

$$E_{G_{GaN}} = 3.39 \text{ eV}$$

$$|s| = \left| P_{SP_{AlGaN}}(m) + P_{PZ_{AlGaN}}(m) - P_{SP_{GaN}} \right|$$

$$P_{SP_{AlGaN}} = -0.052m - 0.029 \quad C/m^2$$

$$P_{PZ_{AlGaN}}(m) = 2 \frac{a - a_0(m)}{a_0(m)} \left(e_{31}(m) - e_{33}(m) \frac{C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right) \quad C/m^2$$

$$a = 3.189 \text{ \AA}$$

$$a_0(m) = (-0.077m + 3.189) \text{ \AA}$$

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

$$e_{33}(m) = (0.73m + 0.73) \text{ C/m}^2$$

$$C_{31}(m) = (5m + 103) \text{ G/Pa}$$

$$C_{33}(m) = (-32m + 405) \text{ G/Pa}$$

A partir des données précédente nous pourrons détermine la densité des électron dans le puit de potentiel pour trois gammes de polarisation spécifiques : régime de faible, moyen et fort inversion.

Régime de faible inversion

Pour les faibles densités d'électrons à l'interface : le niveau de Fermi se situera au-dessous de la première sous bande.

$$E_F - E_0 < 0 \quad \text{alors} \quad e^{(E_F - E_0)/kT} = e$$

On sais que $\text{Ln}(1+e) = e$

L'équation A-62 devient alors :

$$n_S(E_F) = BkT e^{(E_F/kT)} \left[e^{-(E_0/kT)} + e^{-(E_1/kT)} \right] \quad (\text{A-63})$$

$$\text{Avec } B = \frac{m_e}{\rho \hbar^2}$$

Dans ce régime E_0 et E_1 sont inférieurs à kT de sorte que : $e^{-(E_0/kT)} = 1$ ceci permet d'écrire A-63 sous la forme suivante :

$$n_S = 2BkT . e^{E_F/kT} \quad (\text{A-64})$$

Ainsi l'énergie de Fermi E_F est liée à la densité électronique par la relation :

$$E_F = kT \text{Ln} \left[\frac{n_S}{2BkT} \right] \quad (\text{A-65})$$

On reportant l'expression de E_F dans l'équation A-61 et en supposant que la densité d'électrons est faible par rapport à la densité d'états associée aux deux premières sous bandes, rendant le terme logarithmique très inférieur à 1, on obtient :

$$n_s = 2BkT \exp\left[\frac{q(V_G - V_{th})}{kT}\right] \quad (\text{A-66})$$

On notera qu'en régime de faible inversion le puit de potentiel est large et pas trop profond, il en résulte que la quantification des états électroniques est faible, et la structure présente un décalage par rapport à un gaz d'électrons bidimensionnel.

Régime d'inversion moyenne

Le niveau de Fermi se situ au fond du puits de potentiel, juste quelques kT en dessous de la bande de conduction. Ainsi l'équation A-62 peut être écrite sous la forme:

$$n_s = n_{s0} \exp\left[\frac{E_F}{kT}\right] \cong n_{s0} \left(1 + \frac{E_F}{kT}\right) \quad (\text{A-67})$$

En combinant l'équation (A-61) et (A-67) on trouve :

$$E_F = \frac{qe_2kT \left(V_G - V_{th} - \frac{qD_1n_{s0}}{e_2} \right)}{q^2D_1n_{s0} + e_2kT} \quad (\text{A-68})$$

Alors la densité des électron est donnée par :

$$n_s = n_{s0} \cdot \exp\left[\frac{qe_2 \left(V_G - V_{th} - \frac{qD_1n_{s0}}{e_2} \right)}{q^2D_1n_{s0} + e_2kT} \right] \quad (\text{A-69})$$

Où n_{s0} est la densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique à $E_F = 0$, et qui peut être obtenu par la solution auto-cohérente.

Régime de forte inversion

En régime de forte inversion la densité électronique dans le canal devient suffisamment importante pour que le niveau de Fermi passe au-dessus du bas de la deuxième sous bande E_1 , alors :

$$\exp\left(\frac{E_F - E_0}{kT}\right) \gg 1$$

L'équation A-62 devient

$$n_s = B[2E_F - E_0 - E_1] \quad (\text{A-70})$$

Où,

$$B = \frac{m_e}{\rho \hbar^2}$$

Alors l'expression de E_F peut être déduite :

$$E_F = \frac{n_s}{2B} + \frac{E_0 + E_1}{2} \quad (\text{A-71})$$

On sait que,

$$E_0 = g_0 n_s^{2/3}$$

$$E_1 = g_1 n_s^{2/3}$$

En explicitant les expressions de E_0 et E_1 dans l'équation de E_F on obtient

$$E_F = \frac{n_s}{2B} + \frac{g_0 + g_1}{2} n_s^{2/3} \quad (\text{A-72})$$

En reportant cette expression dans l'équation A-61 on obtient :

$$n_s \left(1 + \frac{e_2}{2q^2 D_1 B} \right) + \frac{e_2}{2q^2 D_1} \frac{g_0 + g_1}{2} n_s^{2/3} = \frac{e_2}{q D_1} (V_G - V_{th}) \quad (\text{A-73})$$

En régime de forte inversion le terme linéaire en n_s est prépondérant de sorte que la densité d'électrons suit une loi sensiblement linéaire donnée par :

$$n_s = A(V_G - V_{th}) \quad (\text{A-74})$$

Avec
$$A = \frac{2q e_2 B}{2q^2 D_1 B + e_2}$$

II- Détermination du courant $I_{ds}(V_{ds})$ de la structure I

L'équation du courant $I_{ds}(V_{ds})$ est donnée par :

$$I_{ds}(m, x) = Zq\mathbf{m}(x) \left(n_s(m, x) \frac{dV_c(x)}{dx} + \frac{kT}{q} \frac{dn_s(x)}{dx} \right) \quad (\text{A-75})$$

Cette équation traduit le courant de drain induit par le gaz bidimensionnel d'électrons du transistor HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ en fonction de la fraction molaire de l'aluminium «m» et de la position «x» dans le canal.

Où

Z : la largeur de la grille.

$V_c(x)$: le potentiel du canal à la position «x» induit par la polarisation du drain

$\mathbf{m}(x)$: la mobilité des électron qui est donnée par :

$$\mathbf{m}(x) = \frac{\mathbf{m}_0}{1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}} \quad (\text{A-76})$$

Avec ; $E_1 = \frac{E_c v_{sat}}{\mathbf{m}_0 E_c - v_{sat}}$

E_c : champ électrique de saturation.

\mathbf{m}_0 : mobilité mesurée sous faible champ.

v_{sat} : vitesse de saturation des porteurs.

La relation du courant de drain peut être écrite alors:

$$I_{ds}(m, x) = \frac{Zq\mathbf{m}_0}{1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}} \left(n_s(m) \frac{dV_c(x)}{dx} + \frac{kT}{q} \frac{dn_s(x)}{dx} \right) \quad (\text{A-77})$$

Le terme $\left(\frac{kT}{q} \frac{dn_s(x)}{dx} \right)$ est négligeable [42]. L'équation A-77 devient :

$$I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} \right) = Zq\mathbf{m}_0 n_s(x) \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{A-78})$$

L'expression A-78 représente l'équation générale du courant de drain. On peut déterminer les expressions du courant dans les différents régimes de fonctionnement. On reportant les densités des porteurs (n_s) de chaque régime dans cette relation et en remplaçant le «potentiel de grille» par «le potentiel effectif de la grille» ($V_{gs} - V_c(x)$),

II.1 Régime de faible inversion

La densité de porteurs dans le canal n_s de ce régime s'écrit:

$$n_s = 2BkT \exp\left[\frac{q(V_G - V_{th}(m) - V_c(x))}{kT}\right] \quad (\text{A-79})$$

En explicitant l'expression de n_s dans la relation du courant A-78 on obtient :

$$I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}\right) = 2Zq\mathbf{m}_0 BkT \exp\left[\frac{q(V_G - V_{th}(m) - V_c(x))}{kT}\right] \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{A-80})$$

Si on multiplie A-80 par dx on trouve :

$$I_{ds} dx + \frac{I_{ds}}{E_1} dV_c(x) = 2Zq\mathbf{m}_0 BkT \cdot \exp\left[\frac{q(V_G - V_{th}(m))}{kT}\right] \cdot \exp\left[\frac{-qV_c(x)}{kT}\right] \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{A-81})$$

L'intégration de l'équation A-81 le long du canal «L» avec les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} V_c(x)|_{x=0} = I_{ds} R_s & (\text{A-82}) \\ V_c(x)|_{x=L} = V_{ds} - I_{ds} (R_s + R_d) & (\text{A-83}) \end{cases}$$

Avec,

R_s et R_d sont respectivement les résistances parasites de la source et du drain.

V_{ds} : différence de potentiel appliquée.

Permet d'avoir la relation «courant-tension» pour le régime de faible inversion :

$$I_{ds} \left(L + \frac{V_{ds}}{E_1}\right) - I_{ds}^2 \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1}\right) = 2Z\mathbf{m}_0 Bk^2 T^2 \cdot \exp\left(\frac{q(V_G - V_{th}(m))}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{-qI_{ds} R_s}{kT}\right) - \exp\left(\frac{q(I_{ds} (R_s + R_d) - V_{ds})}{kT}\right) \right] \quad (\text{A-84})$$

II.2. Régime d'inversion moyenne

Pour le régime d'inversion moyenne, la densité d'électrons « n_s » dans le canal est donnée par:

$$n_s = n_{s0} \cdot \exp\left[\frac{qe_2 \left(V_G - V_{th}(m) - \frac{qD_1 n_{s0}}{e_2}\right)}{q^2 D_1 n_{s0} + e_2 kT}\right] \exp\left[\frac{-qe_2 V_c(x)}{q^2 D_1 n_{s0} + e_2 kT}\right] \quad (\text{A-85})$$

En explicitant l'expression de n_s dans la relation du courant A-78 on obtient :

$$I_{ds} + \frac{I_{ds}}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} = Zq m_0 A \cdot \exp \left[\frac{-q e_2 V_c(x)}{q^2 D_1 n_{s0} + e_2 kT} \right] \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{A-86})$$

Avec,

$$A = n_{s0} \cdot \exp \left[\frac{q e_2 \left(V_G - V_{th}(m) - \frac{q D_1 n_{s0}}{e_2} \right)}{q^2 D_1 n_{s0} + e_2 kT} \right]$$

L'intégration de l'équation A-86 le long du canal de longueur «L», avec les mêmes conditions aux limites du régime faible inversion, la relation du courant pour ce régime est donnée par :

$$\begin{aligned} I_{ds} \left(L + \frac{V_{ds}}{E_1} \right) - I_{ds}^2 \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right) = \\ \frac{Z m_0 [q^2 D_1 n_{s0} + e_2 kT] n_{s0}}{e_2} \cdot \exp \left(\frac{q e_2 \left(V_G - V_{th}(m) - \frac{q D_1 n_{s0}}{e_2} \right)}{q^2 D_1 n_{s0} + e_2 kT} \right) \times \\ \left[\exp \left(\frac{-q e_2 I_{ds} R_s}{q^2 D_1 n_{s0} + e_2 kT} \right) - \exp \left(\frac{q e_2 (I_{ds} (R_s + R_d) - V_{ds})}{q^2 D_1 n_{s0} + e_2 kT} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A-87})$$

III.2.1.3 Régime de forte inversion

Dans le régime de forte inversion, le transistor HEMT opère le plus souvent, donc le courant dans ce régime détermine les performances du transistor pour les applications à fortes consommations électriques.

L'expression de la densité d'électrons dans le canal est donnée par:

$$n_s = \frac{2q e_2 B}{2q^2 D_1 B + e_2} (V_G - V_{th}(m) - V_c(x)) \quad (\text{A-88})$$

En reportant (A-88) dans l'expression du courant on obtient :

$$I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} \right) = \frac{2BZq^2 m_0 e_2}{2q^2 D_1 B + e_2} (V_G - V_{th}(m) - V_c(x)) \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{A-89})$$

La multiplication de A-88 par «dx» donne :

$$I_{ds} dx + \frac{I_{ds}}{E_1} dV_c(x) = A_1 (V_G - V_{th}(m) - V_c(x)) dV_c(x) \quad (\text{A-90})$$

Avec :

$$A_1 = \frac{2Zq^2 m_0 B e_2}{2q^2 D_1 B + e_2}$$

En intégrant l'équation A-90 le long du canal on obtient :

$$I_{ds} \left(L + \frac{V_{ds}}{E_1} \right) - I_{ds}^2 \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right) = A_1 (V_G - V_{th}(m)) [V_{ds} - I_{ds} (2R_s + R_d)] - \frac{A_1}{2} [V_{ds}^2 + I_{ds}^2 (R_s + R_d)^2 - 2V_{ds} I_{ds} (R_s + R_d) - I_{ds}^2 R_s^2] \quad (\text{A-91})$$

L'équation A-91 peut être écrite sous :

$$I_{ds}^2 \left[-\frac{A_1}{2} (R_d^2 + 2R_s R_d) + \frac{(2R_s + R_d)}{E_1} \right] + I_{ds} \left[-A_1 (V_G - V_{th}(m)) (2R_s + R_d) + A_1 V_{ds} (R_s + R_d) - \left(L + \frac{V_{ds}}{E_1} \right) \right] + \left[A_1 (V_G - V_{th}(m)) V_{ds} - \frac{A_1}{2} V_{ds}^2 \right] = 0 \quad (\text{A-92})$$

L'équation A-92 est une équation du second degré en « I_{ds} » avec une solution de la forme :

$$I_{ds} = \frac{-a_2 + \sqrt{a_2^2 - 4a_1 a_3}}{2a_1} \quad (\text{A-93})$$

Avec :

$$a_1 = \left(\frac{q^2 B Z m_0 e_2}{2q^2 B D_1 + e_2} \right) (R_d^2 + 2R_s R_d) - \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right) \quad (\text{A-94})$$

$$a_2 = L + \frac{V_{ds}}{E_1} + \left(\frac{2q^2 B Z m_0 e_2 ((2R_s + R_d)(V_G - V_{th}(m)) - V_{ds} (R_s + R_d))}{2q^2 B D_1 + e_2} \right) \quad (\text{A-95})$$

$$\mathbf{a}_3 = \left(\frac{2q^2 BZm_0 \mathbf{e}_2}{2q^2 BD_1 + \mathbf{e}_2} \right) \times \left(\frac{V_{ds}^2}{2} - V_{ds} (V_G - V_{th}(m)) \right) \quad (\text{A-96})$$

Le courant de saturation I_{dsat} peut être obtenue à travers la relation A-78

$$I_{dsat} = \left(\frac{2q^2 BZm_0 E_c \mathbf{e}_2}{2q^2 BD_1 + \mathbf{e}_2} \right) \times (V_G - V_{th}(m) - V_{dsat}) \quad (\text{A-97})$$

On peut écrire A-97 sous la forme :

$$I_{dsat} = A_2 E_c (V_G - V_{th}(m) - V_{dsat}) \quad (\text{A-98})$$

Avec :

$$A_2 = \left(\frac{2q^2 BZm_0 \mathbf{e}_2}{2q^2 BD_1 + \mathbf{e}_2} \right) \quad (\text{A-99})$$

Où V_{dsat} est la tension de saturation qui peut être calculée en imposant l'égalité des équations A-98 et A-93:

$$\frac{-\mathbf{a}_2 + \sqrt{\mathbf{a}_2^2 - 4\mathbf{a}_1 \mathbf{a}_3}}{2\mathbf{a}_1} = A_2 E_c (V_G - V_{th}(m) - V_{dsat}) \quad (\text{A-100})$$

alors A-100 devient :

$$\begin{aligned} & \mathbf{a}_1^2 A_2^2 E_c^2 [(V_G - V_{th}(m))^2 + V_{dsat}^2 - 2(V_G - V_{th}(m))] \\ & + \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_2 A_2 E_c (V_G - V_{th}(m) - V_{dsat}) + \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_3 = 0 \end{aligned} \quad (\text{A-101})$$

On remplace V_{ds} avec V_{dsat} dans les expressions de α_2 et α_3 , on obtient une équation du second degré en V_{dsat} :

$$\begin{aligned} & V_{dsat}^2 \left[\frac{\mathbf{a}_1 A_2}{2} - \mathbf{a}_1 A_2 E_c \left(\frac{1}{E_c} - A_2 (R_S + R_d) \right) + \mathbf{a}_1^2 A_2^2 E_c^2 \right] + V_{dsat} \left\{ -2\mathbf{a}_1^2 A_2^2 E_c^2 (V_G - V_{th}(m)) \right. \\ & \left. + \mathbf{a}_1 A_2 E_c (V_G - V_{th}(m)) \left(\frac{1}{E_c} - A_2 (R_S + R_d) \right) - \mathbf{a}_1 A_2 E_c [L + A_2 (2R_S + R_d) (V_G - V_{th}(m))] - \mathbf{a}_1 A_2 (V_G - V_{th}(m)) \right\} \\ & \left[\mathbf{a}_1^2 A_2^2 E_c^2 (V_G - V_{th}(m)) + \mathbf{a}_1 A_2 E_c (V_G - V_{th}(m)) [L + A_2 (2R_S + R_d) (V_G - V_{th}(m))] \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{A-102})$$

A-102 peut être mise sous la forme :

$$b_1 V_{dsat} + b_2 V_{dsat} + b_3 = 0 \quad (\text{A-103})$$

Avec :

$$b_1 = \left(\frac{4q^2 BZ a_1 m_0 E_c e_2}{2q^2 BD_1 + e_2} \right)^2 \left(1 + \frac{R_s + R_d}{a_1 E_c} \right) + \left(\frac{4q^2 BZ a_1 m_0 E_c e_2}{2q^2 BD_1 + e_2} \right) \left(\frac{E_1 - 2E_c}{E_1 E_c} \right) \quad (\text{A-104})$$

$$b_2 = \left(\frac{8q^2 BZ a_1 m_0 E_c e_2}{2q^2 BD_1 + e_2} \right) \left[(V_G - V_{th}(m)) \times \left(\frac{E_c - E_1}{E_1 E_c} \right) - L \right] - \left[\frac{4q^2 BZ a_1 m_0 E_c e_2}{2q^2 BD_1 + e_2} \right]^2 \left(\frac{R_s + R_d}{a_1 E_c} + \left(2 + \frac{R_s + 2R_d}{a_1 E_c} \right) (V_G - V_{th}(m)) \right) \quad (\text{A-105})$$

$$b_3 = \left[\left(\frac{4q^2 BZ a_1 m_0 E_c e_2}{2q^2 BD_1 + e_2} \right) (V_G - V_{th}(m)) \right]^2 + \left(1 + \frac{R_s + 2R_d}{a_1 E_c} \right) \left(\frac{8q^2 BLZ a_1 m_0 E_c e_2}{2q^2 BD_1 + e_2} \right) \quad (\text{A-106})$$

ملخص

الهدف من عمل هذه المذكرة ه هو جلب طريقة للتمييز نستطيع بها شرح تصرف الترانزستورات ذات الحركية العالية HEMT ومعرفة حدود هذه التكنولوجيا. تعتبر هذه الترانزستورات في السنوات الأخيرة من أهم المركبات في التطبيقات التي تحتاج إلى قوة و طاقه عالية جدا. قمنا بتقديم نموذج Schrödinger-Poisson يحتوي على ظاهرة الكهربياني الضغطي التي تميز هذه الترانزستورات بهدف حساب كثافة الالكترونات بين طبقتي AlGaN/GaN و كذلك حساب قيمة التيار الموجودة. قمنا أيضا بدراسة تأثير مختلف الطبقات المكونة لهذا المركب.

RESUME

L'objectif du travail de ce mémoire est d'apporter une méthode de caractérisation afin d'expliquer le comportement des transistors HEMT de puissance basés sur une hétérostructure AlGaN/GaN et d'identifier les différentes limite liés a cette technologie. Ces transistors sont considérés ces dernières années comme composants prometteurs pour les applications hyperfréquences qui nécessitant des tensions et des puissances élevées. Nous avons présenté un modèle Schrödinger-Poisson incluant les propriétés piézoélectriques du GaN afin de simuler la densité de porteurs à l'interface d'une hétérostructure AlGaN/GaN ainsi que le courant. L'influence des différentes couches constituant l'hétérostructure à été étudiée.

ABSTRACT

The objective of memory work was to bring a method of characterization in order to explain the behavior of the power HEMT transistors based on an AlGaN/GaN heterostructure and to identify the various limit of this technology. These transistors are considered these last years as promising components for high frequencies applications requiring of the tensions and the high powers. We are presented a Schrödinger-Poisson model including the piezoelectric properties of GaN in order to simulate the carrier density at the interface of an AlGaN/GaN heterostructure. And as well as the currant. The influence of different layers was studied.