

République algérienne démocratique et populaire

**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE CONSTANTINE1
FACULTE DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE
Département d'électronique**

N° d'ordre :.....

Série :.....

THESE

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat en Science

SPECIALITE

Electronique

Option

Microélectronique

Par

BELLAKHDAR Aissa

THEME

***Etude et modélisation des phénomènes thermiques
et de transport sur les performances des composants
de puissance à base des hétérostructures
AlGa_N/Ga_N, AlIn_N/Ga_N***

Soutenu le : 26 /01/ 2021

Devant le jury composé de :

Président :	M.BOUCHEMAT	Prof. Université frères Mentouri Constantine 1
Rapporteur :	A.TELIA	Prof. Université frères Mentouri Constantine 1
Examineurs :	F.KERROUR	Prof. Université frères Mentouri Constantine 1
	M.ZAABAT	Prof. Université Larbi Ben Mhidi Oum El Bouaghi
	M.LEDRA	Prof. Université Salah Boubnider Constantine 3

DEDICACE

A la mémoire de mon père,

A ma mère,

A ma petite famille,

A tous ceux qui me sont très chers.

Je dédie ce modeste travail



REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (LMI), sous la direction du professeur Azzedine.TELIA, qu'il trouve ici l'expression de mes vifs remerciements pour avoir accepté d'être mon rapporteur, de m'avoir accordé sa confiance et pour m'avoir aidé à surmonter les difficultés rencontrées durant l'élaboration de ce travail. Ainsi, je le remercie pour sa gentillesse, sa disponibilité et ses précieux conseils scientifiques.

Je tiens à adresser ma sincère reconnaissance à mon professeur Jean Louis COUTAZ pour m'avoir accompagné durant mes travaux de recherche et qui m'a accueilli dans son laboratoire IMEP-LAHC, de l'Université Savoie Mont Blanc. J'ai particulièrement apprécié de travailler à ses côtés, de par sa rigueur alliée à son ouverture d'esprit. Il a su m'orienter dans mon travail, se montrant disponible dès que j'avais besoin de ses conseils.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur M.BOUCHEMAT, Professeur à l'Université des frères Mentouri Constantine 1, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury de cette thèse. J'espère qu'avec ces qualités et sa compétence, ce travail porte ses empreintes.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Messieurs F.KERROUR, Professeur à l'Université des frères Mentouri Constantine 1, M.ZAABAT Professeur à l'Université Larbi Ben Mhidi, d'Oum El Bouaghi, et M.LEDRA Professeur à l'université Salah Boubnider Constantine 3 d'avoir accepté d'être examinateurs sur cette thèse.

J'exprime également ma sincère reconnaissance à mon collègue Monsieur TAMOUM Mohamed Maître de Conférence à l'université de Jijel pour sa gentillesse, sa disponibilité et son aide précieuse.

J'adresse mes sincères remerciements aux membres de l'équipe du Laboratoire LMI, et surtout L.SEMRA, T.MOUET, M.KEDDACHE pour l'ambiance amicale et le soutien moral qu'ils m'ont apportés. Qu'ils sachent tous que je leur suis reconnaissant de tous les bons moments que nous avons passés ensemble.

Enfin, mes derniers remerciements sont adressés à ma famille, et plus particulièrement à mes parents pour m'avoir soutenu moralement par leur présence quand il le fallait pendant toutes ces années.

Table des Matières

	Page
Liste des Figures.....	I
Liste des Tableaux.....	V
Liste des Symboles.....	VI
Liste des Abréviations.....	IX
Introduction Générale.....	1
Bibliographie Introduction Générale.....	4
<i>Chapitre I : Propriétés et Applications du Nitrure de Gallium « GaN »</i>	
Introduction.....	5
I.1 Propriétés du Nitrure de Gallium : GaN.....	5
I.1.1 Matériau III-N grand gap.....	5
I.1.2 Performances Puissances-Fréquences du GaN.....	6
I.1.3 Propriétés Physiques du GaN.....	7
I.1.3.1 Structure Cristalline.....	7
I.1.3.1.1 Structure Wurtzite.....	8
I.1.3.1.2 Structure Zinc Blend.....	9
I.1.3.2 Propriétés Electroniques.....	10
I.1.3.2.1 Bande Interdite (gap)	10
I.1.3.2.2 Champ de claquage.....	12
I.1.3.2.3 Densité de Porteurs Intrinsèques.....	13
I.1.3.2.4 Mobilités des Porteurs.....	13
I.1.3.2.5 Conductivité Thermiques.....	14
I.1.3.3 Propriétés Optiques.....	15
I.1.3.4 Propriétés électriques Particulières du GaN Wurtzite « l'Effet de Polarisation dans le cristal »	16
I.1.3.4.1 Polarisation Spontanée.....	16
I.1.3.4.2 Polarisation Piézoélectrique.....	19
I.1.3.4.3 Effet de la Polarisation Résultante dans une Hétérostructure AlGa _N /Ga _N	20
I.1.4 Substrats pour le GaN Hexagonal.....	21
I.1.4.1 Le Saphir Al ₂ O ₃	22
I.1.4.2 Le Carbure de Si : SiC.....	22
I.1.4.3 Le Silicium Si (111)	22
I.2 Applications du Nitrure de Gallium : HEMT AlGa_N/Ga_N.....	23
I.2.1 Présentation du composant.....	23
I.2.2 Principe de l'Hétérojonction AlGa _N /Ga _N et Gaz Bidimensionnel (2DEG)	24
I.2.3 Structure Physique d'un HEMT AlGa _N /Ga _N	26
I.2.4 Principe de Fonctionnement du HEMT AlGa _N /Ga _N	27
I.2.5 InAlN un matériau prometteur.....	28
Conclusion.....	29
Bibliographie chapitre I.....	30
<i>Chapitre II : Analyse théorique des effets électriques des HEMTs AlGa_N/Ga_N et AlInN/GaN</i>	
Introduction.....	34
II.1 Les effets thermiques sur les caractéristiques électriques des HEMTs à base de GaN.....	35
II.1.1 La Bande interdite.....	35
II.1.2 La Mobilité électronique.....	36
II.1.3 La conductivité thermique.....	36
II.2 Principe de l'hétérostructure Al(Ga,In)N/GaN et formation du gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG)	37

II.3 Les effets de polarisations dans les hétérostructures Al(Ga,In)N/GaN.....	39
II.3.1 Polarisation Spontanée.....	39
II.3.2 Polarisation Piézoélectrique.....	40
II.4 Calcul de la densité d'électrons « n_s » dans le canal 2DEG de l'hétérostructure Al(Ga,In)N/GaN A face Ga.....	44
Conclusion.....	49
Bibliographie chapitre II.....	50

**Chapitre III : Etude de l'Influence du GaN Cap layer sur les propriétés électriques des structures
GaN/Al(Ga,In)N/GaN HEMTs incluant les effets thermiques**

Introduction.....	53
III.1 Influence du Cap Layer de GaN	54
III.2 Développement du modèle analytique de la tension de seuil V_{th} dans les structures GaN/Al(Ga,In)N/GaN avec un cap layer de GaN.....	55
III.2.1 Description de la structure étudiée.....	55
III.2.2 Densité de charge induite par polarisation	58
III.2.3 Calcul de la tension de seuil V_{th}	59
III.3 Effet de l'auto- échauffement et effet thermique.....	69
III.3.1 Introduction	69
III.3.2 Conséquences de l'auto-échauffement.....	69
III.3.3 Conséquences de l'effet thermique.....	70
III.3.3.1 Bande interdite (gap) en fonction de la température.....	70
III.3.3.2 Modèle de mobilité en fonction de la température.....	71
Modèle de Caughey-Thomas.....	72
III.4 Calcul de la concentration n_s dans le 2DEG en fonction de la température.....	73
III.5 Caractéristiques courant-tension $I_{ds} = f(V_{ds})$ en fonction de la température.....	75
III.6 Conductance du drain: $g_d(m)$ en fonction de la température.....	76
Conclusion.....	77
Bibliographie chapitre III.....	78

**Chapitre IV : Simulation des performances électriques des transistors HEMTs GaN/Al(Ga,In)N/GaN
(Résultats et Discussions)**

Introduction.....	82
IV.1 Description de la structure étudiée	83
IV.2 Performance électrique des HEMTs Structure A (GaN/Al _{0.32} Ga _{0.68} N/GaN) et Structure B (GaN/Al _{0.83} In _{0.17} N/GaN)	84
IV.2.1 Performance électrique des HEMTs Structure A et B sans l'effet thermique et l'auto- échauffement.....	85
IV.2.1.1 La densité d'électrons 2DEG.....	85
IV.2.1.1.1 Densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière.....	85
IV.2.1.1.2 Densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche de cap GaN...	86
IV.2.1.1.3 Variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière, sans et avec une couche de cap GaN non dopée et dopée n +.....	87
IV.2.1.1.4 Variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière avec différentes valeurs de : l'épaisseur de couche de cap GaN non dopée et cap n +GaN dopé.....	88
IV.2.1.1.5 Densité d'électrons 2DEG en fonction de la tension de grille-source pour différentes épaisseurs de cap GaN dopé n + et sans cap GaN pour les structures A et B.....	89
IV.2.1.1.6 Variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de la densité de dopage de cap GaN avec différentes épaisseurs de cap GaN.....	90
IV.2.1.2 La tension de seuil V_{th}	91

IV.2.1.2.1	Variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de la barrière avec cap GaN non dopé, cap n +GaN dopé et sans cap GaN d'une part et avec différentes valeurs d'épaisseur de la couche de cap GaN n +dopée d'autre part.....	91
IV.2.1.2.2	Variation de la tension de seuil en fonction de la densité de dopage de cap GaN avec différentes épaisseurs de couche de cap GaN.....	92
IV.2.1.3	Les caractéristiques courant-tension $I_{ds}(V_{ds})$	93
IV.2.1.3.1	Courant drain-source en fonction de la tension drain-source avec différents tension grille-source V_{gs} sans cap GaN.....	93
IV.2.1.3.2	Courant drain-source en fonction de la tension drain-source avec cap non dopé, n +-dopé et sans cap GaN.....	94
IV.2.1.4	La conductance de drain $g_{ds}(V_{ds})$	95
IV.2.1.4.1	Variation de la conductance drain-source g_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} sans et avec cap de GaN non dopée et cap n +GaN dopée.....	95
IV.2.2	Performance électrique des HEMTs Structure A et B avec l'effet thermique et l'auto-échauffement.....	96
IV.2.2.1	Dépendance du courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} sans cap GaN pour différentes températures.....	96
IV.2.2.2	Dépendance du courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} avec et sans cap GaN pour différentes températures.....	98
Conclusion.....		99
Bibliographie chapitre IV.....		100
Conclusion Générale et Perspective.....		102

Liste des Figures

Chapitre I		
Figure I.1	exemples d'applications des semi-conducteurs grand gap	6
Figure I.2	Comparaison des domaines d'utilisation en puissance en fonction de la fréquence de différents matériaux semiconducteurs	7
Figure I.3	a) Structure wurtzite et b) blende de zinc des nitrides d'éléments III	8
Figure I.4	Structures cristallines Wurtzite du GaN : a) face-Ga [0001] ; b) face-N [0001 $\bar{1}$]	9
Figure I-5	Diagrammes des bandes dans un matériau à l'état solide	11
Figure I.6	Bande interdite en fonction de la température pour différents semi-conducteurs	12
Figure.I.7	Largeur de la bande interdite en fonction du paramètre de maille à 300K pour les matériaux III-N binaires et ternaires	15
Figure I-8	Contribution des différents moments dipolaires pour la génération de la polarisation spontanée	17
Figure I-9	Polarités gallium et azote dans Ga hexagonal	17
Figure I-10	Génération d'un champ électrique \vec{E} et de la charge surfacique par la polarisation spontanée $\vec{P} = \vec{P}_{SP}$ dans un cristal Ga wurtzite polarité gallium	18
Figure I-11	Effet de contrainte sur la polarisation et la charge surfacique d'une couche Ga polarité gallium	19
Figure I.12	Structure AlGa _x N/GaN à face Ga, où GaN est relaxé et AlGa _x N contraint en tension	21
Figure I-13	Schéma de la structure d'un HEMT AlGa _x N/GaN classique	24
Figure I.14	Diagrammes de bandes d'énergie des matériaux de l'hétérojonction AlGa _x N/GaN	25
Figure I.15	Schéma d'une structure de bande d'une hétérojonction AlGa _x N/ GaN Après contact	25
Figure I.16	Structure de base d'un HEMT	26
Figure I-17	Vue en coupe du HEMT AlGa _x N /GaN	28
Figure I.18	coupe d'un transistor HEMT AlInN/GaN	28
Chapitre II		
Figure II.1	Bande interdite E_g en fonction de la température T dans les semiconducteurs binaires GaN, AlN et InN obtenue à partir du modèle de Varshni	36
Figure II.2	Diagramme de bandes pour les hétérojonctions AlGa _x N/GaN et AlInN/GaN	38
Figure II.3	Polarisation spontanée en fonction du paramètre de maille « a » du GaN, de l'InN, de l'AlN et de ses composés	40
Figure II.4	Polarisations spontanée et piézoélectrique au sein des hétérojonctions Al _m Ga _(1-m) N/GaN et In _{0.17} Al _{0.83} N/GaN	41
Figure II.5	(a) Evolution de la polarisation spontanée, de la polarisation piézoélectrique de l'AlGa _x N et de la densité de charges à la jonction AlGa _x N/GaN en fonction du taux d'aluminium « m » dans l'AlGa _x N	42
Figure II.5	(b) Evolution de la polarisation spontanée, de la polarisation piézoélectrique de l'AlInN et de la densité de charges à la jonction AlInN/GaN en fonction du taux d'aluminium « m » dans l'AlInN.	43
Figure II.6	Comparaisons des répartitions des charges du champ électrique et diagramme d'énergie des deux structures HEMT AlGa _x N/GaN (à gauche) et InAlN/GaN (à droite)	48
Chapitre III		
Figure.III.1	a)Diagramme de bandes d'un transistor HEMT, b) Densité d'électrons dans le canal : avec et sans cap de GaN	55
Figure.III.2	Structure en coupe transversale de GaN / Al _{0.32} Ga _{0.68} N / GaN (structure A, m =	56

	0.32) et GaN / Al _{0,83} In _{0,17} N / GaN (structure B, m = 0.83).	
Figure.III.3	Diagramme de bandes (la ligne pointillée correspond à la couche cap de GaN dopée, tandis que la ligne continue est pour le cas non dopé) et la distribution de charge en fonction de la profondeur z.	57
Figure.III.4	Hétérostructures GaN/AlGa(In)N/GaN HEMT avec une couche de cap GaN mince (gauche) ou épaisse (droite).	58
Figure.III.5	Densité de charge induite par la polarisation et direction des polarisations spontanées et piézoélectriques dans GaN / Al (Ga,In) N et Al (Ga,In) / GaN	58
Figure III.6	évolution de la mobilité des électrons en fonction de la température	72
Chapitre IV		
Figure IV.1	Structure en coupe transversale de GaN / Al _{0,32} Ga _{0,68} N / GaN (structure A) et GaN / Al _{0,83} In _{0,17} N / GaN (structure B)	83
Figure IV.2	Profil énergétique de la bande de conduction des structures (la ligne pointillée correspond à la couche cap GaN dopée, tandis que la ligne continue est pour le cap non dopé) et le profil de distribution de charge.	84
Figure.IV.3	Densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière pour la structure A (Al _{0,32} Ga _{0,68} N / GaN) et la structure B (Al _{0,83} In _{0,17} N / GaN).	85
Figure.IV.4	Densité d'électrons 2DEG pour les HEMT GaN / Al _{0,32} Ga _{0,68} N / GaN (ligne bleue continue) et GaN / Al _{0,83} In _{0,17} N / GaN (ligne rouge continue) en fonction de l'épaisseur de la couche de cap GaN.	86
Figure.IV.5	Variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière pour les deux structures, sans (ligne continue) et avec une couche de cap GaN non dopée (en pointillés) et dopée n + (en pointillés)	87
Figure.IV.6	Variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière pour les hétérostructures GaN / Al _{0,32} Ga _{0,68} N / GaN (structure A) et GaN / Al _{0,83} In _{0,17} N / GaN (structure B) avec différentes valeurs de : (a) épaisseur de couche de cap GaN non dopée et (b) cap n +GaN dopé. Ici V _{gs} = 0 V	89
Figure.IV.7	Densité d'électrons 2DEG en fonction de la tension de grille-source pour différentes épaisseurs de couche de cap GaN dopé n + et sans couche de cap GaN pour la structure A et B.	90
Figure.IV.8	Variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de la densité de dopage de cap GaN avec différentes épaisseurs de couche de cap GaN pour les structures A et B	91
Figure.IV.9	Variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de la barrière pour les structures A et B: (a) avec cap GaN non dopé, cap n +GaN dopé et sans cap GaN (l'épaisseur du cap est de 3 nm); (b) avec différentes valeurs d'épaisseur de la couche de cap GaN n +dopée.	92
Figure.IV.10	Variation de la tension de seuil en fonction de la densité de dopage de cap GaN avec différentes épaisseurs de couche de cap GaN pour les structures A et B.	93
Figure IV.11	(a) Courant drain-source I _{ds} en fonction de la tension drain-source V _{ds} pour différents tension grille-source V _{gs} des structures Al _{0,32} GaN/GaN sans cap GaN. (b) Courant drain-source I _{ds} en fonction de la tension drain-source V _{ds} pour différents tension grille-source V _{gs} de la structure Al _{0,83} InN/GaN sans cap GaN.	93
Figure.IV.12	Courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour les structures A (Nd = 5 × 10 ¹⁸ cm ⁻³ , db = 14 nm) et B (Nd = 4,5 × 10 ¹⁷ cm ⁻³) avec cap non dopé, n +-dopé et sans cap GaN à une tension V _{gs} = 0 V	95
Figure.IV.13	Variation de la conductance drain-source g _{ds} en fonction de la tension drain-source V _{ds} sans et avec couche de cap GaN non dopée et n +GaN dopée Pour	96

	les deux structures A et B, la tension de grille-source est $V_{gs} = 0$ V.	
Figure.IV.14	Dépendance du courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} sans cap GaN à $V_{gs} = 0$ V, y compris l'effet thermique et avec ou sans l'auto-échauffement pour les structures A et B. Les températures sont respectivement $T = 300, 375$ et 425 K.	97
Figure.IV.15	(a) courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} avec et sans cap GaN pour $T=300$ K.	98
	(b) courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} avec et sans cap GaN pour $T=375$ K.	98
	(c) courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} avec et sans cap GaN pour $T=425$ K.	99

Liste des Tableaux

Chapitre I		
Tableau I.1	Paramètre de maille (en Å) des structures cristallines de type Wurtzite pour le GaN, l'AlN et l'InN à 300K	9
Tableau I-2	Propriétés des différents matériaux III-N avec ses concurrents	10
Tableau I.3	Paramètres de variation de la bande interdite en fonction de la température	11
Tableau I.4	Valeurs numériques théoriques de Psp	18
Tableau I.5	Valeurs numériques des constantes piézoélectriques et élastiques de GaN,AlN et InN issues de la littérature	20
Tableau I.6	Principaux paramètres des différents substrats utilisés pour la croissance du GaN	23
Chapitre III		
Tableau III.1	Gaps à 0 K et coefficients de Varshni des III-nitrures en phase hexagonale	71
Tableau III.2	Valeurs des paramètres du modèle de Caughey-Thomas	73
Tableau.III.3	Paramètres des matériaux utilisés dans le calcul	75
Chapitre IV		
Tableau .IV.1	Paramètres électriques et géométriques des Structures A et B utilisés dans la Simulation	84

Liste des symboles

V(E)	m/s	Vitesse, dépend du champ électrique
a	Å	Paramètre de maille du matériau en contrainte
A**	A.K ⁻² .cm ⁻²	Constante de Richardson
a0	Å	Paramètre de maille du matériau relaxé GaN
C ₀	F/m ²	Capacité par unité d'aire entre la grille et le gaz d'électron bidimensionnel
C ₁₃ ,C ₃₃	GPa	Constantes Elastiques.
D	m ⁻³ · eV ⁻¹	Densité d'états dans la bande de conduction
d _{cap}	nm	Epaisseur de la couche cap GaN
E	V/cm	Champ électrique
e ₃₁ ,e ₃₃	C/m ²	Constantes piézoélectriques
E _{beff}	eV	Hauteur de barrière effective
E _c	eV	Minimum de la Bande de Conduction
E _c	V/cm	Champ de claquage
E _F	eV	Niveau de Fermi
E _g	eV	Bande interdite d'énergie (gap)
E _g (0)	eV	Energie de la bande interdite à T= 0 K
E _v	eV	Maximum de la Bande de Valence
gd	S/mm	Conductance du drain
gm	S/mm	Transconductance
h	6.62.10 ⁻³⁴ J.s	Constante de Planck
I _{DS}	A	Courant drain source
I _{GS}	A	Courant grille-source
J	A/m ²	densité de courant
J _s	A	Courant de saturation de la diode Schottky
k	1.38.10 ⁻²³ J.K ⁻¹	Constante de Boltzman
K _{th}	W.cm ⁻¹ .K ⁻¹	Conductivité thermique
L	µm	Longueur de la grille
m		Taux d'aluminium dans l'aliage Alm(Ga,In)(1-m)N
m*	kg	Masse effective des porteurs
m ₀	9.10.10 ⁻³¹ kg	Masse d'un électron au repos
N _c	eV	Densité effective d'états de bande de conduction
N _{cap}	cm ⁻³	Concentration de dopage de cap n + GaN
N _D	cm ⁻³	Concentration des donneurs
n _i	cm ⁻³	Concentration intrinsèque des porteurs de charge dans le semiconducteur
n _s	cm ⁻²	Densité des électrons dans le canal
N _v	eV	Densité effective d'états de bande de valence
P _{diss}	W	Puissance dissipée
P _{PZ}	C/m ²	Polarisation piezoelectrique
P _{SP}	C/m ²	Polarisation spontanée
q	-1.60.10 ⁻¹⁹ C	Charge élémentaire de l'électron

R_d	Ω	Résistance parasite de drain
R_s	Ω	Résistance parasite de source
R_{th}	K/W	Résistance thermique
S	m^2	Surface de la grille
T	K	Température
T_{ch}	K	Température du canal
V_{DS}	V	Tension drain source
V_{GS}	V	Tension grille source
v_{sat}	m/s	Vitesse de saturation
V_{th}	V	Tension de Seuil ou de pincement
W	eV	Energie
w	μm	Largeur de la grille
α	meV/K	Constante dépendante du matériau considéré
β	K	Constante dépendante de la température de Debye
ΔE_c	eV	Discontinuité de bande de conduction
ΔE_v	eV	Discontinuité de bande de valence
ϵ_0	$8.85 \cdot 10^{-12} Fm^{-1}$	Permittivité du vide
ϵ_1	$C.m/V$	Constante dielectrique du GaN
ϵ_2	$C.m/V$	Constante dielectrique d' AlGaN ou AlInN
ϵ_r		Constante diélectrique relative du matériau
λ	K^{-1}	Coefficient thermique
μ	$cm^2 \cdot V^{-1} s^{-1}$	Mobilité des électrons
μ_0	$cm^2 \cdot V^{-1} s^{-1}$	Mobilité pour des champs faibles
ρ	C/m^3	Concentration de charge d'espace
σ	C/m^2	Densité surfacique de charge

Liste des Abreviations

2DEG	Two Dimensional Electron Gas
2DHG	Two Dimensional Hole Gas
Al ₂ O ₃	Saphir
AlGaN	Aluminum Gallium Nitride
AlInN	Aluminum Indium Nitride
AlN	Nitruire d'Aluminium
Ga	Gallium
GaAs	Arséniure de Gallium
GaN	Nitruire de Gallium
HEMT	High Electronic Mobility Transistor.
HFET	Heterojunction Field Effect Transistor
HVPE	Hydride Vapour Phase Epitaxy
InN	Nitruire d'Indium
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MESFET	FET à Jonction Métal/Semi-Conducteur
MODFET	Modulation Field Effect Transistor
MOVPE	Metalorganic Vapor Phase Epitaxy
N	Azote
NID	Non Intentionnellement Dopé
SHE	Self-Heating Effect
Si	Silicium
SiC	Carbure de Silicium
TEGFET	Two-Dimensional Electron Gas Field Effect Transistor
WZ	Structure Hexagonale Wurtzite
ZAE	Zone d'Accumulation d'Electrons
ZB	Structure Cubique Blende de Zinc
ZCE	Zone de Charge d'Espace

Introduction Générale

Introduction Générale

De nos jours, les applications de la micro-électronique hyperfréquence destinées aux domaines civiles et militaires (communications, radars, ...) sont en continuelle expansion dans les gammes de fréquence ciblées. Le développement des systèmes de télécommunications modernes, aussi bien civils que militaires, nécessitent la conception de composants spécifiques fonctionnant à des fréquences très élevées et pouvant délivrer une importante puissance de sortie, afin d'améliorer les performances des systèmes. L'émergence et le succès de la microélectronique et de l'électronique de puissance sont grandement liés aux technologies basées sur le Silicium (Si), de par la maturité de la technologie associée et de par son faible coût et son abondance et sur l'arséniure de gallium (GaAs) employées depuis bien des années dans de grand nombre d'applications. Cependant, les limites physiques de ces technologies liées à leur faible largeur de bande d'énergie interdite ne permettent pas de satisfaire tous les nouveaux besoins, ouvrent la voie à l'utilisation d'autres matériaux semi-conducteurs parmi lesquels on trouve des matériaux III-V tels que le Nitrure de Gallium (GaN), de largeur de bande interdite et de mobilité électrique élevées **[I.1]**. Ces matériaux présentent une énergie de bande interdite jusqu'à trois fois plus élevée que celle des semi-conducteurs utilisés jusqu'alors comme le silicium Si, le germanium Ge ou l'arséniure de gallium GaAs. En effet, le nitrure de gallium a une énergie de bande interdite de 3.4eV contre 1.1eV pour le silicium **[I.2]**. Grâce à cet avantage les composants à base de GaN sont depuis quelques décennies, de bons candidats pour les applications de puissance aux hautes fréquences. Les domaines d'application des composants à base de GaN ne cessent de s'élargir allant de l'électronique de puissance, de l'optoélectronique et des communications sans fils aux radars et aux ondes millimétriques **[I.3]**.

Les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs : High Electron Mobility Transistors) à base de l'hétérostructure AlGaIn/GaN sont devenus des candidats idéaux pour les applications hyperfréquences à haute puissance et haute température. Leurs excellentes performances sont dues à la présence d'un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) à l'interface AlGaIn/GaN. Ces composants HEMTs GaN délivrent pratiquement le meilleur compromis puissance-fréquence dans un large domaine d'utilisation **[I.4]**.

Malgré les performances remarquables atteintes avec les hétérostructures d'AlGaIn/GaN, l'alternative trouvée, ces quelques dernières années, dans les systèmes AlInN/GaN prouve un rendement encore plus meilleur avec ce système qu'avec son concurrent AlGaIn/GaN **[I.5]**. La possibilité d'obtenir une couche barrière AlInN en accord

Introduction Générale

de maille avec la couche tampon GaN (pour In=17%) et l'amélioration de la qualité de l'interface AlInN/GaN sont les principales causes qui permettent de multiplier par deux la densité de porteurs dans le canal de conduction [I.5].

L'un des verrous technologiques à lever est la maîtrise des procédés de fabrication des structures Métal/Semi-conducteur, aussi bien ohmiques que Schottky, car les composés III-N à large bande interdite sont des matériaux partiellement ioniques ce qui rend les propriétés d'interface entre le métal et le semi-conducteur très particulières, contrairement aux semi-conducteurs purement covalents de la colonne IV. Bien que les contacts Schottky et ohmiques avec le GaN de type (n) aient été largement étudiés au cours de la dernière décennie, leurs propriétés et technologies ne sont pas encore élucidées [I.6]. Récemment, une couche de cap en n-GaN fortement dopée a été utilisée sur les hétérostructures GaN/Al(Ga,In)N/GaN pour améliorer les performances hautes fréquence et pour réduire les résistances d'accès et de contact ohmique. Heikman et al. [I.7] et Asgari et al. [I.8] ont proposé une hétérostructure GaN/ Al_{0,32}Ga_{0,68}N/GaN déposée sur un substrat en saphir, et ils montrent que la densité des électrons diminue avec des couches caps de GaN plus épaisses tandis que la mobilité augmente. L'épaisseur du cap doit cependant être limitée, car elle diminue la densité de charge « n_s » d'une part, et d'autre part une épaisseur trop importante laissera apparaître un puits quantique de trous à l'interface supérieure GaN/Al(Ga,In)N. Outre sa contribution légèrement défavorable sur la densité « n_s », le cap de GaN est présent sur l'ensemble des hétérostructures actuelles car il offre beaucoup d'avantages. En effet, il constitue une couche protectrice qui empêche l'oxydation de l'aluminium dans la barrière. Enfin, sa présence augmente virtuellement la barrière effective du contact Schottky, et peut réduire significativement les courants de fuites de grille en polarisation inverse [I.9].

Ce travail de thèse a pour objectif une étude comparative des performances entre les HEMTs à base des hétérostructures AlGaN/GaN et AlInN/GaN. le but est d'étudier les potentialités en puissance hyperfréquence offertes par ces deux matériaux en étudiant l'influence du cap GaN sur les propriétés électriques des structures GaN/Al(Ga,In)//GaN en incluant les effets thermiques.

Ce manuscrit comporte quatre chapitres.

Le premier chapitre décrit en première étape les principales propriétés physiques du matériau nitrure de gallium GaN en tenant compte des polarisations spontanées et piézoélectriques. En outre nous avons rappelé les différents substrats pour la croissance du

Introduction Générale

nitride de gallium. En deuxième étape, et pour l'application du GaN une présentation succincte de l'hétérojonction AlGaN/GaN où le principe de fonctionnement est ausculté. La structure physique et le principe de fonctionnement d'un HEMT à base d'hétérojonction AlGaN/GaN seront par la suite naturellement exposés.

Le deuxième chapitre est consacré à une étude théorique des effets électriques des HEMTs AlGaN/GaN et AlInN/GaN. Tout d'abord, nous présentons l'influence thermique sur les caractéristiques électriques des HEMTs GaN, et le principe des hétérojonctions Al(Ga,In)//GaN en vue de la formation du gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG). Puis, nous introduisons les notions de polarisations spontanées et piézoélectriques qui sont à l'origine du gaz 2DEG. Enfin, un calcul de la densité de charge surfacique est effectué.

Le troisième chapitre présente l'étude de l'influence du GaN Cap layer sur les propriétés électriques des structures GaN/Al(Ga,In)N/GaN HEMTs incluant les effets thermiques, de ce fait nous allons développer un modèle analytique à une dimension de la tension de seuil V_{th} . Ce modèle est basé sur la solution explicite de l'équation de Poisson (1D) dans lequel les expressions analytiques pour le calcul de la densité électronique dans le canal 2DEG n_s ont été calculées.

Dans le quatrième chapitre, nous exposons les résultats de simulation des performances électriques des transistors HEMTs GaN/Al(Ga,In)N/GaN obtenus avec différents paramètres physiques et technologiques tels que, l'épaisseur de cap GaN, son dopage, les caractéristiques I-V, la tension de seuil et la conductance de drain, selon les modèles présentés dans le chapitre III. La simulation des performances électriques est faite en utilisant des programmes que nous avons réalisés sous environnement Visual Basic. Nous avons étudié les structures n+GaN/AlGaN/GaN et n+GaN/AlInN/GaN et nous avons étudié l'effet de l'épaisseur de la couche cap GaN sur la tension de seuil V_{th} , la densité électronique dans le canal 2DEG n_s , les caractéristiques courant- tension I-V et la conductance du drain g_d . Cette étude nous permettra de comparer les performances des dispositifs HEMTs, ayant des structures similaires, formés avec des couches donneuses AlGaN et AlInN. L'effet du dopage de la couche cap « GaN », l'influence de l'effet thermique sur une large plage de températures (300-475 K) et l'effet d'auto-échauffement sur les caractéristiques I-V ont été étudiés. Des charges induites par polarisation spontanée et piézoélectrique ont également été considérées.

Bibliographie Introduction

- [Int.1] Alain AGBOTON « *Etudes théoriques et expérimentales de dispositifs à hétérojonction Al(Ga,In)N/GaN pour des applications de puissances en bande Q (40.5 - 43.5ghz)* » thèse de doctorat Soutenue le 01/07/2016 Université de Lille .
- [Int.2] Mohsine BOUYA « *Etude des mécanismes de défaillances et de transport dans les structures HEMTs AlGaIn/GaN* » Thèse de doctorat Soutenue le 21 juillet 2010 , Université Bordeaux 1,
- [Int.3] Séraphin Dieudonné NSELE « *Analyse électrique et en bruit basse fréquence et haute-fréquence des technologies InAlN/GaN HEMTs en vue de la conception d'amplificateurs robustes faible bruit en bande Ka* » Thèse de doctorat Soutenue le 24 novembre 2014, Université de Toulouse.
- [Int.4] Mustafa AVCU « *Caractérisation des effets parasites dans les HEMTs GaN : développement d'un banc de mesure 3ω* » Thèse de doctorat soutenue le 17 novembre 2014., Université de Limoges,
- [Int.5] Walf Chikhaoui « *Etude des mécanismes physiques responsables des dysfonctionnements des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN et AlInN/GaN* » thèse de doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, juin 2011.
- [Int.6] SAMIRA.BOUZID.DRIAD, « *Réalisation et Caractérisation de Transistors HEMTs GaN pour des Application dans le Domaine Millimétrique* » Thèse de doctorat de l'Université de Lille, France , le 20 décembre 2013,p,37.
- [Int.7] S. Heikman, et al, « *Polarization effects in AlGaIn/GaN and GaN/AlGaIn/GaN heterostructures,* » *J. Appl. Phys.*, vol. 93, 10114-10118 (2003).
- [I.8] A. Asgaria, M. Kalafia, and L. Faraone, « *The effects of GaN capping layer thickness on two-dimensional electron mobility in GaN/AlGaIn/GaN heterostructures,* » *Physica E*, vol. 25, 431-437 (2005).
- [Int.9] J. K. Sheu, M. L. Lee, and W. C. Lai, « *Effect of low-temperature-grown GaN cap layer on reduced leakage current of GaN Schottky diodes,* » *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 5, p. 052103, 2005.

Chapitre I :

Propriétés et Applications
du Nitrure de Gallium
« GaN »

Introduction

L'apparition de matériaux à grande bande interdite (gap) et en particulier la technologie à base de Nitrure de Gallium (GaN), constitue une avancée sérieuse pour les applications de fortes puissances et hautes hyperfréquence. Le Nitrure de Gallium se positionne en tant que candidat très prometteur pour ces mêmes applications. En effet, les propriétés physiques intéressantes de ce matériau leurs permettent d'atteindre une large bande interdite du GaN (3.4eV), un champ de claquage autour de 3 MV/cm, de disposer d'une vitesse de saturation de 2.5×10^7 cm/s, de bénéficier d'une conductivité thermique trois fois plus élevée que pour le GaAs de l'ordre de 1.5 W/cm.K. Ces caractéristiques justifient le choix du GaN pour la réalisation d'amplificateurs de fortes puissances à hautes fréquences [I.1],[I.2].

Outres ces propriétés physiques remarquables, les semiconducteurs III-N (GaN, AlN et InN) sont fortement piézoélectriques. La piézoélectricité du matériau dépend de sa composition et permet notamment la réalisation de transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor), sans qu'il soit nécessaire de doper la structure. Les propriétés piézoélectriques de ce matériau lui permettent aussi, par rapport aux autres matériaux (Si et GaAs), de meilleurs potentialités en courant maximum dans les structures de type HEMT AlGaN/GaN ce qui accroît ses potentialités pour la puissance.

Dans ce premier chapitre, en première partie nous rappellerons les propriétés physiques du nitrure de gallium et les différents substrats de croissance du GaN actuellement employés. Dans une deuxième partie, nous présenterons l'application du GaN : le transistor HEMT à base de GaN, sa structure et son fonctionnement.

I.1 Propriétés du Nitrure de Gallium :GaN

I.1.1 Matériau III-N grand gap

Afin de répondre à l'exigence croissante de densité 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 semiconducteurs utilisés jusqu'alors comme 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.

Ces matériaux grands gap sont connus depuis plusieurs décennies déjà ; le nitrure de gallium est d'ailleurs commercialisé depuis les années 1970. La première application de ces semi-conducteurs se basait sur leurs propriétés optiques: il s'agissait de diodes électroluminescentes bleues tout d'abord pour le SiC, puis vertes, violettes et même blanches pour le GaN. Le développement de ces éléments visant les applications RF n'a débuté qu'à partir des années 1980, avec en tête de liste le carbure de silicium. Ils se révèlent désormais comme des matériaux quasi idéaux pour la réalisation de transistors de puissance haute fréquence. La Figure I.1 donne une liste non exhaustive des applications envisagées [I.3].

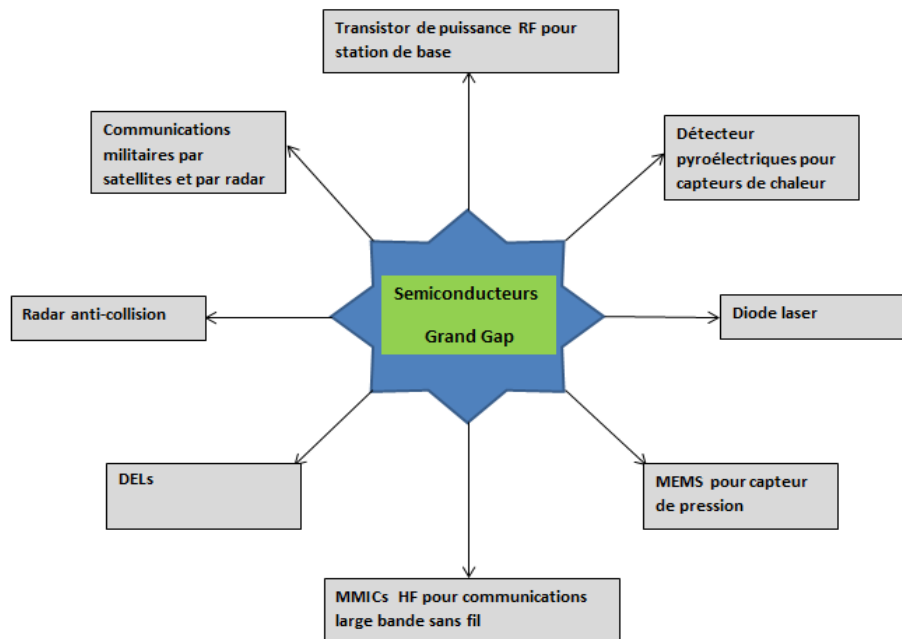


Figure I.1 : exemples d'applications des semi-conducteurs grand gap [I.3]

I.1.2 Performances Puissances-Fréquences du GaN

Un des points forts du composant à base de GaN est la vitesse de saturation V_s des porteurs libres dans le GaN qui est beaucoup plus importante que dans le GaAs, ce qui est parfaitement adapté pour des applications de puissance en hyperfréquence. Le point faible de ce type de composant par rapport aux autres filières est son prix. En effet, les hétérostructures à base de GaN sont fabriquées sur des substrats en carbure de silicium SiC ou en saphir Al_2O_3 qui sont très coûteux. Ces dernières années, on a réalisé des couches d'AlGaIn/GaN sur des substrats silicium de type Si (111) ou Si (001) qui sont moins chers [I.4]. Le graphe ci-dessous montre les plages d'applications puissances-fréquences que peuvent couvrir les différentes filières. Elle traduit le compromis nécessaire pour les

applications de puissance à fréquence élevée. On observe que la filière nitrure de gallium offre actuellement le meilleur potentiel. Le GaN permet de couvrir un large domaine d'applications contrairement aux dispositifs à base de Si et de GaAs. Elle permet d'amplifier une puissance importante RF jusqu'à environ 80 GHz, ce qui justifie les nombreux travaux de recherche menés actuellement dans ce domaine [I.5].

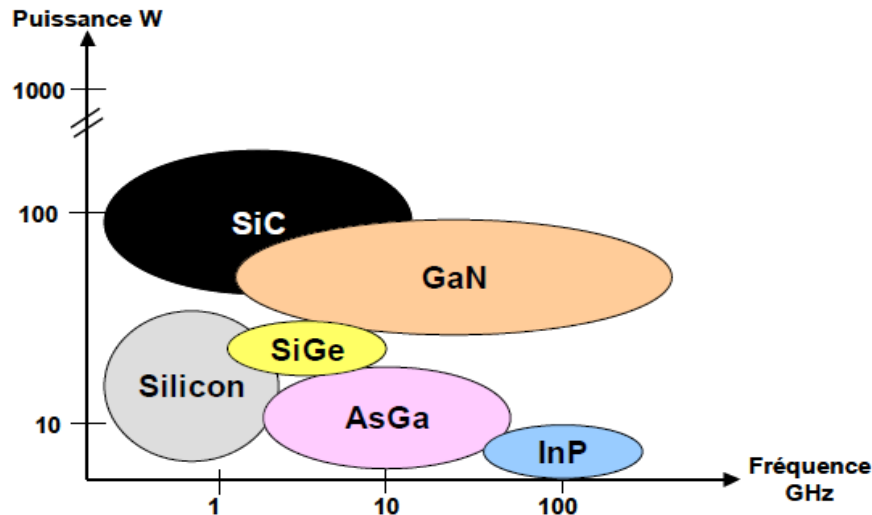


Figure I.2 : Comparaison des domaines d'utilisation en puissance en fonction de la fréquence de différents matériaux semiconducteurs.[I.6]

I.1.3 Propriétés Physiques du GaN

I.1.3.1 Structure Cristalline

Les nitrures d'éléments III sont des matériaux semi-conducteurs formés d'éléments de la colonne III du tableau périodique des éléments (Gallium Ga, Aluminium Al, Indium In) associés à l'élément azote (N) de la colonne V. Ces matériaux, communément appelés « matériaux III-N » (GaN, AlN, InN et leurs alliages), cristallisent suivant deux types de structure : la structure hexagonale wurtzite (WZ) (Figure I.3.a) et la structure cubique blende de zinc (ZB) (Figure I.3.b). Dans cette thèse, on va se focaliser sur la structure wurtzite qui est la structure la plus stable thermodynamiquement à température ambiante [I.7], plus répandue pour la croissance de GaN et la plus couramment employée pour la production des transistors à haute mobilité électronique destinés à la puissance (HEMT). Sa mobilité électronique peut atteindre des valeurs très élevées jusqu'à $2000 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ à température ambiante [I.8] grâce à la formation naturelle d'un gaz bidimensionnel d'électrons à

certaines hétérojonctions constituant alors, le canal de conduction des dispositifs HEMT[I.18].

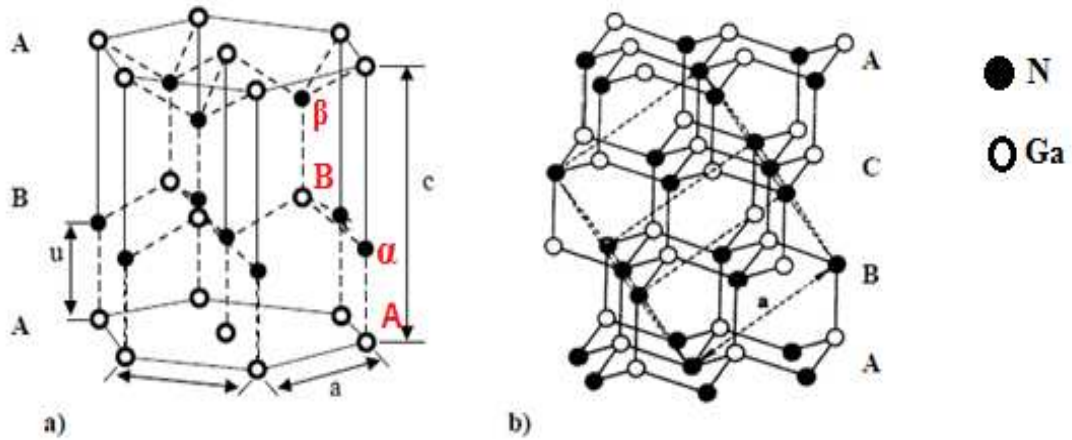


Figure I.3 a) Structure wurtzite et b) blende de zinc des nitrures d'éléments III [I.10]

I.1.3.1.1 Structure Wurtzite

La structure hexagonale wurtzite (figure I.3.a) se compose de deux sous-réseaux hexagonaux compacts: le premier réseau est constitué des éléments III (Ga, Al, In) et le second des éléments V (N) du tableau de Mendeleïev, l'un étant décalé par rapport à l'autre de « u » suivant la direction « c » (avec $u = 3c/8$ pour une structure hexagonale compacte idéale). Ainsi, la structure wurtzite est formée par un empilement de plans de base Ga et N alternés, noté $A\alpha B\beta A\alpha B\beta$ (Ga lettres romaines et N lettres grecques) comme indiqué sur la figure I-3-a. Nous avons donc un empilement de type ABAB.[I.11]. Dans une structure wurtzite, chaque atome est lié à quatre atomes de l'autre élément, formant ainsi un tétraèdre. La structure wurtzite ne possède pas de symétrie suivant l'axe c : les directions [0001] et [000-1] ne sont pas équivalentes selon que la base du tétraèdre renverse se compose d'atomes de gallium ou d'atomes d'azote. On parlera ainsi de polarité gallium pour [0001] ou de polarité azote pour [000-1]. La Figure I.4 représente la maille élémentaire d'une structure wurtzite. Sur la Figure I.4, on a représenté les deux directions de croissance du GaN.

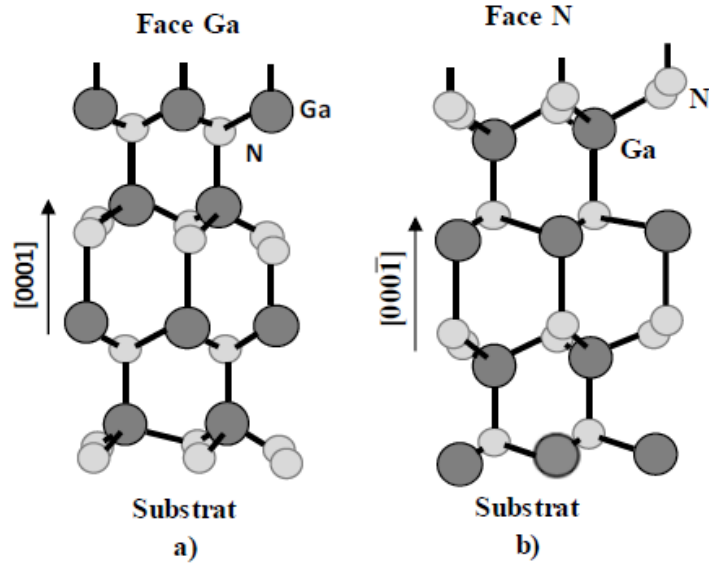


Figure I.4 Structures cristallines Wurtzite du GaN : a) face-Ga [0001] ; b) face-N [0001] [I.11]

Les paramètres de maille sont indiqués dans le tableau I.1 ci-dessous. La valeur moyenne des paramètres de maille des composants ternaires se calcule avec une bonne approximation par simple régression linéaire.[I.12]

	GaN	AlN	InN
$a_0(\text{Å})$	3.189	3.111	3.544
c_0	5.185	4.978	5.718
u_0	0.376	0.380	0.377

Tableau I.1: Paramètre de maille (en Å) des structures cristallines de type Wurtzite pour le GaN, l'AlN et l'InN à 300K [I.12],[I.13].

Dans le cas des alliages, il est d'usage d'estimer les paramètres de maille à partir de la loi de Végard. A titre d'illustration, le paramètre de maille dans le plan pour un film d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{(1-m)}\text{N}$ vaut :

$$a_{\text{Al}_m\text{Ga}_{(1-m)}\text{N}}(m) = m.a_{\text{AlN}} + (1-m)a_{\text{GaN}} \quad (\text{Å}) \quad (\text{I-1})$$

Avec a_{GaN} et a_{AlN} les paramètres de maille dans le plan du GaN et de l'AlN respectivement, et « m » la fraction molaire d'aluminium [I.14].

I.1.3.1.2 Structure Zinc Blende

À l'instar des filières InP et GaAs, il est possible d'obtenir le GaN sous forme cubique (Zinc Blende) (figure I.3b). Cependant, cette phase est métastable dans le cas des matériaux nitrurés [I.15]. Elle s'obtient dans des conditions spécifiques d'homoépitaxie sur

substrat GaN cubique d'orientation (001), ou par hétéroépitaxie sur substrat GaAs [I.16], Si, 3C-SiC ou encore MgO. Cette forme est cependant moins avantageuse car les dispositifs fabriqués sur ce matériau ont une tension de claquage significativement moins élevée par rapport à la phase hexagonale, et donc moins adaptés aux applications de puissance [I.17]. Le tableau I.1 indique les paramètres de maille pour les trois composés binaire nitrurés utilisés.[I.12].

I.1.3.2 Propriétés Electroniques

Pour répondre aux besoins de génération de puissance microonde, plusieurs technologies de semi-conducteurs peuvent être envisagées. Nous présentons dans le Tableau I-2 les principaux paramètres physiques des semi-conducteurs présents dans les composants de puissance microondes afin de comparer ces différentes technologies [I.2].

Propriétés	GaN	AlN	InN	SiC	Si	GaAs	InP
Bande interdite E_G (eV)	3.4	6.2	0.7	3.2	1.1	1.4	1.3
Champ de claquage (MV/cm)	3.3	8.4	1.2	3.5	0.3	0.4	0.5
Vitesse de saturation (10^7 cm/s)	2.5	2.1	1.8	2	1	1	1
Mobilité ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	990	135	3.6	650	1500	8500	5400
Permittivité relative (ϵ_r)	9.5	9.14	15.3	10	11.8	11.5	12.5
Conductivité thermique K(W/cm.K)	1.5	2	0.45	4.2	1.5	0.5	0.7

Tableau I-2 : Propriétés des différents matériaux III-N avec ses concurrents [I.2].

Afin de mieux comprendre la signification de ce tableau, nous allons décrire le plus succinctement possible les différents paramètres électroniques qui définissent les semiconducteurs.

I.1.3.2.1 Bande Interdite (gap)

L'intervalle situé entre le niveau inférieur de la bande de conduction et le niveau supérieur de la bande de valence d'un matériau se nomme bande interdite E_g (Figure I-5). L'énergie de bande interdite est une mesure de la quantité d'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction sous l'impulsion d'une excitation thermique par exemple. Cette quantité est un facteur de la capacité du matériau à supporter une forte température, elle définit la température maximale de fonctionnement du

transistor. En effet, la largeur de bande interdite fixe la limite en température au-dessous de laquelle le dispositif peut fonctionner sans détérioration, ainsi que l'aptitude du semi-conducteur à résister aux radiations.

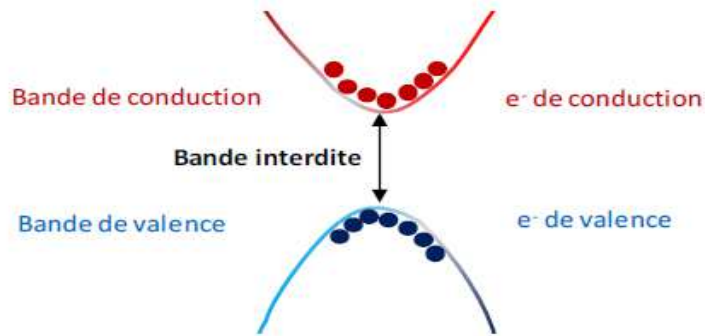


Figure I-5 Diagrammes des bandes dans un matériau à l'état solide [I.18]

La variation théorique du gap en fonction de la température est représentée sur la Figure I-6. On peut constater que la largeur de la bande interdite décroît avec la température suivant l'équation indiquée sur le graphique et les paramètres donnés dans le Tableau I.3. [I.19].

Matériaux	$E_g(0)$	$\alpha (\times 10^{-4}) (eV.K^{-1})$	$\beta (K)$
GaN	3.47	7.7	600
4H-SiC	3.265	6.5	1300
6H-SiC	3.023	6.5	1200
3C-SiC	2.39	6	1200
GaAs	1.519	5.405	204
Si	1.17	4.73	636

Tableau I.3 : Paramètres de variation de la bande interdite en fonction de la température. [I.19]

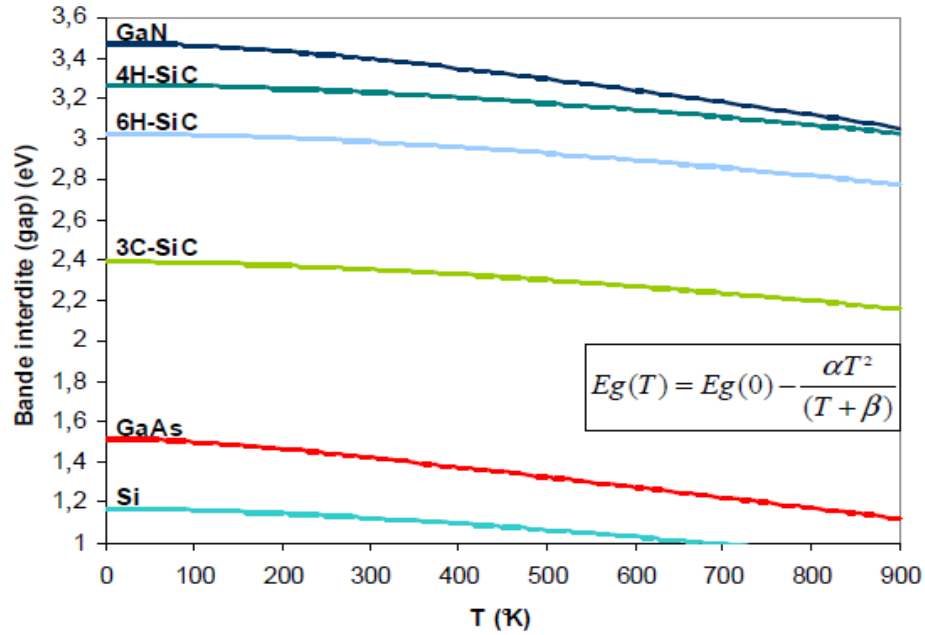


Figure I.6 : Bande interdite en fonction de la température pour différents semi-conducteurs. [I.19].

On constate que le GaN est particulièrement adapté aux applications de puissance en raison de son fort gap de 3.42eV. C'est un matériau à « grand gap ».

I.1.3.2.2 Champ de claquage

Le champ critique ou de claquage E_c (noté E_c , unité :V/cm) est un paramètre primordial à prendre en considération pour les performances en puissance d'un transistor. La tension maximale de fonctionnement du composant découle de ce paramètre. Les matériaux grands gap ont un champ de claquage très important en comparaison au silicium ou à l'arséniure de gallium. Nous pouvons remarquer qu'il existe un rapport de 12 entre le champ de claquage de GaAs et celui du nitrure de gallium, (cf Tableau I.2). La valeur de ce champ de claquage est directement liée à la largeur de bande interdite par la fonction :

$$E_c \propto E_g^{3/2} \quad (I-2)$$

Ce qui traduit que plus le gap d'énergie est important, plus le champ de claquage est élevé, mais aussi que le champ de claquage diminue lorsque la température augmente. Le fait d'avoir un gap important et donc un champ de claquage très élevé permet aux transistors grand gap de supporter des tensions de polarisation importantes, ce qui est très intéressant pour les applications de puissance mais aussi pour les qualités d'adaptation d'impédance des transistors de grande taille [I.20].

I.1.3.2.3 Densité de Porteurs Intrinsèques

Un semi-conducteur intrinsèque n'est jamais dégénéré de sorte que le produit $n.p=n_i^2$ où n et p représentent respectivement la densité d'électrons dans la bande de conduction et la densité de trous dans la bande de valence, n_i est appelé densité des porteurs intrinsèques, c'est une caractéristique du semi-conducteur à une température donnée. Il en résulte que la densité de porteurs intrinsèques s'écrit :

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{\frac{-E_g}{2kT}} = A T^3 e^{\frac{-E_g}{2kT}} \quad (\text{I-3})$$

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

En résumé, un matériau possédant un n_i faible peut être un excellent choix pour les applications à hautes températures. Les semi-conducteurs à grand gap sont alors des matériaux de choix pour la réalisation de composants haute température [I.21].

I.1.3.2.4 Mobilités des Porteurs

La mobilité électronique dans le semiconducteur est étroitement liée au niveau de pureté du réseau cristallin. En 1998, Shur [I.22] a montré que le GaN est moins sensible à l'ionisation par impact que son prédécesseur GaAs. De ce constat résulte d'une mobilité électronique plus faible pour le GaN ($1200 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$) par rapport au GaAs ($8500 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$). Puisque les applications de puissance à des fréquences élevées exigent des mobilités électroniques et vitesses de saturation élevées, ceci constitue un désavantage du GaN devant son homologue GaAs. Toutefois, la mobilité électronique du GaN est largement suffisante pour les applications de puissance envisagées à moyen et plus long terme. Cet inconvénient de la mobilité électronique est largement compensé par les autres caractéristiques (grande bande interdite, bon fonctionnement dans un environnement hostile, gestion thermique avantageuse, etc.) [I.18].

La mobilité des porteurs d'un matériau est affectée par l'application d'un champ important, l'ajout d'atomes dopants, l'élévation de la température et/ou toute modification du réseau cristallin. Lorsqu'un champ électrique faible est appliqué à un semiconducteur, les porteurs de charges libres, les électrons et les trous, sont entraînés avec une vitesse notée v qui est proportionnelle au champ électrique. Quand le champ électrique augmente, la vitesse v atteint un niveau de saturation qui est dû aux interactions des porteurs avec le réseau entraînant une diminution de leur mobilité. La vitesse s'écrit donc :

$$\vec{V} = \pm\mu(E)\vec{E} \quad (\text{I-4})$$

Et plus particulièrement à faible champ électrique :

$$\vec{V} = \pm\mu_0\vec{E} \text{ avec } \mu_0 = \frac{q\tau}{m^*} \quad (\text{I-5})$$

Où q est la charge élémentaire, τ est le temps de relaxation, m^* la masse effective des porteurs et μ_0 la mobilité pour des champs faibles (en $\text{cm}^2/\text{V.s}$). La loi de variation de la mobilité des porteurs par rapport au champ électrique varie d'un matériau à l'autre. Elle est précisément due à la nature de la structure de bandes du semiconducteur et se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs [I.23].

I.1.3.2.5 Conductivité Thermiques

La conductivité thermique K_{th} d'un matériau traduit sa capacité à évacuer la chaleur provenant de la puissance dissipée du composant. Cette puissance dissipée provoque une élévation de la température du composant qui va entraîner une chute de la mobilité des électrons, causant une diminution du rendement. Pour cette raison, une forte conductivité thermique est préférable pour les applications de puissance. Nous pouvons également définir la résistance thermique qui est inversement proportionnelle à la conductivité thermique et directement liée à la puissance dissipée R_{th} :

$$R_{th} \propto \frac{1}{K_{th}} \text{ et } R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{dissipée}} \quad (\text{I-6})$$

où ΔT est l'élévation de la température en $^{\circ}\text{K}$ et $P_{dissipée}$, la puissance dissipée en W .

La conductivité thermique du GaN est faible (1.3 W/K/cm), mais supérieure à celle du GaAs (0.5 W/K/cm)(cf Tableau I.2). L'association du GaN avec un substrat d'accueil SiC (4.9 W/K/cm) permet d'améliorer ses performances thermiques [I.24].

I.1.3.3 Propriétés Optiques

Les nitrures sont des semiconducteurs à grand gap direct, ce qui en font par ailleurs des matériaux de choix pour les applications optoélectroniques puisque des recombinaisons de paires électron-trou peuvent se produire sans échange de phonons. La bande interdite E_g (le *gap*) en fonction du paramètre de maille pour les nitrures d'éléments III à température ambiante ($T=300K$) est reportée sur la Figure I.7. Elle varie de façon significative, allant de 0.75 eV pour l'InN [I.25], 3.42 eV pour le GaN et jusqu'à 6.20 eV pour l'AlN. Des multi-puits quantiques à base d'AlGaN/GaN et d'InGaN/GaN sont utilisés pour fabriquer des LEDs et diodes lasers pouvant en théorie émettre de l'infrarouge à l'ultraviolet en contrôlant la composition des couches. Cependant, il est en pratique difficile d'obtenir des couches à forte teneur en indium, et les composants optoélectroniques à base de nitrure n'émettent généralement qu'à des longueurs d'onde plus courtes que celle du vert (570-520 nm) [I.26]. La figure I.7 montre la variation possible de la largeur de la bande interdite du GaN par la réalisation d'alliages ternaires InGaN, AlInN et AlGaN [I.27].

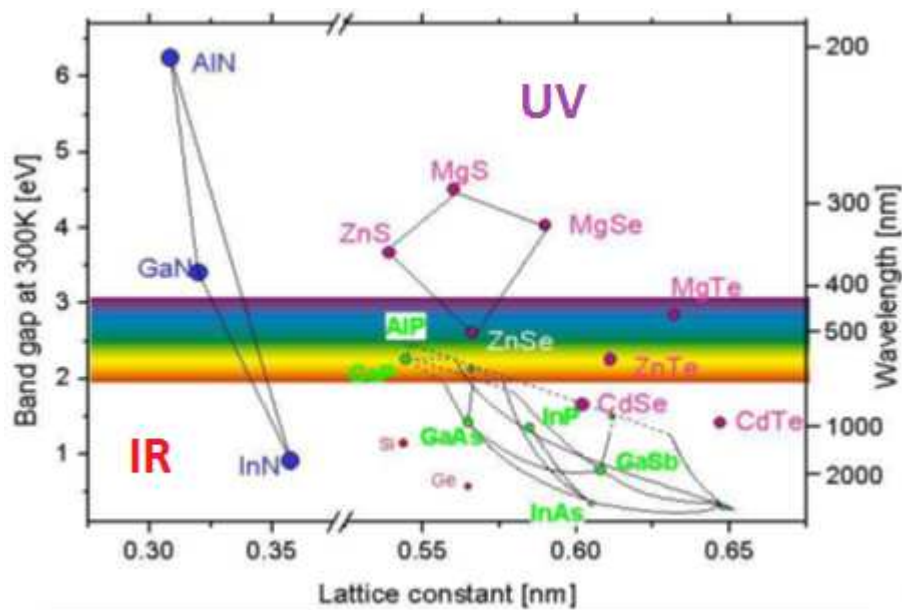


Figure I.7 Largeur de la bande interdite en fonction du paramètre de maille à 300K pour les matériaux III-N binaires et ternaires [I.27].

On peut noter que les nitrures d'éléments III couvrent un large domaine spectral qui s'étend du rouge (650 nm) à l'ultraviolet (200 nm), ce qui explique son utilisation dans les composants optoélectroniques. Nous observons une couverture totale du spectre du visible pour les ternaires $Al_mIn_{1-m}N$ et $In_mGa_{1-m}N$, permettant la réalisation de composants optiques comme des lasers ou des diodes électroluminescentes (DELs).

I.1.3.4 Propriétés électriques Particulières du GaN Wurtzite « l'Effet de Polarisation dans le cristal »

Le matériau GaN ainsi que son composé AlGaN sont le siège de deux polarisations : la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique. Ces polarisations engendrent l'apparition de charges positives ou négatives aux interfaces entre ces matériaux et d'autres matériaux ou le vide. Dans un empilement AlGaN/GaN, ce sont ces polarisations qui sont à l'origine du gaz bidimensionnel d'électrons (ou 2DEG pour Two Dimensional Electron Gas) de très forte densité et à mobilité élevée à l'interface d'une hétérostructure AlGaN/GaN [I.28].

I.1.3.4.1 Polarisation Spontanée

Dans le GaN de type wurtzite, Il existe une polarisation macroscopique non nulle. Cette polarisation est appelée polarisation spontanée. Elle résulte de la non superposition des barycentres de charges positives et négatives. En effet, l'électronégativité de l'azote N (3.04) est plus importante que celle du gallium Ga (1.81), la répartition du nuage électronique le long d'une liaison Ga-N est donc dirigée vers l'atome d'azote. On peut considérer que l'atome d'azote présente une charge Q^- et l'atome gallium une charge Q^+ . Chaque liaison Ga-N présente donc un moment dipolaire. La figure I-8 présente la contribution des différents moments dipolaires autour d'un atome de gallium. Leur somme est non nulle à cause de la non idéalité de la structure wurtzite GaN ($c/a < 8/3$) [I.29]. Elle forme un dipôle élémentaire parallèle à l'axe c et orienté de l'atome d'azote vers l'atome de gallium. Ces dipôles élémentaires s'ajoutent pour donner dans la structure une polarisation spontanée macroscopique du matériau [I.30].

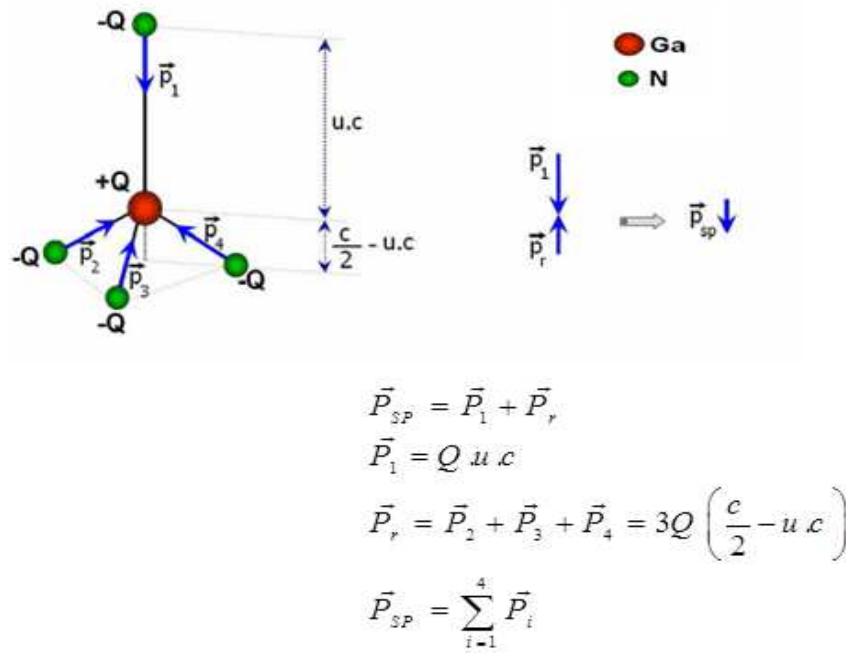


Figure I-8: Contribution des différents moments dipolaires pour la génération de la polarisation spontanée.[I.30].

La structure wurtzite n'est pas symétrique par rapport au plan (0001). En effet, les directions [0001] et [0001̄] ne sont pas équivalentes. Pour le nitrure de gallium, il existe deux arrangements possibles des atomes de gallium et d'azote lors de la croissance. Dans le cas où la liaison orientée Ga-N pointe vers la surface, on dit que l'on a une polarité gallium ou face Ga (Figure I.9.a). Dans le cas contraire, on a une polarité azote ou face N (Figure I.9.b).[I.30].

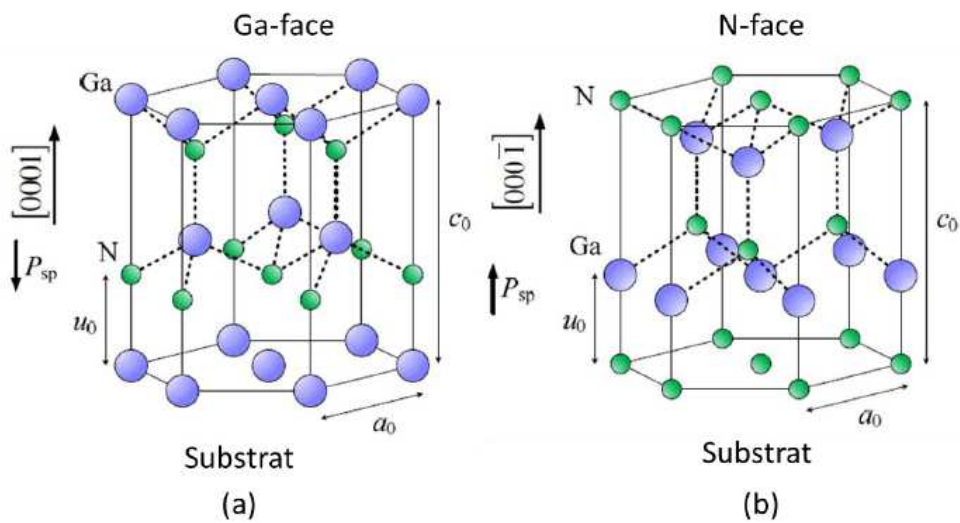


Figure I-9: Polarités gallium et azote dans Ga hexagonal [I.31]

A l'intérieur du matériau, les charges liées se compensent. Par contre, à la surface, la séparation des charges du dernier plan de dipôle n'est plus compensée, ce qui va faire apparaître des plans de charges de signe opposé d'un côté et de l'autre du cristal (Figure I-10). [I.30]

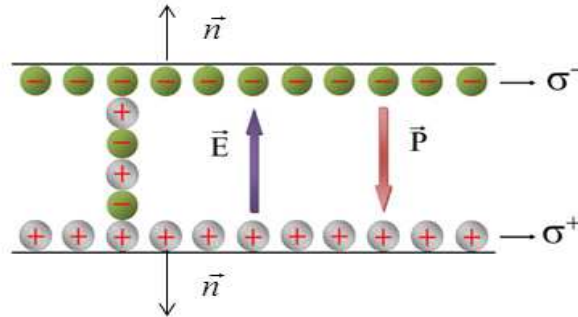


Figure I-10: Génération d'un champ électrique \vec{E} et de la charge surfacique par la polarisation spontanée $\vec{P} = \vec{P}_{SP}$ dans un cristal Ga würtzite polarité gallium.[I.30].

Une polarisation \vec{P} , quelle que soit son origine, induit à la surface du cristal une densité surfacique de charge σ donnée par :

$$\sigma = \vec{P} \cdot \vec{n} \quad (I-7)$$

Où \vec{n} est le vecteur unitaire normal à la surface et orienté vers l'extérieur.

Le tableau I.4 résume les valeurs numériques de la polarisation spontanée suivant l'axe c pour différents nitrures d'éléments III. Ces données issues de la littérature ont été déterminées théoriquement par F.Bernardini et al [I.32]

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

Tableau I.4: Valeurs numériques théoriques de Psp [I.32]

Les valeurs des polarisations spontanées du tableau I.4 sont négatives signifiant que le vecteur \vec{P}_{SP} est orienté dans le sens opposé à la direction [0001], c'est le cas d'une structure GaN Face Ga. Conformément à la loi de Vegard, la polarisation spontanée d'une couche d'AlGa_mN ayant une concentration (m) en aluminium peut être linéairement déduite à partir des valeurs connues de la polarisation spontanée du GaN et de l'AlN [I.17]

$$P_{SP Al_m Ga_{(1-m)} N} (m) = (-0.052m + 0.029) \quad C / m^2 \quad (I-8)$$

I.1.3.4.2 Polarisation Piézoélectrique

Le GaN est souvent élaboré sur saphir, SiC ou Silicium. Le désaccord de maille entre GaN et son substrat impose une contrainte (extension ou compression) dans le plan de base des couches GaN. La déformation de la maille du GaN entraîne un déplacement des barycentres des charges et donc une modification de la polarisation spontanée. Cet effet peut être considéré comme l'apparition d'une polarisation dite "piézoélectrique" (P_{pz}) qui renforce ou affaiblit la polarisation spontanée.[I.30]. Dans le cas du GaN polarité gallium, lorsque le matériau subit une déformation en tension biaxiale dans le plan perpendiculaire à l'axe de croissance, le vecteur polarisation piézoélectrique est orienté dans le même sens que le vecteur polarisation spontanée. La polarisation dans le cristal et la charge surfacique augmentent (figure I-11.a). En revanche, si le matériau subit une déformation en compression biaxiale dans le plan perpendiculaire à l'axe de croissance, le vecteur polarisation piézoélectrique est orienté dans le sens opposé du vecteur de polarisation spontanée. La polarisation dans le cristal et la charge surfacique diminuent (figure I-11.b). Ceci sera opposé pour le cas de polarité N [I.30]. [I.33]

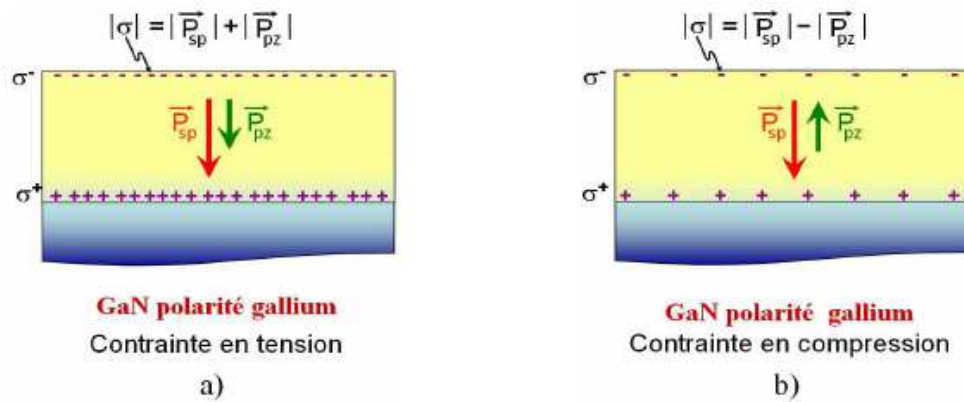


Figure I-11: Effet de contrainte sur la polarisation et la charge surfacique d'une couche Ga polarité gallium.[I.30]

La polarisation piézoélectrique P_{pz} dépend linéairement de la déformation du paramètre de maille a et s'exprime par la relation suivante [I.8]:

$$P_{pz} = 2 \frac{a_0 - a}{a} (e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}}) C / m^2 \quad (I-9)$$

Où a_0 et a sont les paramètres de maille du matériau relaxé et en contrainte respectivement; e_{31} , e_{33} sont les constantes piézoélectriques ; C_{13} , C_{33} sont les constantes élastiques.

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

	GaN	AlN	InN
a_0 (Å)	3.189	3.112	3.540
c_0 (Å)	5.185	4.982	5.705
c_0/a_0	1.626	1.601	1.612
P_{SP} (C/m ²)	-0.029	-0.081	-0.032
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
$e_{31} - e_{33}(C_{13}/C_{33})$	-0.68	-0.86	-0.9

Tableau I.5 Valeurs numériques des constantes piézoélectriques et élastiques de GaN, AlN et InN issues de la littérature [I.8], [I.32], [I.34] .

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 .

$$e_{31}(m) = (-0.11m - 0.49) \text{ (C/m}^2\text{)} \quad \text{(I-10)}$$

$$e_{33}(m) = (0.73m + 0.73) \text{ (C/m}^2\text{)} \quad \text{(I-11)}$$

$$C_{13}(m) = (5m + 103) \text{ (GPa)} \quad \text{(I-12)}$$

$$C_{33}(m) = (-32m + 405) \text{ (GPa)} \quad \text{(I-13)}$$

I.1.3.4.3 Effet de la Polarisation Résultante dans une Hétérostructure AlGaN/GaN

La polarisation totale au sein d'un semi-conducteur III-N en phase hexagonale sera alors la résultante de la somme des deux types de polarisations: piézoélectrique et spontanée, qui sont toutes les deux orientées suivant l'axe de croissance du matériau [0001]. La polarisation résultante \vec{P} s'écrit donc :

$$\vec{P} = \vec{P}_{sp} + \vec{P}_{pz} \quad \text{(I-14)}$$

À partir des données précédentes, nous avons calculé la densité de charges fixes σ développées à l'interface d'une hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ 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.12, 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.12.

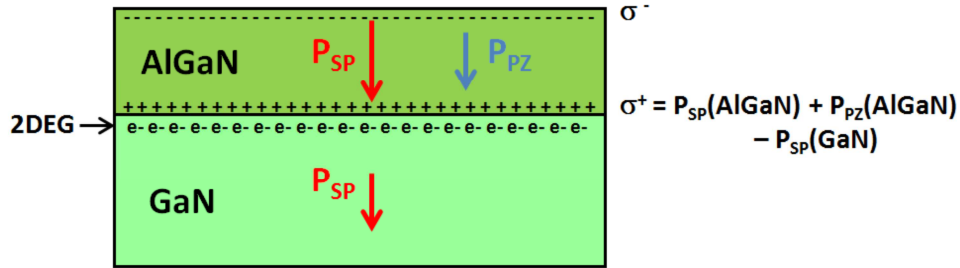


Figure I.12 : Structure AlGaIn/GaN à face Ga, où GaN est relaxé et AlGaIn contraint en tension [I.35] .

La polarisation résultante induit une charge surfacique positive $+\sigma$ localisée à l'interface AlGaIn/GaN. La densité de charges fixe σ aux interfaces est la différence entre la somme des champs de polarisation dans la couche d'AlGaIn et celle de GaN où (m) est le taux d'aluminium : [I.8].

$$|\sigma| = \left| P_{SP_{AlGaIn}}(m) + P_{PZ_{AlGaIn}}(m) - P_{SP_{GaN}} \right| \quad (I-15)$$

Avec:

$$P_{PZ_{AlGaIn}}(m) = 2 \cdot \frac{a_0 - a(m)}{a(m)} \cdot \left(e_{31}(m) - e_{33}(m) \cdot \frac{C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right) C / m^2 \quad (I-16)$$

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

$$a_{Al_mGa_{1-m}N}(m) = m \cdot a_{AlN} + (1-m) \cdot a_{GaN} \quad (\text{Å})$$

I.1.4 Substrats pour le GaN Hexagonal

En raison de la disponibilité de peu de substrats adaptés en paramètres de maille, la plupart des chercheurs ont recouru à l'hétéroépitaxie qui consiste à faire croître un matériau donné sur un autre matériau. La faible disponibilité de substrat GaN de taille raisonnable, fait de l'hétéroépitaxie, une solution alternatif adapté à la croissance de couche minces de nitrure à large bande interdite (MOVPE, HVPE, MBE...). Les propriétés et la qualité des couches

GaN dépendent du substrat sur lequel il est déposé. De ce fait, une attention particulière sera portée sur le choix du substrat (Al_2O_3 , 6H-SiC, Si,...) et en particulier au pourcentage de désaccord en paramètre de maille avec le GaN.

I.1.4.1 Le Saphir Al_2O_3

Le saphir présente un désaccord de maille de 16% environ avec le nitrure de gallium. Ce critère peut entraîner une forte densité de dislocations de l'ordre de 10^7 à 10^8cm^{-2} , provoquant une baisse de la fréquence de transition f_t . De plus, sa faible conductivité thermique le fait apparaître comme une barrière à la dissipation de chaleur, pouvant limiter son application aux fortes puissances. En revanche, les substrats de saphir sont disponibles à moindre coût et dans de grandes dimensions [I.3].

I.1.4.2 Le Carbure de Si :SiC

Possédant un désaccord de maille de 3.5% avec le GaN [I.36], une conductivité thermique sept fois supérieure à celle du saphir, le carbure de silicium est actuellement le substrat le mieux adapté à l'hétéroépitaxie de structures à base de GaN pour la réalisation de transistors de puissance hyperfréquence. En effet, les structures de type HEMT épitaxiées sur du SiC sont d'excellente qualité cristallographique et présentent des mobilités deux fois supérieures à celles sur Saphir. Les meilleures performances en termes de fréquence et puissance des HEMTs à base de GaN ont été obtenues sur ce type de substrat [I.37] [I.38]. Cependant, le coût de ce type de substrat reste important.

I.1.4.3 Le Silicium Si(111)

Le silicium (111) est un substrat en plein essor pour la croissance du GaN. Il présente une bonne conductivité thermique ($K=1.5\text{W/cmK}$) et il est disponible à bas prix. De plus, ce type de substrat permettra à terme d'intégrer des dispositifs à base de GaN dans la microélectronique silicium. Cependant, avec un désaccord en maille d'environ 17% avec le GaN et une différence de coefficient de dilatation thermique important (115% selon les calculs), le GaN épitaxié à 800°C subit une extension de 0.2% durant le refroidissement. C'est pourquoi, les couches de GaN élaborées sur silicium présentent une concentration importante de défauts. En effet, contrairement au saphir et au carbure de silicium, le silicium possède une maille plus importante que celle du GaN. Par conséquent le GaN se retrouve en extension lorsqu'il est épitaxié sur le silicium (111). Ce phénomène provoque la formation de craquelures, ainsi que de nombreux défauts. Pour limiter la formation des dislocations et

des craquelures beaucoup plus importantes que dans le cas de substrat saphir ou SiC, il était nécessaire de développer une technique de croissance. Un empilement (super réseau) à base de GaN et d'AlN (couche de nucléation) a notamment été développé pour séparer le substrat de silicium du buffer en GaN[I.5].

De manière générale, la réalisation de GaN par hétéro-épitaxie nécessite l'ajout d'une couche tampon entre le substrat et le GaN, et ceci afin d'absorber au maximum le désaccord de maille entre les réseaux cristallins. Le tableau I.6 résume les caractéristiques des substrats usuels pour GaN; ces dernières sont choisies en rapport avec les paramètres du GaN.

Substrats	Al ₂ O ₃	SiC	Si
Gap (eV)	8.8	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	2030	2500	1410
Désaccord de maille avec GaN (%)	16	3.5	-17
Désaccord de coefficient d'expansion thermique (%)	-35	25	54

Tableau I.6 Principaux paramètres des différents substrats utilisés pour la croissance du GaN[I.39].

I.2 Applications du Nitrure de Gallium :HEMT AlGaN/GaN

I.2.1 Présentation du composant

Les premiers HEMT sont apparus en 1980 (Fujitsu, Thomson) [I.40]. Ces hétéro-structures à haute mobilité électronique constituent une évolution majeure des MESFET (FET à jonction métal/semi-conducteur) et ont pris le pas sur ces derniers depuis les années 1990 [I.41]. Dans la littérature, on peut trouver le HEMT sous différentes dénominations comme: MODFET (ModulationField Effect Transistor), TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), HFET (Heterojunction Field Effect Transistor).

Ses propriétés de faible bruit et faible consommation d'énergie font de ce composant l'élément essentiel pour les applications d'amplification et de puissance aux hautes fréquences. Son effet fondamental est une source de courant contrôlée en tension. Le principe d'un HEMT repose sur la création d'un gaz d'électrons à mobilité élevée au sein d'un matériau non dopé et de très faible résistance. En effet, ce gaz d'électrons se situe au cœur d'une hétérojonction entre deux matériaux de gap différents faisant partie de la

structure du composant HEMT. L'effet fondamental est lié au phénomène de variation de la densité de porteurs de ce gaz bidimensionnel d'électrons sous l'influence d'une tension appliquée à l'accès grille du composant [I.24]. Dans le cas du HEMT AlGa_n/Ga_n, cette hétérojonction est constituée des couches AlGa_n et Ga_n. Pour le HEMT AlIn_n/Ga_n, c'est l'interface entre une couche d'AlIn_n et une couche de Ga_n qui crée l'hétérojonction. Le schéma physique d'un HEMT AlGa_n/Ga_n basique est présenté à la (figure I-13).

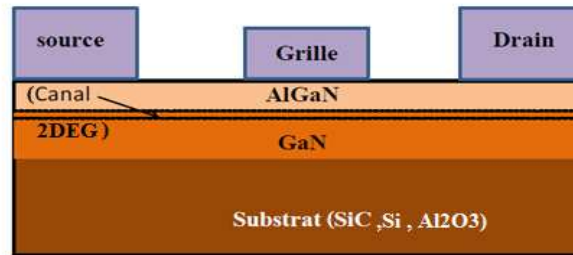


Figure I-13. Schéma de la structure d'un HEMT AlGa_n/Ga_n classique [I.42]

I.2.2 Principe de l'Hétérojonction AlGa_n/Ga_n et Gaz Bidimensionnel (2DEG)

Pour mieux comprendre le fonctionnement d'un HEMT AlGa_n/Ga_n, nous allons étudier brièvement les structures de bande d'énergie des matériaux mis en jeu. La figure I.14 présente le diagramme des bandes d'énergie mis en jeu dans chacun des matériaux de l'hétérojonction, considéré séparément, c'est-à-dire avant contact [I.14],[I.20]. L'hétérojonction formée par la juxtaposition de deux matériaux dont les largeurs de bande interdite sont différentes ($E_{g2} > E_{g1}$), l'un présentant un large gap (AlGa_n: 3.82eV) (E_{g2}) et l'autre un gap plus faible (Ga_n: 3.4eV) (E_{g1}), entraîne la formation d'une discontinuité de la bande de conduction à l'interface (ΔE_c) et d'une discontinuité de la bande de valence (ΔE_v). Ces hétérojonctions sont réalisables si les deux matériaux semi-conducteurs ont des constantes cristallographiques assez proches, de manière à minimiser la densité de dislocations. [I.14], [I.20].

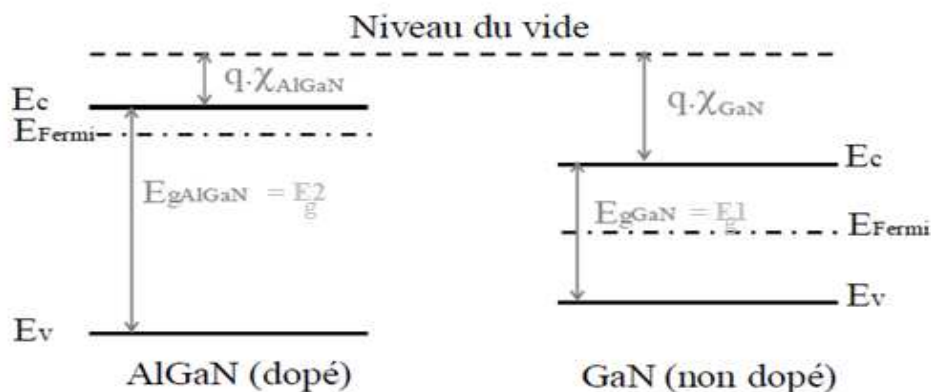


Figure I.14 : Diagrammes de bandes d'énergie des matériaux de l'hétérojonction AlGaN/GaN[I.14].

D'après les règles d'Anderson, lors de la jonction de deux matériaux et à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi doivent s'aligner et le niveau du vide ne peut subir de discontinuité. Il en résulte des discontinuités des bandes de conduction et de valence à l'interface [I.24]. Au collage, on a un transfert d'électrons de la zone la plus peuplée vers la zone la moins peuplée:

- Désertion progressive des électrons de l'AlGaN
- Enrichissement d'électrons dans le GaN

La diffusion des électrons du semi-conducteur AlGaN ou ils sont majoritaires (de plus faible affinité électronique) vers le semiconducteur GaN ou ils sont minoritaires (ayant la plus grande affinité électronique) est bloquée par une barrière de potentiel, le transfert d'électrons tend vers un équilibre, et conduit au diagramme de structure de bande suivant (figure I.15) :

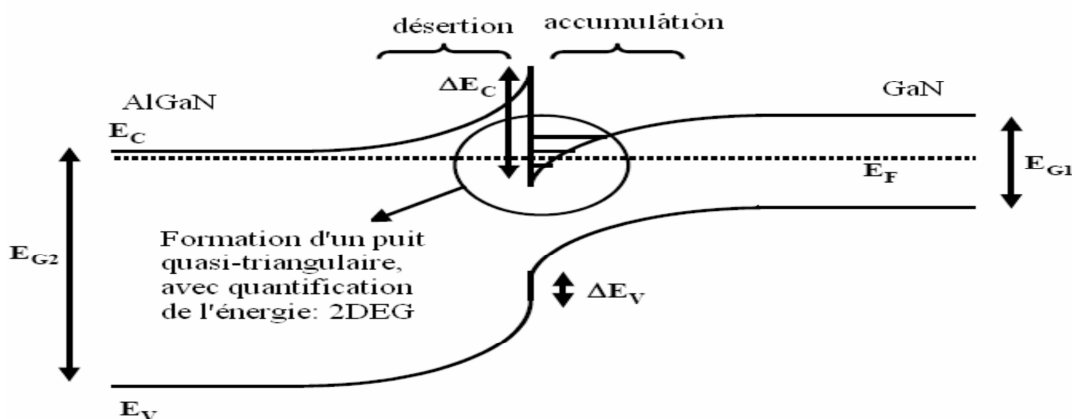


Figure I.15: Schéma d'une structure de bande d'une hétérojonction AlGaN/ GaN après contact [I.43].

Nous pouvons observer la formation d'un puits quantique à l'interface AlGaN/GaN, dans le matériau à plus faible largeur de bande interdite (GaN), car, au-dessus, le matériau présentant la plus grande largeur de bande interdite joue le rôle de barrière. C'est dans ce puits que sont confinées les charges libres entraînant la formation d'un gaz d'électrons à l'origine du phénomène de conduction : C'est le canal bidimensionnel 2 DEG. Les électrons du canal 2DEG sont dans un puits de potentiel supposé triangulaire, où les niveaux d'énergie sont quantifiés. Cela constitue la principale cause de l'amélioration de la mobilité. Si l'on compare le HEMT au MESFET, la mobilité des électrons étant plus élevée dans un gaz que dans un matériau dopé, il est plus rapide que ce dernier, permettant des applications à plus haute fréquence [I.3]. La densité de porteurs dans le 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.20].

I.2.3 Structure Physique d'un HEMT AlGaN/GaN

La structure d'un HEMT est constituée essentiellement de trois matériaux différents (figure I.16): le substrat, un matériau à large bande interdite, et un matériau à plus faible bande interdite. C'est la jonction de ces deux derniers matériaux qui conduit à la formation d'un gaz d'électrons à l'interface, qui sera modulé par la tension grille source appliquée au composant. Pour cela, la jonction Schottky est constituée par le contact entre le métal de grille et le semiconducteur de surface [I.14].

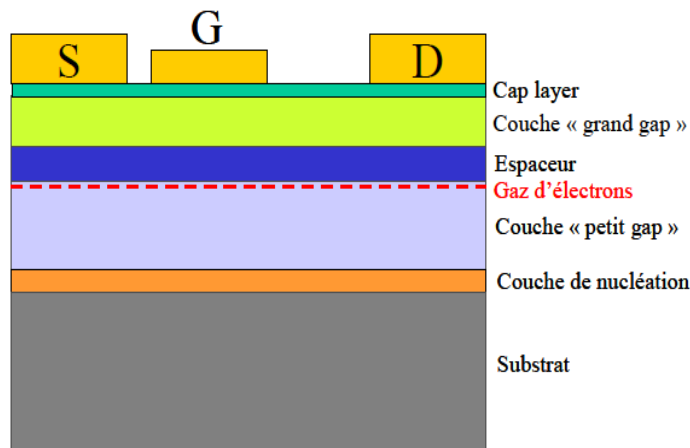


Figure I.16 : Structure de base d'un HEMT [I.14]

La figure I.16 présente une structure physique de base d'un HEMT ; nous donnerons par la suite quelques explications sur les différents éléments constituant ce composant.

Couche de nucléation : Une couche de nucléation à très faible épaisseur (quelques centaines d'Å, AlN par exemple) est déposée sur le substrat, pour absorber la majorité des contraintes liées à la désadaptation de maille entre le substrat et GaN.

Couche « petit gap » : elle est également appelée buffer. Cette couche est constituée du matériau de plus faible largeur de bande interdite, c'est-à-dire le nitrure de gallium. C'est dans la partie supérieure de cette couche, que va se former le gaz bidimensionnel d'électrons.

L'espaceur : cette couche, appelée aussi « spacer », est réalisée à partir du matériau de plus grand gap, c'est-à-dire le nitrure de gallium-aluminium AlGaN. Ce film nonintentionnellement dopé affiche une épaisseur de quelques nanomètres et permet de réduire les interactions électrons-donneurs entre le gaz d'électrons et la couche AlGaN lorsque celle-ci, est dopée. Cette zone est soumise à un compromis ; en effet, plus elle est épaisse, plus la mobilité des électrons dans le canal augmente mais elle est associée à une plus faible densité de charges. Au contraire, plus le « spacer » est fin et plus la densité de charges disponibles dans le canal augmente induisant, une transconductance et une densité de courant plus grandes.

Couche « grand gap » : ou donneuse elle présente une épaisseur de quelques nanomètres de matériau grand gap AlGaN dopé ou non. La concentration d'aluminium peut varier de 15% à 30% environ. Une zone déplétée se forme dans cette couche sous la jonction Schottky de grille et une autre aux abords de l'hétérojonction.

Cap : la couche superficielle, appelée cap layer, a pour rôle l'optimisation de la résistance des contacts ohmiques de drain et de source. Cette fine couche de nitrure de gallium permet également de réduire les résistances d'accès.[I.14]

I.2.4 Principe de Fonctionnement du HEMT AlGaN/GaN

Les transistors à haute mobilité électronique, ou HEMTs, sont des transistors à effet de champ et ont une structure horizontale. Ils possèdent trois électrodes : la source, la grille et le drain. En mode d'amplification de puissance, ils sont montés en source commune. L'électrode de grille sert alors à la commande basse puissance et celle de drain sert de commande de puissance. En effet, la tension grille-source contrôle la densité des porteurs dans le canal, et donc contrôle le courant de drain. Les tensions appliquées à la grille et le drain sont respectivement notés V_{gs} et V_{ds} (figure I-17).

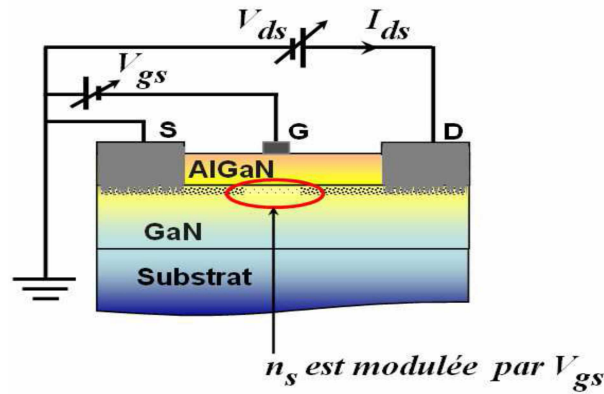


Figure I-17 : Vue en coupe du HEMT AlGaN /GaN [I.30]

L'effet de transistor est obtenu en modulant la densité du gaz 2D d'électrons donc le courant source-drain I_{ds} par une tension appliquée à la grille. En effet, une tension négative appliquée sur la grille aura pour effet de créer une zone désertée vidant le gaz d'électrons jusqu'au pincement du canal, c'est-à-dire jusqu'à obtenir un courant négligeable.

I.2.5 AlInN un matériau prometteur

Une nouvelle configuration du HEMT à base de GaN commence à être étudiée et semble très prometteuse. Dans ces structures, la barrière d'AlGaN est remplacée par le ternaire AlInN. Une structure type est donnée sur la figure I.18. Cette nouvelle hétérojonction AlInN/GaN fournit une hauteur de barrière ΔE_c supérieur à l'hétérojonction AlGaN/GaN. De plus, la polarisation spontanée est beaucoup plus importante [I.44]. C'est pourquoi la densité d'électrons du gaz 2DEG est au moins 2 fois plus élevée. Un autre point particulièrement attractif est l'accord de maille qui est réalisé entre l'AlInN et le GaN lorsque le taux d'aluminium est de 83% [I.45], ainsi le transistor est plus stable thermiquement, car il y a absence de contraintes.

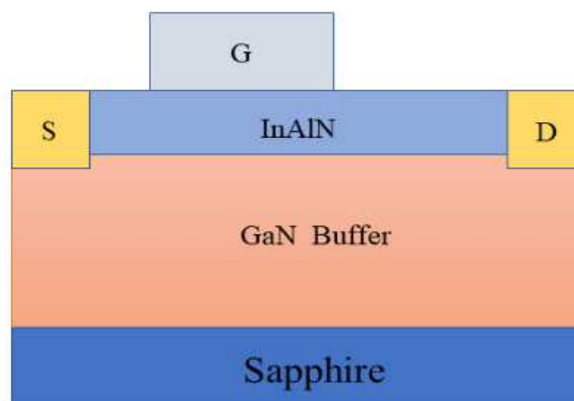


Figure I.18 Coupe d'un transistor HEMT AlInN/GaN

Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté les principales propriétés physiques et électriques remarquables du nitrure de gallium « GaN » et ses potentialités pour les applications de puissance haute fréquence. Le GaN de structure hexagonal est un matériau fortement ionique ce qui donne lieu à une polarisation spontanée, si une contrainte biaxiale est appliquée dans le plan (0001) pour la structure wurtzite, une polarisation piézoélectrique est apparue. Cette polarisation crée une densité de charge qui permet la formation de 2DEG à l'interface de l'hétérostructure AlGa_N/Ga_N. Les propriétés piézoélectrique de ce matériau lui permettent de meilleures potentialités en courant maximum, ce qui accroît ses potentialités pour la puissance. L'influence des différents substrats de croissance qui peuvent être utilisés en raison de la difficulté à obtenir du GaN massif ont été abordés.

Ensuite, une étude du fonctionnement du transistor HEMT au travers du principe de l'hétérojonction AlGa_N/Ga_N et de la structure physique d'un tel composant a été illustrée. Dans le deuxième chapitre, nous présenterons une étude comparative entre les composants AlGa_N/Ga_N et AlInN/GaN pour identifier leurs performances électriques.

Bibliographie chapitre I

- [I.1] R. . Trew, L. G. Bilbro, W. Kuang, Y. Liu, H. Yin, « *Microwave AlGa_N/Ga_N HFETs*, » IEEE Microwave Magazine, Vol. 6, no. 1, pp. 56-66, Mar. 2005.
- [I.2] R.J. Trew, « *SiC and GaN transistors - is there one winner for microwave power applications?*, » Proceedings of the IEEE, vol. 90, no. 6, pp. 1032 - 1047, jun 2002.
- [I.3] Sandra DE MEYER « *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
- [I.4] www.nitronex.com
- [I.5] Salim TOUATI « *Conception, réalisation et caractérisation de composants de puissance hyperfréquence de la filière nitrure de gallium* » Thèse de doctorat Soutenue le 11 Décembre 2007, Université des Sciences et Technologies de Lille.
- [I.6] Nicolas Sarazin, « *HEMTs à base de nitrure de gallium : Evolution vers un nouveau système de matériaux, une nouvelle génération de composants* » Thèse de doctorat soutenue en 2007, Université des sciences et technologies de Lille.
- [I.7] C.Y. Yeh, Z.W. Lu, S.Froyen, et A. Zunger, « *Zinc-blende, wurtzite polytypism in semiconductors* », Phys. Rev.B., **46**, 10086-10097 (1992).
- [I.8] O. Ambacher et al, « *Twodimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures* », J. Appl. Phys., vol. 85, no 6, p. 3222, 1999.
- [I.9] Iliass Nifa « *Caractérisation et modélisation du gaz 2D des dispositifs MIS-HEMTs sur GaN* » Thèse de doctorat soutenue le 2 mars 2018, Université de Grenoble Alpes.
- [I.10] Sylvain JOBLOT « *Croissance d'Hétérostructures à base de GaN sur substrat de silicium orienté (001) : application aux transistors à haute mobilité d'électrons* » Thèse de doctorat Soutenue le 20 décembre 2011, Université de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis.
- [I.11] Pierre-Marie Coulon « *Croissance et Caractérisation de Nanofils/Microfils de GaN* » Thèse de doctorat Soutenue le 20-05-2014, Université de Nice-Sophia Antipolis
- [I.12] DOUVRY Yannick « *Etude de HEMTs AlGa_N/Ga_N à Grand Développement pour la Puissance Hyperfréquence* » Thèse de doctorat Soutenue le 15 Novembre 2012, Université des Sciences et Technologies de Lille
- [I.13] A. F. Wright and J. S. Nelson, « *Consistent structural properties for AlN, GaN, and InN*, » Phys. Rev. B, vol. 51, pp. 7866–7869, Mar 1995.
- [I.14] Mohsine BOUYA « *Etude des mécanismes de défaillances et de transport dans les structures HEMTs AlGa_N/Ga_N* » Thèse de doctorat Soutenue le 21 juillet 2010 , Université Bordeaux 1,

- [I.15] D. Schikora, M. Hankeln, D. J. As, K. Lischka, T. Litz, A. Waag, T. Buhrow, and F. Henneberger, « *Epitaxial growth and optical transitions of cubic GaN films*, » Phys. Rev. B, vol. 54, pp. R8381–R8384, Sep 1996.
- [I.16] H. Okumura, K. Ohta, G. Feuillet, K. Balakrishnan, S. Chichibu, H. Hamaguchi, P. Hacke, and S. Yoshida, « *Growth and characterization of cubic GaN*, » Journal of Crystal Growth, vol. 178, no. 1-2, pp. 113–133, 1997.
- [I.17] D. As, S. Potthast, J. Fernandez, K. Lischka, H. Nagasawa, and M. Abe, « *Cubic GaN/AlGaN Schottky-barrier devices on 3C-SiC substrates*, » Microelectronic Engineering, vol. 83, no. 1, pp. 34–36, 2006.
- [I.18] OANA LAZAR « *Analyse et modélisation des mécanismes de dégradation de grille des transistors à haute mobilité électronique (HEMT) de type AlGaN/GaN* » Thèse de doctorat Soutenue Le 22 novembre 2018, Université de Toulouse
- [I.19] C. CHARBONNIAUD « *Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effets de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde* » Thèse de doctorat n°55-2005 soutenue le 20 octobre 2005, Université de Limoges.
- [I.20] Audrey. Philippon. MARTIN « *Étude d'une nouvelle filière de composants sur technologie nitrure de gallium.. Conception et réalisation d'amplificateurs distribués de puissances large bande à cellules cascodes en montage flip--chip et technologie MMIC* » Thèse de doctorat soutenue le 6 décembre 2007, Université de Limoges
- [I.21] Hind BOUSBIA « *Analyse et développement de la caractérisation en puissance, rendement et linéarité de transistors de puissance en mode impulsif.* » Thèse de doctorat soutenue le 18 décembre 2006, Université de Limoges.,
- [I.22] M. S. Shur, « *GaN based transistors for high power applications* », Solid-State Electron., vol. 42, no 12, p. 2131–2138, 1998.
- [I.23] Mustafa AVCU « *Caractérisation des effets parasites dans les HEMTs GaN : développement d'un banc de mesure 3 ω* » Thèse de doctorat soutenue le 17 novembre 2014. Université de Limoges,
- [I.24] Flavie ELMAZOVA « *Contribution à l'Etude de l'Amplification de Puissance en Technologie GaN par la Technique de Suivi d'Enveloppe* » Thèse de doctorat Soutenue le 20 décembre 2011, Université de limoges.
- [I.25] T. Matsuoka, H. Okamoto, M. Nakao, H. Harima, et E. Kurimoto, « *Optical bandgap energy of wurtzite InN* », Applied Physics Letters, vol. 81, n° 7, p. 1246-1248, août 2002.
- [I.26] Alevli, Mustafa, « *Growth and Characterization of Indium Nitride Layers Grown by High-Pressure Chemical Vapor Deposition.* » Dissertation, Georgia State University, 2008. p. 216
- [I.27] Ahmed CHAKROUN « *Passivation de la Surface du Nitrure de Gallium par Dépôt PECVD d'Oxyde de Silicium* » Thèse de doctorat Soutenue Novembre 2014, Université de Sherbrooke.

- [I.28] Jonathan Lehmann, « *Caractérisation électrique d'hétérostructures AlGaIn/GaN pour des applications de puissance* » Thèse de doctorat Soutenue le 20 octobre 2015, Université Grenoble Alpes.
- [I.29] Heinz Schulz and K.H. Thiemann, « *Crystal structure refinement of Al and Ga* » Solid State Communications **23**, 815 (1977).
- [I.30] T. D. Ha Nguyen, « *Réalisation et caractérisation de HEMTs AlGaIn/GaN sur silicium pour applications à haute tension* » Thèse de doctorat Soutenue le 19/12/2013, Université Paris-Sud
- [I.31] Eldad Bahat-Treidel, « *GaN-Based HEMTs for High Voltage Operation* », Thèse de doctorat Soutenue le 30 Mars 2012, Université Technique de Berlin .
- [I.32] F. BERNARDINI, V. FIORENTINI « *Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides* » Physical Review B, Vol. 56, No. 56, October 1997, pages: 10024-10027
- [I.33] Nicolas Vellas, « *Etudes Expérimentales de Transistors HFET de la Filière Nitrure de Gallium pour des Application de Puissance Hyperfréquences* » Thèse de doctorat Soutenue le 18 décembre 2003, Université de Lille
- [I.34] A.F.Wright, et al « *Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN* » Journal of Applied Physics, volume 82, numéro 6, septembre 1997, pp.2833-2839
- [I.35] Dimitri Bertrand, « *Etude des mécanismes de formation des contacts ohmiques pour des transistors de puissance sur Nitrure de Gallium* » Thèse de doctorat Soutenue le 12 d'décembre 2016, Université Grenoble Alpes.
- [I.36] J. Y. Duboz, « *Matériaux semi-conducteur à grand gap III-V à base de GaN* », Techniques de l'Ingénieur, 1995.
- [I.37] Y. F. Wu, A. Saxler, R. P. Smith, S. Sheppard, P. M. Chavarkar, T. Wisleder, U. K. Mishra et P. Parikh, « *30-W/mm GaN HEMTs by field plate optimization*, » vol. 25, Electron Device Letters, IEEE, Mar. 2004, pp. 117-119.
- [I.38] K. Shinohara, A. Corrion, D. Regan, I. Milosaljevic, D. brown, S. Burnham, P. J. Willadsen, C. Butler, A. Schmitz, D. Wheeler, A. Fung et M. Micovic, « *220GHz f_T and 400GHz f_{max} in 40-nm GaN DH-HEMTs with regrown ohmic* », Electron Devices Meeting (IEDM), 2010 IEEE International, 6-8 Dec. 2010, pp. 30.1.1-30.1-4.
- [I.39] Sarrah Amor « *Étude des défauts dans les alliages de semi-conducteurs à grand gap B(AlGa)N et de leur rôle dans les propriétés de transport : application aux photo-détecteurs U* » Thèse de doctorat Soutenue le 18 décembre 2006, Université de Lorraine.
- [I.40] T. Mimura ; S. Hiyamizu ; T. Fujii ; K. Nanbu, « *A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-AlxGal-xAs heterojunctions* », Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 19, No 5, Mai 1980, pages L225 à L227
- [I.41] S. T. Sheppard; K. Doverspike; W. L. Pribble et al. « *High power microwave AlGaIn/GaN HEMTs on semi-insulating silicon carbide substrates* », IEEE Electron Device Lett., Vol. 20, pp. 161-163, April 1999

- [I.42] Asmae MIMOUNI « *Etude et modélisation de la fiabilité et du stress thermique dans les transistors GaN pour applications hyperfréquences* » Thèse de doctorat Soutenue en Décembre 2012, Université de Cantabria
- [I.43] A. El Fatimy « *Détection et émission terahertz par les ondes de plasma dans des transistors HEMT à base d'hétérostructures GaN/AlGaN et InGaAs/InAlAs* ». Thèse de doctorat Soutenue Le 15 Juin 2007, Université Montpellier II
- [I.44] K.Lee et al.« *Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of modulation-doped field-effect transistors* »IEEE transaction Electron Devices, vol.ed-30, pp.207-212 (1983)
- [I.45] J. Kuzmik et al « *Power Electronics on InAlN/(In)GaN : Prospect for a record Performance* » IEEE Electron Device letters., Vol 22,pp.510 (2001)

Chapitre II :

Analyse théorique des effets électriques des HEMTs AlGaN/GaN et AlInN/GaN

Introduction :

Au cours des dernières années les nitrures III-N ont largement été étudiés. En effet ces composés font partie de la famille des matériaux à grande largeur de bande interdite, leur permettant de supporter de forts champs électriques et grande température. En plus ces matériaux qui ont des propriétés mécaniques et physiques remarquables sont indispensables pour les applications de puissance et en hyperfréquence.

Le nitrure de gallium (GaN), le nitrure d'aluminium (AlN) et le nitrure d'indium (InN) sont des matériaux binaires de la famille des semiconducteurs nitrurés (SC III-N). Bien que leurs largeurs de bande interdite, soient différentes, des composés ternaires peuvent être obtenus à partir de deux de ces matériaux. Il est alors possible de créer l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$, l' $\text{Al}_m\text{In}_{1-m}\text{N}$ et l' $\text{In}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

Les limites des HEMTs AlGa_n/Ga_n en termes de performances en puissance et en hautes fréquences ont conduit à l'apparition de la technologie AlIn_n/Ga_n qui présente de meilleurs potentiels que son homologue AlGa_n/Ga_n. La possibilité d'obtenir une couche barrière AlIn_n en accord de maille avec la couche tampon Ga_n et l'amélioration de la qualité de l'interface AlIn_n/Ga_n sont les principales causes qui permettent de multiplier par deux la densité de porteurs dans le canal de conduction, [II.1] grâce aux avantages qu'elle présente, notamment la forte densité et la bonne mobilité des porteurs du gaz 2D qui conduisent à un fonctionnement aux fréquences élevées, la bonne tenue en température qui est la conséquence de la grande bande interdite de l'alliage AlIn_n.

Dans le but de démontrer les potentialités de la technologie AlIn_n/Ga_n par rapport à son homologue AlGa_n/Ga_n ; une étude comparative des propriétés électriques dans ces deux matériaux est donc nécessaire.

Ce deuxième chapitre débutera avec un rappel sur les effets thermiques dans les caractéristiques électriques des composants à base de GaN. Il s'en suivra une étude de principe des hétérostructures AlGa_n/Ga_n et AlIn_n/Ga_n ainsi que la formation du gaz 2DEG à leurs interfaces.

Enfin les polarisations spontanées et piézoélectriques qui se présentent dans ces hétérostructures et qui sont à l'origine du gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) seront abordés, les modèles présentant l'origine des électrons dans le gaz bidimensionnel et les équations de calcul de la densité de charge surfacique seront aussi présentés.

II.1 Les effets thermiques sur les caractéristiques électriques des HEMTs à base de GaN

Atteindre des puissances importantes nécessite des tensions et des courants importants. De ce fait, les composants atteignent des températures élevées et ces températures nuisent aux performances. L'auto-échauffement d'un composant a pour conséquence de diminuer le courant maximum atteignable. Ainsi, une résistance négative apparaît sur la caractéristique $I_D(V_{DS})$ lorsque I_D et V_{DS} deviennent importants. Ceci est attribué à la baisse de mobilité des porteurs causée par la hausse de température. Sur le long terme, de fortes températures de fonctionnement peuvent fortement nuire à la fiabilité des composants [II.2] [II.3]

II.1.1 La Bande interdite

L'augmentation de la température entraîne une légère diminution de l'énergie de la bande interdite. En effet, la figure II.1 représente l'évolution de la bande interdite en fonction de la température pour les 3 semiconducteurs binaires (GaN, AlN et InN). Cette évolution est peu visible dans la plage de température $T < 500K$ correspondant au fonctionnement typique du transistor, on a un comportement asymptotique (pente nulle) à faible température, une simple courbure dans une gamme de températures intermédiaires et une décroissance constante à température élevée. Le modèle de Varshni [II.4] est le plus employé pour exprimer E_g dans la gamme de températures usuelles comme en réfère l'équation (II.1):

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (\text{II.1})$$

où $E_g(0)$, α et β sont déterminés à partir de données expérimentales. $E_g(0)$ (eV), correspond à l'énergie de la bande interdite à $T = 0 K$, α (meV/K) représente le coefficient de régression linéaire du gap pour les températures élevées tandis que β (K) indique la température où intervient un changement de pente [II.5].

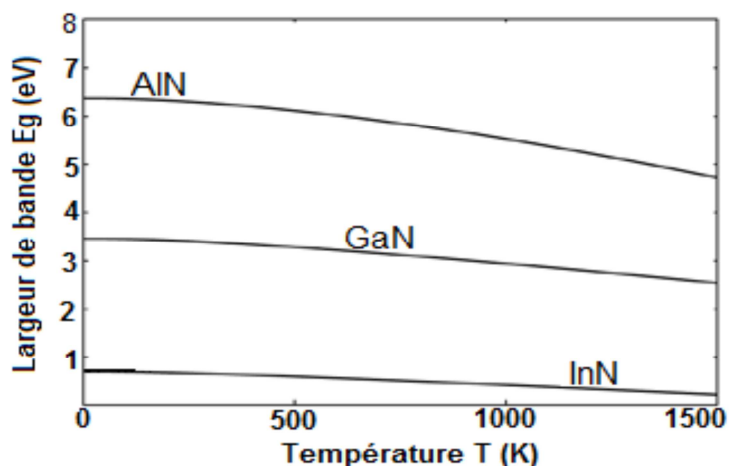


Figure II.1: Bande interdite E_g en fonction de la température T dans les semiconducteurs binaires GaN, AlN et InN obtenue à partir du modèle de Varshmi[II.6].

II.1.2 La Mobilité électronique

La température ambiante et l'auto-échauffement du transistor contribuent à l'état thermique d'un composant. L'augmentation de la température interne de ce dernier se traduit par une puissance électrique dissipée due à l'effet Joule et une diminution de la mobilité des porteurs, il en résulte une chute de courant de drain I_{ds} , entraînant une chute de la transconductance. Cela s'explique entre autres par la variation des paramètres de maille du matériau sous l'effet de la température. Celle-ci provoque une augmentation de la vibration du réseau cristallin, perturbant ainsi le transport des électrons via des collisions entre électrons et phonons, dont la conséquence est la diminution du temps de libre parcours moyen.

En effet, d'après le modèle de Drude, la mobilité des porteurs est directement proportionnelle à leur temps de libre parcours moyen d'après la relation suivante :[II.7].

$$\mu_0 = \frac{q\tau}{m^*} \quad (\text{II.2})$$

Avec τ le temps de relaxation, q la charge élémentaire de l'électron, m^* la masse effective des porteurs et μ_0 la mobilité pour des champs faibles (en $\text{cm}^2/\text{V s}$). La vitesse des porteurs est liée à leur mobilité.

II.1.3 La conductivité thermique

La conductivité thermique du GaN est de $1.3 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-1}$ [II.8]. Ce paramètre, en électronique de puissance où de fortes dissipations de chaleur sont nécessaires, représente la capacité du matériau à transférer une quantité de chaleur par unité de temps ($1\text{W}=1 \text{ J.s}^{-1}$) et

par unité de surface sous un gradient de température. La conductivité thermique du GaN est assez proche de celle du silicium ($1.5 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-1}$). En revanche, elle est trois fois supérieure à celle du GaAs et du saphir, mais trois à quatre fois plus faible que celle du SiC (selon le polytype). Idéalement, il faut que cette valeur soit la plus élevée possible pour les applications d'électronique de puissance, car la chaleur non dissipée va entraîner une élévation de la température du composant qui va se traduire par une diminution de la mobilité et donc des performances électriques des composants.[II.9]

Cependant, si la conductivité thermique est une grandeur habituellement utilisée quand on parle des matériaux, on lui préfère la résistance thermique, qui lui est inversement proportionnelle. Cette grandeur associe l'élévation de température d'un composant à la puissance qu'il dissipe. [II.10]

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

avec ΔT : l'élévation de température en °K. P_{diss} la puissance dissipée. Cette grandeur, associe l'élévation de la température à la puissance dissipée par le composant.[II.10].

Il est ainsi important de choisir un substrat avec une bonne conductivité thermique afin d'évacuer par conduction la chaleur générée. À l'heure actuelle, le SiC est le meilleur substrat pour cette fonction, et c'est la raison pour laquelle la plupart des composants à base de GaN sont épitaxiés sur des substrats SiC. Cependant, l'accumulation de chaleur reste inévitable dans les HEMTs GaN fonctionnant à des puissances élevées ainsi la gestion thermique reste un point crucial[II.11],[II.12]

II.2 Principe de l'hétérostructure Al(Ga,In)N/GaN et formation du gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG)

Le principe des transistors à base de nitrures d'éléments III repose sur l'élaboration d'une hétérostructure à partir de deux matériaux différents. Un alliage ternaire Al(Ga,In)N (dans notre cas) de couche fine, appelé la couche barrière et avec une large bande interdite, est épitaxié sur une couche buffer GaN non intentionnellement dopée (nid) de couche épaisse avec un gap plus petit, pour créer le gaz bidimensionnel d'électrons(2DEG) [II.1].

Dans le HEMT à base Al(Ga,In)N/GaN, la mise en contact de ces deux matériaux ; la couche AlGa_N et Ga_N ou InAlN et Ga_N (figure II.2) entraîne une discontinuité des bandes de conduction et de valence. La discontinuité de la bande de conduction, associée aux champs électriques induits par les effets des polarisations au sein des matériaux, va engendrer la formation d'un puits d'énergie triangulaire à l'interface. Les électrons, issus des

donneurs en surface[II.13]et attirés sous l'effet des polarisations par les charges fixes à l'interface, vont être confinés à l'intérieur du puits quantique, donnant naissance à un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) dans le GaN. Le gaz bidimensionnel d'électrons possède une grande mobilité. En effet, les électrons se retrouvent positionnés sur des niveaux discrets d'énergie dans un puits de potentiel augmentant ainsi leur mobilité par rapport au matériau GaN volumique [II.14].

Afin d'obtenir la densité de charge surfacique de polarisation « n_s » pour ces deux hétérostructures, nous pouvons appliquer la formule suivante :

$$n_s = -\frac{P^{Interface}}{q} \quad (II.4)$$

Avec : $P^{interface}$ la polarisation résultante en cm^{-2}

q , la charge électronique ($q = -1,602 \cdot 10^{-19}$ C)

La figure II.2 illustre le diagramme de bandes pour les hétérojonctions AlGa_xN/GaN et AlIn_xN/GaN.

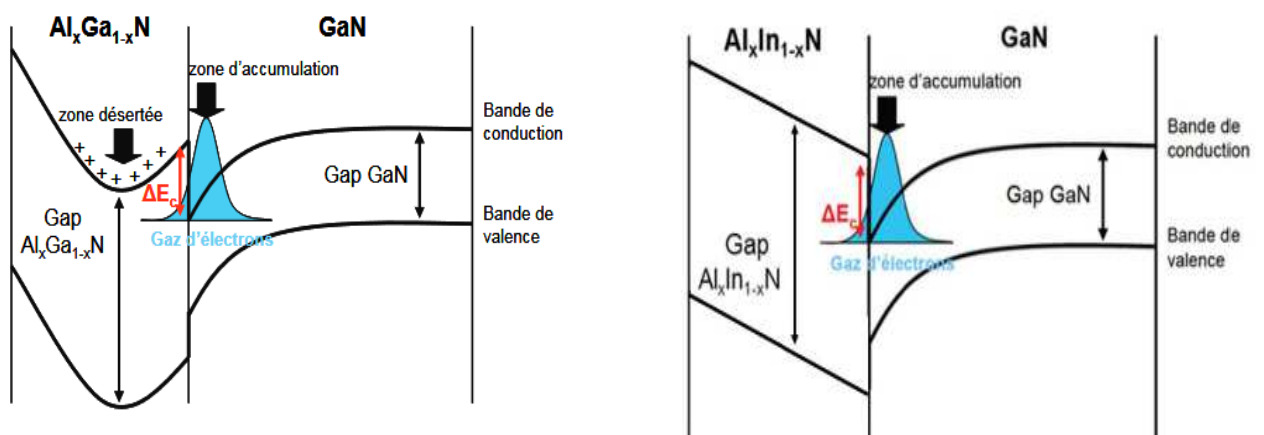


Figure II.2 : Diagramme de bandes pour les hétérojonctions AlGa_xN/GaN et AlIn_xN/GaN[II.15] [II.16][II.17]

La structure AlGa_xN/GaN permet d'atteindre une densité de l'ordre de $1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour le gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG) confinés à l'hétéro-interface. Par ailleurs, la structure AlIn_xN/GaN présente une densité d'électrons de l'ordre de $2.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, ce qui la rend très intéressante pour la réalisation de composants délivrant de forts courants et de fortes puissances en RF.[II.10]. Contrairement à presque tous les systèmes à hétérojonction, la génération d'un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) à l'interface est possible même sans dopage de la couche barrière.

Le confinement des électrons dans le canal est le résultat de l'accumulation de deux effets distincts que sont : la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique, tous deux issus de la structure cristallographique des alliages utilisés.

Les HEMTs à base AlInN/GaN ont deux principaux avantages par rapport aux structures HEMTs AlGaN/GaN :

- Le premier avantage : la charge induite par la polarisation spontanée est presque trois fois plus élevée, ce qui permet une meilleure densité de courant.
- Le deuxième avantage : comme $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}$ et GaN sont en accord de maille, il n'y a pas de contraintes mécaniques dans les structures épitaxiales. Ces contraintes mécaniques sont nuisibles à la fiabilité du dispositif et peuvent être à l'origine de phénomènes de piégeages dans les transistors [II.18] .

Gonshoreck [II.19] a démontré qu'une mince couche d'AlN ($e_{\text{AlN}} \approx 1\text{nm}$) permet d'augmenter la densité de porteur dans le canal.

II.3 Les effets de polarisations dans les hétérostructures Al(Ga,In)N/GaN

II.3.1 Polarisation Spontanée

La polarisation spontanée est un phénomène qui tend à ordonner naturellement les atomes de la couche AlGaN et de GaN (réciproquement AlInN et GaN), à savoir un décalage spatial des charges créant des dipôles, selon une polarité déterminée, elle est orientée vers le substrat- cas favorable - dans le cas d'une croissance avec une polarité gallium. Comme le présente la figure II.3. La figure II.3 est un abaque : pour une certaine fraction molaire d'un alliage III-N, la polarisation spontanée et le paramètre de maille a sont directement identifiés.

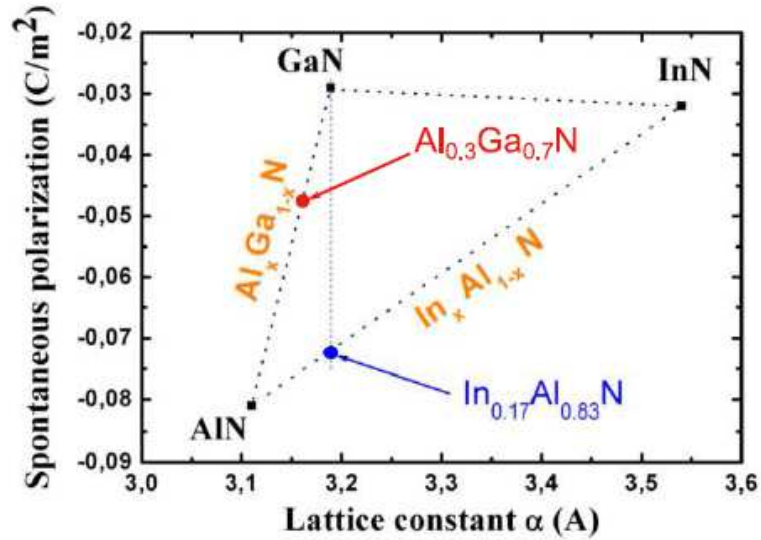


Figure II.3 : Polarisation spontanée en fonction du paramètre de maille « a » du GaN, de l'InN, de l'AlN et de ses composés[II.14].

Une caractéristique particulière observée sur la figure II.3 est l'accord de maille entre l' $\text{In}_m\text{Al}_{1-m}\text{N}$ et le GaN pour un taux d'Indium de 17%, permettant une croissance sans contrainte mécanique de l' $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}$ sur le GaN.

En se basant sur les équations proposées par Ambacher et al [II.20], on peut calculer les polarisations spontanées des composés ternaires AlGaN et AlInN à partir des équations (II.5) et (II.6) pour un taux m en aluminium. En première approximation, on peut utiliser la loi de Végard corrigée pour calculer la polarisation d'un alliage [II.21], [II.22], soit par exemple pour AlGaN :

$$P_{SP}(\text{Al}_m\text{Ga}_{(1-m)}\text{N}) = [-0.090 * m - 0.034(1 - m) + 0.021 * m * (1 - m)] C / m^2 \quad (\text{II.5})$$

De même, pour l'alliage InAlN:

$$P_{SP}(\text{Al}_m\text{In}_{(1-m)}\text{N}) = [-0.090 * m - 0.042(1 - m) + 0.070 * m * (1 - m)] C / m^2 \quad (\text{II.6})$$

II.3.2 Polarisation Piézoélectrique

Le décalage des charges dans le matériau peut être renforcé par une contrainte mécanique extérieure, qui est dans ce cas la compression ou l'extension de la maille de l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{(1-m)}\text{N}$ lorsqu'il est accolé au GaN (ou l' $\text{Al}_m\text{In}_{(1-m)}\text{N}$ si m est différent de 83% ,

lorsqu'il est accolé au GaN), et qui induit une polarisation piézoélectrique. Elle est orientée (favorablement) vers le substrat lorsque le cristal d' $Al_m(Ga,In)_{(1-m)}N$ est contraint. [II.23].

Les équations II.7 et II.9 permettent de calculer respectivement les polarisations piézoélectriques des hétérostructures AlGaN/GaN et AlInN/GaN, pour une fraction « m » d'aluminium[II.20].

Pour l'hétérostructure AlGaN/GaN :

$$P_{PZ} \left(Al_m Ga_{(1-m)} N / GaN \right) = \left[-0.0525 * m + 0.0282 * m * (1-m) \right] C / m^2 \quad (II.7)$$

Et pour AlInN/GaN :

$$P_{PZ} \left(Al_m In_{(1-m)} N / GaN \right) = \left[-0.0525 * m + 0.148(1-m) + 0.0938 * m * (1-m) \right] C / m^2 \quad (II.8)$$

La polarisation piézoélectrique est négative pour toute la gamme de composition Al « m » dans l'alliage AlGaN. Dans le cas de l'alliage AlInN, il est en compression entre 17 % et 100 % d'indium et donc la polarisation piézoélectrique est positive. A 17 % d'indium on a l'accord paramétrique, la polarisation spontanée est de $(-0.071)C/m^2$, elle est supérieure par exemple à celle d'une hétérostructure $Al_{0,3}Ga_{0,7}N/GaN$ $(-0.051)C/m^2$ [II.24]. Deux types d'hétérojonctions ont été considérés :

- L'hétérojonction $Al_m Ga_{(1-m)} N/GaN$ quelque soit la valeur de « m » du taux d'aluminium.
- L'hétérojonction $Al_m In_{(1-m)} N/GaN$ avec un taux d'Indium proche de 17%.

Les deux types d'hétérojonctions que nous avons étudiés sont représentés figures II.4. Nous allons les prendre comme exemple afin d'expliquer la formation du gaz bidimensionnel d'électrons (2 DEG).

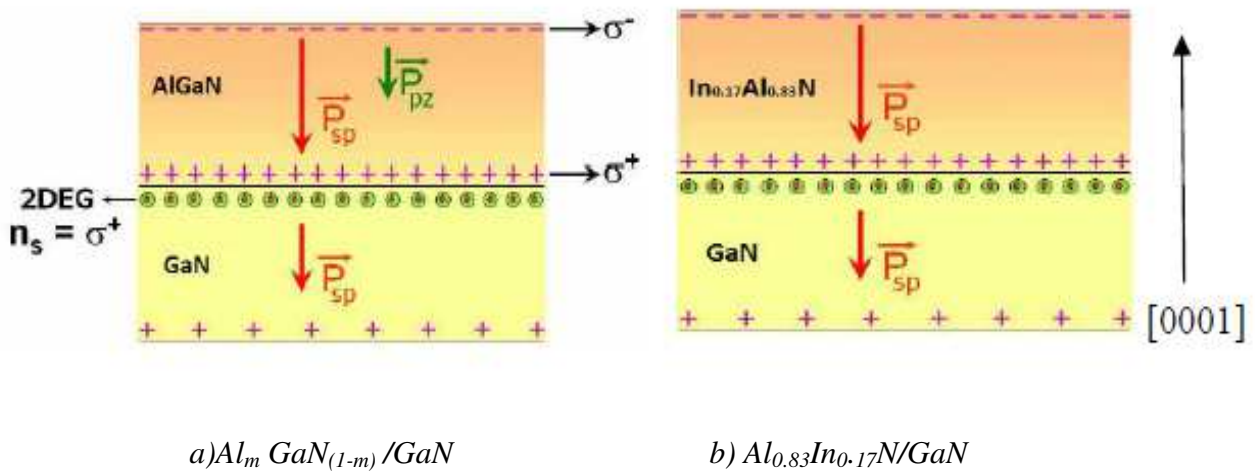


Figure II.4: Polarisation spontanée et piézoélectrique au sein des hétérojonctions $Al_m Ga_{(1-m)} N/GaN$ et $Al_{0,83} In_{0,17} N/GaN$ [II.25].

La figure II.4 décrit schématiquement les hétérojonctions Al_mGa_(1-m)N/GaN et Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN, ainsi que le sens des polarisations présentés au sein de ces matériaux. Dans les deux cas, la couche de GaN est assez épaisse pour être relaxée. Il n'apparaît donc pas de polarisation piézoélectrique et seule la polarisation spontanée est présente dans le GaN [II.26]

- Dans le cas de l'hétérojonction Al_mGa_(1-m)N/GaN, le paramètre de maille « a » de la couche d' Al_mGa_(1-m)N est inférieur à celui de la couche de GaN quelque soit la valeur de « m ». Le GaN impose son paramètre de maille à la couche mince d' Al_mGa_(1-m)N qui se retrouve en tension, créant ainsi une polarisation piézoélectrique au sein du matériau ternaire. La polarisation à l'interface Al_mGa_(1-m)N /GaN peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\sigma^{Al_mGa_{(1-m)}N / GaN} = P^{Al_mGa_{(1-m)}N / GaN} = P_{PZ}^{Al_mGa_{(1-m)}N} + P_{PS}^{Al_mGa_{(1-m)}N} - P_{SP}^{GaN} \quad (II.9)$$

L'évolution de la polarisation spontanée, de la polarisation piézoélectrique de l'AlGa_mN et de la densité de charges à la jonction AlGa_mN/GaN sont présentés en fonction du taux d'aluminium « m » dans l'AlGa_mN figure II.5 (a) [II.25],[II.27].

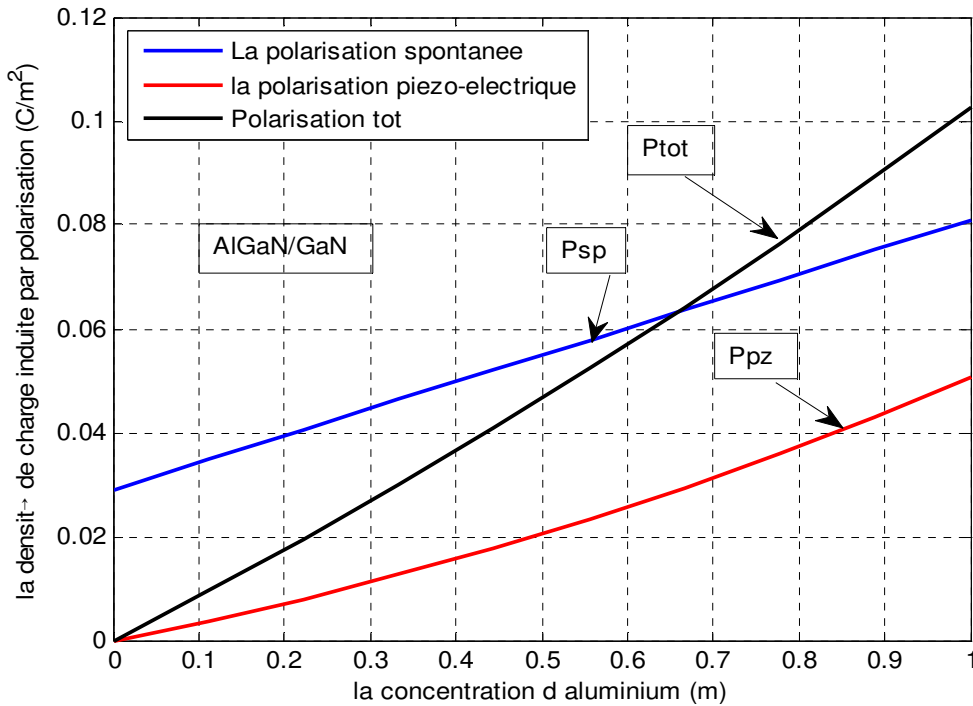


Figure II.5 (a) Evolution de la polarisation spontanée, de la polarisation piézoélectrique de l'AlGa_mN et de la densité de charges à la jonction AlGa_mN/GaN en fonction du taux d'aluminium « m » dans l'AlGa_mN

➤ Dans le cas de l'hétérojonction Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN, les paramètres de maille « a » de la couche d'Al_{0.83}In_{0.17}N et de GaN sont identiques. Il n'y a pas de contrainte dans le matériau ternaire et donc pas d'apparition de polarisation piézoélectrique. La polarisation à l'interface Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN s'exprime de la manière suivante :

$$\sigma^{Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN} = P^{Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN} = P_{PS}^{Al_{0.83}In_{0.17}N} - P_{SP}^{GaN} \quad (II.10)$$

L'évolution de la polarisation spontanée, de la polarisation piézoélectrique de l'AlInN et de la densité de charges à la jonction AlInN/GaN sont présentés en fonction du taux d'aluminium « m » dans l'AlInN figure II.5 (b) [II.25],[II.27].

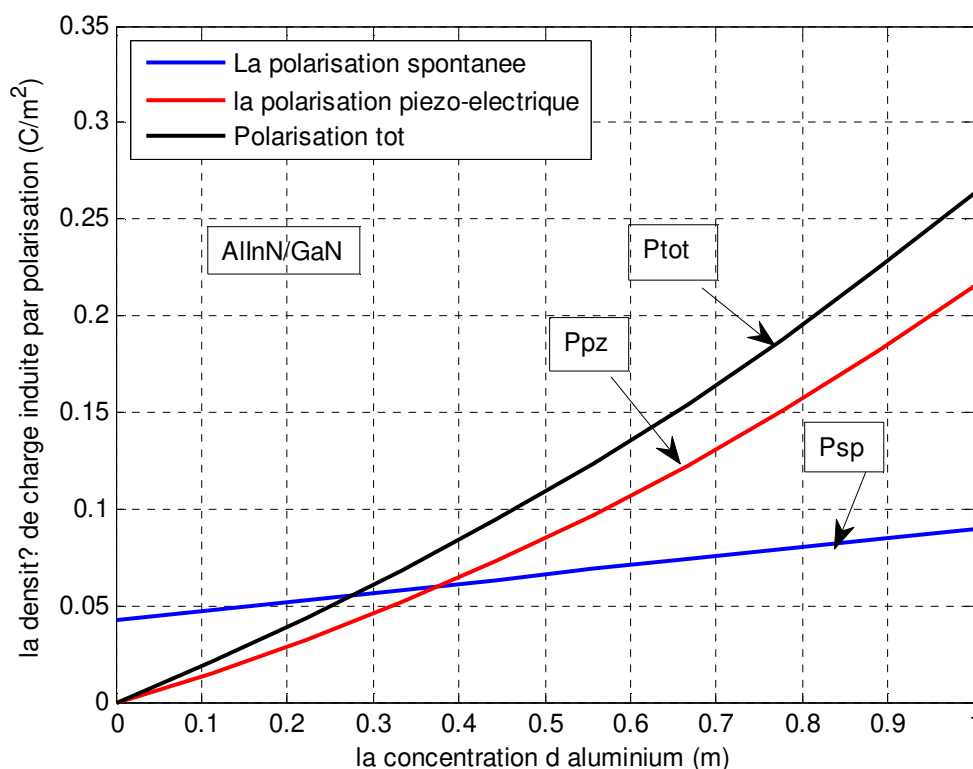


Figure II.5 (b) Evolution de la polarisation spontanée, de la polarisation piézoélectrique de l'AlInN et de la densité de charges à la jonction AlInN/GaN en fonction du taux d'aluminium « m » dans l'AlInN.

On peut constater que la densité de charge σ augmente fortement lorsque le pourcentage du taux d'aluminium « m » de la couche Al(Ga,In)N augmente. Cette évolution est due à l'accroissement des polarisations spontanée et piézoélectrique de l'Al(Ga,In)N lorsque « m » augmente [II.25].

La résultante des polarisations piézoélectrique et spontanée de l'Al(Ga,In)N et de la polarisation spontanée du GaN engendre l'apparition d'une charge surfacique positive à la

surface inférieure de la couche d' Al(Ga,In)N (Figure II.5). Cette charge de polarisation induit un champ électrique. Afin de compenser celui-ci, des électrons libres vont s'accumuler à la surface supérieure de la couche de GaN. C'est le gaz d'électrons à deux dimensions. Avec l'augmentation du % d'Al présent dans la couche d'Al(Ga,In)N, la polarisation totale de l'Al(Ga,In)N va augmenter. Par conséquent, la charge surfacique va augmenter, ce qui engendrera une augmentation de la concentration d'électrons « n_s » dans le gaz 2D. On voit donc que le gaz 2D est présent sans application d'une tension de grille et les dispositifs Al(Ga,In)N/GaN sont naturellement conducteurs. On les qualifie de dispositifs "normally-on"[II.28].

II.4 Calcul de la densité d'électrons « n_s » dans le canal 2DEG de l'hétérostructure Al(Ga,In)N/GaN A face Ga:

Afin d'estimer la densité d'électrons « n_s » intervenant dans le canal, nous nous intéresserons au cas d'un HEMT simple constitué d'une couche d'Al(Ga,In)N d'épaisseur « d » associée à une couche de GaN. Le schéma structurel du composant au niveau de la grille, la répartition des charges, les champs ainsi que le diagramme de bandes associées sont présentés sur la figure II.6.

- Répartition des charges

Ces charges, dues aux effets de polarisations piézoélectrique et spontanée, sont :

$$-\sigma_{\text{Metal/Al(Ga,In)N}} \quad \text{à l'interface Grille/Al(Ga,In)N} \quad (x = 0)$$

$$+\sigma_{\text{Al(Ga,In)N/GaN}} \quad \text{à l'interface Al(Ga,In)N/GaN} \quad (x = x_1)$$

Ainsi, par compensation, on obtient une charge dans le canal (entre $x = x_1$ et x_2) égale à :

$$\sigma_{2DEG} = q.n_s \tag{II.11}$$

- Calcul du champ électrique

La présence des charges induit par conséquent l'existence d'un champ électrique \vec{E} qui se déduit à partir du théorème de Gauss, soit [II.29]:

$$\text{div}(\epsilon\vec{E}) = \rho \tag{II.12}$$

On considère une structure unidimensionnelle, et l'équation précédente se réduit ainsi à :

$$\frac{\partial(\varepsilon E)}{\partial x} = \rho \quad (\text{II.13})$$

Avec ε la permittivité du matériau, ρ la densité volumique des charges.

L'intégration de cette équation à la traversée d'une surface chargée avec une densité surfacique σ donne la relation entre les champs électriques dans les 2 milieux.

On a donc :

$$\varepsilon_{Al(Ga,In)N} \cdot E_1 = 0 + \sigma_{Métal/Al(Ga,In)N} \quad \text{à l'interface Grille/Al(Ga,In)N } (x = 0)$$

$$\varepsilon_{GaN} \cdot E_2 = \varepsilon_{Al(Ga,In)N} \cdot E_1 + \sigma_{Al(Ga,In)N/GaN} \quad \text{à l'interface Al(Ga,In)N/GaN } (x = x_1)$$

$$\varepsilon_{GaN} \cdot 0 = \varepsilon_{GaN} \cdot E_2 - q \cdot n_s \quad \text{dans le buffer GaN } (x = x_2).$$

D'où les champs électriques à chaque interface :,

$$E_1 = \frac{q \cdot n_s - \sigma_{Al(Ga,In)N/GaN}}{\varepsilon_{Al(Ga,In)N}} \quad (\text{II.14})$$

$$E_2 = \frac{q \cdot n_s}{\varepsilon_{GaN}} \quad (\text{II.15})$$

Le champ électrique restant constant dans les zones neutres, on peut donc dessiner le profil de champ $E(x)$, suivant le schéma donné à la figure II.6.

- Diagramme d'énergie

Le diagramme d'énergie du transistor est obtenu à partir de la relation liant le champ électrique à l'énergie, soit :

$$W(x) - W(0) = q \cdot \int_0^x E(x) dx \quad (\text{II.16})$$

En tenant compte de la discontinuité ΔE_c de la bande de conduction à l'hétérojonction Al(Ga,In)N/GaN, on obtient le diagramme donné à la figure II.6. L'intégration de l'équation précédente donne ici :

$$W_1 = W_0 + qE_1 d_1 \quad (\text{II.17})$$

$$\text{or : } W_0 = -qV_{gs} + q\phi_{Al(Ga,In)N} \quad (\text{II.18})$$

$$\text{donc : } W_1 = -qV_{gs} + q\phi_{Al(Ga,In)N} + qE_1 d_1 \quad (\text{II.19})$$

Par ailleurs, le niveau de Fermi étant constant dans toute la structure à l'équilibre, on peut écrire que :

$$W_1 - \Delta E_c + E_f + W_0 + qV_{gs} - q\phi_{Al(Ga,In)N} = 0 \quad (\text{II.20})$$

donc :

$$W_0 = \Delta E_c - E_f - qE_1 d_1 \quad (\text{II.21})$$

$$W_1 = \Delta E_c - E_f \quad (\text{II.22})$$

Des relations précédentes, on déduit que :

$$-qV_{gs} + q\phi_{Al(Ga,In)N} = \Delta E_c - E_f - \left(\frac{q d_1}{\epsilon_{Al(Ga,In)N}} \right) (q n_s - \sigma_{Al(Ga,In)N / GaN}) \quad (\text{II.23})$$

donc :

$$q n_s (E_f, V_{gs}) = \frac{\epsilon_{Al(Ga,In)N}}{d_1} \left[V_{gs} - \phi_{Al(Ga,In)N} + \frac{\Delta E_c}{q} - \frac{E_f}{q} + \frac{\sigma_{Al(Ga,In)N / GaN} d_1}{\epsilon_{Al(Ga,In)N}} \right] \quad (\text{II.24})$$

Que l'on peut écrire de la façon suivante :

$$q n_s (E_f, V_{gs}) = C_0 [V_{gs} - V_{th}] \quad (\text{II.25})$$

$$\text{avec : } V_{th} = \phi_{Al(Ga,In)N} - \frac{\Delta E_c}{q} + \frac{E_f}{q} - \frac{\sigma_{Al(Ga,In)N / GaN} d_1}{\epsilon_{Al(Ga,In)N}} \quad \text{en (V)} \quad (\text{II.26})$$

$$C_0 = \frac{\epsilon_{Al(Ga,In)N}}{d_1} \quad (\text{en F/m}^2) \quad (\text{II.27})$$

Où V_{th} représente la tension de commande à appliquer sur la grille pour que le canal soit déplété (tension de pincement), et C_0 représente la capacité par unité d'aire entre la grille et le gaz d'électron bidimensionnel (2DEG).

Cependant l'équation (II.24) donne une expression de la densité de porteurs dans le canal n_s en fonction de la tension V_{gs} , mais aussi de la hauteur du niveau de Fermi E_f . Elle ne permet donc pas de déduire directement $n_s(V_{gs})$. Ne pouvant avoir connaissance de $E_f(V_{gs})$, la connaissance de $n_s(V_{gs})$ nécessite ainsi d'effectuer une résolution couplée de l'équation (II.24) et de l'équation de Schrodinger donnant $n_s(E_f)$. Elle s'exprime dans ce cas, et avec l'approximation du puits triangulaire [II.25]:

$$n_s(E_f) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} \cdot kT \cdot \ln \left[\sum_0^n \left(1 + e^{(E_f - E_i)/kT} \right) \right] \quad (\text{II.28})$$

ou E_i est l'énergie de chaque sous-bande électronique dans lesquelles se trouvent les porteurs libres.

Cette méthode de résolution, détaillée en [II.25],[II.30], est appelée résolution auto cohérente des équations de Poisson et de Schrödinger.

- Contrôle du courant

En appliquant une tension entre la source et le drain, les porteurs libres du canal 2DEG sont soumis à un champ électrique et acquièrent alors une vitesse $V(x)$, qui dépend du champ électrique en x . Il se crée alors un courant I_{ds} égal à :

$$I_{ds} = q \cdot n_s \cdot v(E) \cdot w \quad (\text{II.29})$$

où w correspond au développement total du transistor. [II.10],[II.23].

la figure II.6 ci-dessous donnent une comparaisons des répartitions des charges du champ électrique et diagramme d'énergie des deux structures HEMT AlGa_N/Ga_N et InAlN/GaN.

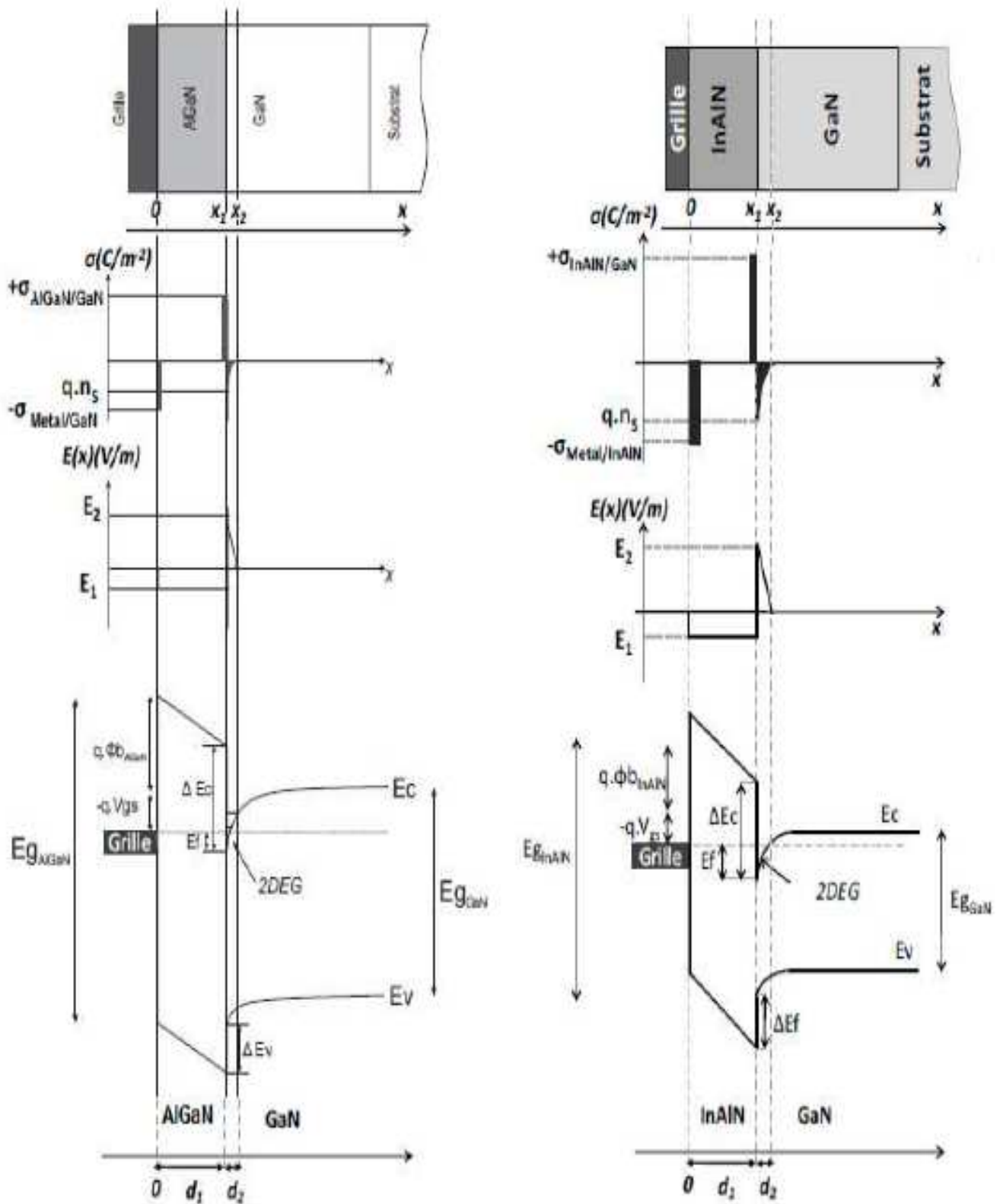


Figure II.6 : Comparisons des répartitions des charges du champ électrique et diagramme d'énergie des deux structures HEMT AlGaIn/GaN (à gauche) et AlInN/GaN (à droite) [II.30].

Conclusion

Les HEMTs Al(Ga,In)/GaN présentent des potentiels pouvant répondre aux besoins de la microélectronique grâce à leurs propriétés physiques.

Dans ce deuxième chapitre, nous avons décrit les effets électriques et thermiques des matériaux III-N et leurs alliages AlGaIn et AlInN. L'augmentation de température dans les transistors à base de GaN a un impact négatif important sur les propriétés électriques de ces composants. La température ambiante et l'auto-échauffement du transistor contribuent à l'état thermique d'un composant. L'augmentation de la température interne de ce dernier se traduit par une puissance électrique dissipée due à l'effet Joule, une diminution de la mobilité des porteurs et la chute du courant de drain.[II.31], [II.32], [II.33].

La filière AlInN/GaN est prometteuse grâce aux avantages qu'elle présente, comparés à la technologie HEMTs AlGaIn/GaN. Cela provient du fait que la polarisation spontanée dans les structures AlInN/GaN est plus élevée que dans les structures AlGaIn/GaN, ce qui a pour conséquence un champ électrique plus élevé dans l'AlInN/GaN favorisant ainsi les phénomènes de conduction. A cause de ces polarisations nous avons pu présenter les modèles donnant l'origine des électrons dans le gaz bidimensionnel 2DEG et calculer la densité de charge surfacique.

Bibliographie chapitre II

- [II.1] Walf Chikhaoui « *Etude des mécanismes physiques responsables des dysfonctionnements des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN et AlInN/GaN* » thèse de doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, juin 2011.
- [II.2] Varshni, Y.P , « *Temperature dependence of the energy gap in semiconductors,* » *Physica*, vol.34, no.1, pp.149-154, 1967
- [II.3] Nicolas Sarazin, « *HEMTs à base de nitrure de gallium : Evolution vers un nouveau système de matériaux, une nouvelle génération de composants* » Thèse de doctorat Soutenue en 2007, Université des sciences et technologies de Lille
- [II.4] Y. P. Varshni, «*Temperature dependence of the energy gap in semiconductors*», vol. 34, *Physica*, 1967, pp. 149-154
- [II.5] Alain AGBOTON « *Etudes théoriques et expérimentales de dispositifs a hétérojonction Al(Ga,In)N/GaN pour des applications de puissances en bande Q (40.5 - 43.5ghz)* » thèse de doctorat Soutenue le 01/07/2016 Université de Lille .
- [II.6] F. Lecourt, «*Hétérostructure AlGaIn/GaN et InAlN/GaN pour la réalisation de HEMTs de puissance hyperfréquence en bande Ka*», Ph.D. dissertation université de Lille1, 2012.
- [II.7] Flavien Cozette « *Mesure de la température de transistors de type HEMT AlGaIn/GaN en régime de fonctionnement hyperfréquence* » Thèse de doctorat, Soutenue le 19 octobre 2018, Université des Sciences et Technologies de Lille
- [II.8] Morkoc, H.; Strite, S.; Gao, G. B.; Lin, M. E.; Sverdlov, B.; Burns, M.; , « *Large-band-gap, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies,* » *Journal of Applied Physics* , vol.76, no.3, pp.1363-1398, Aug. 1994
- [II.9] Olivier MENARD, « *Developpement de briques technologiques pour la realisation de diodes schottky sur nitrure de gallium* » These de doctorat de l'Université Francois - Rabelais, Novembre 2010, p.128.
- [II.10] Guillaume CALLET,« *Caractérisation et Modélisation de Transistors HEMT AlGaIn/GaN et InAlN/GaN pour l'Amplification de puissance en Radiofréquences* » thèse de doctorat de l'université de limoges 2011
- [II.11] D. Floriot, J. C. Jacquet, E. Chartier, J. M. Coupat, P. Eudeline, P. Auxemery, and H. Blanck, « *Thermal Management of Power HBT in Pulsed Operating Mode,* »*Gallium Arsenide and Other Semiconductor Application Symposium*, p. 541, Oct 2005.
- [II.12] Seifeddine FAKHFAKH « *Nouvelles méthodes de caractérisation et démodélisation non-linéaire électrothermique des effets de piège dans la technologie HEMT GaN pour l'étude de la stabilité pulse à pulse dans les applications radar* » Thèse de doctorat Soutenue le 18 Décembre 2018, Université de Limoges.

- [II.13] Ibbetson, J.P.; Fini, P.T.; Ness, K.D.; DenBaars, S.P.; Speck, J.S.; Mishra, U.K.; , «*Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors*, » *Applied Physics Letters* , vol.77, no.2, pp.250-252, Jul. 2000.
- [II.14] Clément POTIER « *Caractérisation et modélisation des pièges par des mesures de dispersion basse-fréquence dans les technologies HEMT InAlN/GaN pour l'amplification de puissance en gamme millimétrique* » Thèse de doctorat Soutenue le le 01/02/2016, Université de Limoges
- [II.15] Ophélie LANCRY, « *Etude par microspectrométrie Raman de matériaux et de composants microélectroniques à base de semi-conducteurs III-V grand gap* » Thèse de doctorat Soutenue le 4 décembre 2009, Université des sciences et technologies de Lille.
- [II.16] Z. H. Zaidi, K. B. Lee, I. Guiney, H. Qian, S. Jiang, D. J. Wallis, C. J. Humphreys et P. A. Houston, «*Enhancement mode operation in AlInN/GaN (MIS)HEMTs on Si substrates using a fluorine implant*», *Semiconductor Science and Technology*, vol. 30, n° 10, p. 105007-1-105007-5, 2015.
- [II.17] Sébastien Petitdidier « *Etude de l'influence de stress électriques et d'irradiations neutroniques sur des HEMTs de la filière GaN* » Thèse de doctorat Soutenue le le 5 janvier 2017, Université de Normandie
- [II.18] Abdelkader EL RAFEI « *Analyse des effets dispersifs dans les transistors radiofréquences par mesures électriques* » thèse de doctorat de l'université de Limoges, Le 16 novembre 2011.
- [II.19] M.Gonschorek,J.F.Carlin,E.Feltin, M.A.Py,M..Grandnjean, « *High electron mobility lattice-matched AlInN/GaN field effect transistor heterostructures* , » *Applied Physics Letters*, vol.89,no.6,pp.062106-062106-3,Aug 2006.
- [II.20] P. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, L. F. Eastman, « *Pyroelectric properties of (In)GaIn/GaN hetero- and quantum well structures*, » *J. Phys.: Condens. Matter* Vol. 14, pp. 3399-3434, 2002.
- [II.21] F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, « *Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides*, » vol. 56, no. 16, pp. 24–27, 1997.
- [II.22] O. Ambacher *et al.*, « *Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures*, » *J. Appl. Phys.*, vol. 85, no. 6, pp. 3222–3233, 1999.
- [II.23] Olivier Jardel « *Contribution à la Modélisation des Transistors pour l'Amplification de Puissance aux Fréquences Microondes. Développement d'un nouveau Modelé Electrothermique de HEMT AlGaIn/GaN incluant les Effets de Pièges* » thèse de doctorat de l'université de limoges 2008
- [II.24] MOHAMAD .RANIM ,« *Relaxation de la contrainte dans les hétérostructures Al(Ga)InN/GaN pour applications électroniques: modélisation des propriétés physiques et rôle de l'indium dans la dégradation des couches épitaxiales* » Thèse de doctorat Soutenue le

05/10/2018, Université de Caen Normandie

- [II.25] Nicolas Vellas, « *Etudes Expérimentales de Transistors HFET de la Filière Nitrure de Gallium pour des Application de Puissance Hyperfréquences* » Thèse de doctorat Soutenue le 18 décembre 2003, Université de Lille
- [II.26] François LECOURT « *Hétérostructures AlGaN/GaN et InAlN/GaN pour la réalisation de HEMTs de puissance hyperfréquence en bande Ka* » thèse de doctorat de l'université des sciences et technologies de lille, le 5 décembre 2012.
- [II.27] Jérémy DUFRAISSE « *Étude des classes de fonctionnement à haut rendement pour l'amplification de puissance en hyperfréquence en utilisant la technologie HEMT à base de nitrure de gallium* » Thèse de doctorat Soutenue le 21 décembre 2012, Université De Limoges
- [II.28] Jonathan Lehmann, « *Caractérisation électrique d'hétérostructures AlGaN/GaN pour des applications de puissance* » Thèse de doctorat soutenue le 20 octobre 2015, Université Grenoble Alpes
- [II.29] Séraphin Dieudonné NSELE « *Analyse électrique et en bruit basse fréquence et haute-fréquence des technologies InAlN/GaN HEMTs en vue de la conception d'amplificateurs robustes faible bruit en bande Ka* » Thèse de doctorat Soutenue le 24 novembre 2014, Université de Toulouse.
- [II.30] Mustafa AVCU « *Caractérisation des effets parasites dans les HEMTs GaN : développement d'un banc de mesure 3ω* » thèse de doctorat de l'université de limoges, Le 17 novembre 2014.
- [II.31] Audrey. Philippon. MARTIN « *Étude d'une nouvelle filière de composants sur technologie nitrure de gallium.. Conception et réalisation d'amplificateurs distribués de puissances large bande à cellules cascodes en montage flip--chip et technologie MMIC* » Thèse de doctorat soutenue le 6 décembre 2007, Université de Limoges
- [II.32] Matthieu WERQUIN, « *Etudes théoriques et expérimentales de transistors HEMTs de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences* » Thèse de doctorat Soutenue le 14 décembre 2005, Université des Sciences et Technologies de Lille.
- [II.33] R. Aubry; et al, « *Thermal characterization of AlGaN/GaN HEMTs grown on silicon and sapphire substrates based on pulsed I-V measurements* », *Eur. Phys. J. AP* 22, 77-82, 2003

Chapitre III :

Etude de l'Influence du GaN
Cap layer sur les propriétés
électriques des structures
GaN/Al(Ga,In)N/GaN
HEMTs incluant les effets
thermiques

Introduction:

Les nouveaux matériaux à grand gap III-N connaissent actuellement un formidable essor, du fait de leurs exceptionnelles propriétés électroniques et physiques qui ouvrent un vaste champ d'applications en optoélectronique, haute tension, forte puissance et aux fréquences micro-ondes. L'un des verrous technologiques à lever est la maîtrise des procédés de fabrication des structures Métal/Semi-conducteur, aussi bien ohmiques que Schottky, car les composés III-N à large bande interdite sont des matériaux partiellement ioniques ce qui rend les propriétés d'interface entre le métal et le semi-conducteur très particulières contrairement aux semi-conducteurs purement covalents de la colonne IV. Foresi et al.[III.1] sont les premiers à suggérer que la formation d'un contact ohmique sur du GaN dopé (n), devait être possible en sélectionnant directement les métaux dont le travail de sortie est inférieur ou égal à l'affinité électronique de GaN qui est de 4.1 eV. Par conséquent, des métaux ayant un travail de sortie tel que la différence entre ce dernier avec l'affinité électronique du GaN est faible, doivent convenir pour l'obtention de contacts ohmiques sur du GaN de type n. Outre le travail de sortie du métal, la formation de l'interface métal/semi-conducteur joue un rôle clé dans la réalisation des contacts. Des processus physiques, comme la formation d'une couche interfaciale très fortement dopée, sont souvent à l'origine de l'ohmicité des contacts. Bien que les contacts Schottky et ohmiques avec le GaN de type (n) aient été largement étudiés au cours de la dernière décennie, leurs propriétés et technologies ne sont pas encore élucidées [III.2].

Pour étudier l'effet du cap layer de GaN sur les propriétés électriques des structures GaN/AlGaIn/GaN et GaN/AlInN/GaN et prévoir leurs performances, un modèle analytique à une dimension de la tension de seuil V_{th} a été développé et ses avantages ont été également montrés dans ce chapitre. Ce modèle est basé sur la solution explicite de l'équation de Poisson (1D) dans lequel les expressions analytiques pour le calcul de la densité électronique dans le canal 2DEG n_s en fonction de la tension appliquée V_{gs} ; $n_s=f(V_{gs})$ et les paramètres de la structure étudiée sont calculés. La particularité de ce modèle réside dans l'inclusion des effets de la polarisation spontanée et piézoélectrique, ainsi nous étudions l'effet de la couche de cap layer de GaN sur la tension de seuil V_{th} , la densité d'électrons n_s et sur les caractéristiques I-V et de l'effet thermique et l'effet d'auto-échauffement sur les caractéristiques des courants- tensions et la conductance du drain.

III.1 Influence de la Couche Cap de GaN

La couche cap ou « cap layer » est une couche superficielle produit de bons contacts ohmiques de drain et de source. Cette fine couche de nitrure de gallium permet également de réduire les résistances d'accès et d'empêcher l'oxydation de la couche d'Al(Ga,In)N. Dans le but d'obtenir une bonne jonction Schottky de grille, un « encastrement » (recess) complet de cette épaisseur doit être réalisé sous le contact de grille. En raison de contraintes appliquées sur cette couche superficielle, il est observé un accroissement de la densité de porteurs dans le gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG à l'interface Al(Ga,In)N/GaN, dû aux phénomènes de polarisation piézoélectrique et spontanée considérables. Il en résulte une diminution de la mobilité des porteurs en raison de leur concentration qui augmente. En conséquence, des structures non dopées sont également étudiées présentant une mobilité supérieure et une densité plus faible [III.3]. De par son rôle de protection d'une oxydation potentielle de la couche barrière Al(Ga,In)N tout au long du procédé de fabrication du transistor, le cap de GaN, non intentionnellement dopé, semble contribuer grandement à l'amélioration du contact Schottky qui sera formé entre le métal de grille et le semiconducteur. J.K.Sheu et al ont montré que la présence du cap de GaN contribue à la réduction du courant de grille [III.4].

Récemment, une couche de protection de cap layer de n-GaN fortement dopée a été utilisée pour améliorer les performances hautes fréquence et réduire les résistances d'accès et de contact ohmique. Heikman et al. [III.5] et Asgari et al. [III.6] ont proposé une hétérostructure GaN/Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN déposée sur un substrat saphir, et ils montrent que la densité des électrons diminue avec des couches cap layer plus épaisses tandis que la mobilité augmente. Des effets similaires ont été signalés par Zhao et al. [III.7] pour une hétérostructure AlN/GaN. Pour maximiser les performances à haute fréquence des HEMT d'AlGaN, Green et al. [III.8] ont incorporé des couches de cap layer de GaN dans des structures GaN / AlGaN / GaN en dopant fortement la couche supérieure de cap en GaN; ainsi les résistances de contact parasites ont été considérablement réduites. En outre, La performance de contact ohmique sur les HEMT AlGaN/AlN/GaN avec cap de GaN a été améliorée par Wang et al. [III.9] en optimisant les électrodes Ti/Al/Mo/Au.

Dans le cadre de la contribution à l'étude des effets de cap layer de GaN ; la figure.III.1 reproduit un résultat de simulation Schrödinger-Poisson de deux structures de transistors HEMTs [III.10]. La première structure contient un cap de GaN (courbe en vert), alors que la deuxième en est dépourvue (courbe en bleu). Dans ce cas de figure, l'ajout d'un

cap démontre un rehaussement de la barrière à l'interface métal-semiconducteur. Cependant, l'épaisseur de cette couche protectrice doit être optimisée en vue de préserver la densité d'électrons dans le canal qui est sensiblement diminuée en présence d'un cap épais. (figure.III.1)

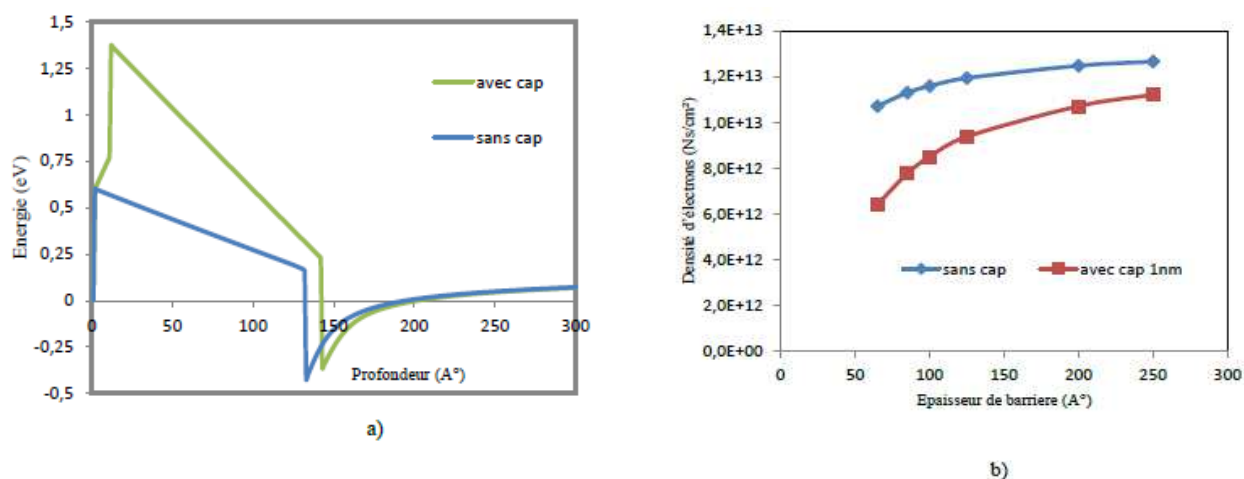


Figure.III.1 a)Diagramme de bandes d'un transistor HEMT, b) Densité d'électrons dans le canal : avec et sans cap de GaN [III.10].

III.2 Développement du modèle analytique de la tension de seuil V_{th} dans les structures GaN/Al(Ga,In)N/GaN avec un cap layer de GaN

III.2.1 Description de la structure étudiée

La structure étudiée est constituée de deux hétérostructures GaN/Al_{0,32}Ga_{0,68}N/GaN (structure notée A, m=0.32) et GaN/Al_{0,83}In_{0,17}N/GaN (structure B, m=0.83) comme illustré sur la figure III.2. Elle se compose d'un substrat (SiC, Si ou saphir), d'une couche épaisse non intentionnellement dopée (NID) de GaN (buffer). 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. Ensuite, une couche d'Al(Ga,In)N de grande bande interdite 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'Al(Ga,In)N et le GaN. Cette couche est constituée de trois parties distinctes:

- La première partie, une couche Al(Ga,In)N non intentionnellement dopée (NID) et appelée espaceur. Cette couche empêche la diffusion d'impuretés du cap layer n⁺GaN à la couche n⁻Al(Ga,In)N [III.11], ce qui augmente la densité et la mobilité des porteurs dans le canal.

- La deuxième couche épaisse n⁻Al(Ga,In)N, une couche dopée de type n appelée couche donneuse ou (barrière). Cette couche contribue grâce à son fort dopage à fournir en porteurs le gaz bidimensionnel 2DEG. Sa contribution maximale à n_s se produit lorsque l'ensemble des dopants est activé et ionisé sur la profondeur dopée.
- La troisième couche Al(Ga,In)N, additionnelle est non intentionnellement dopée (NID). 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 par effet tunnel. La fine couche superficielle, appelée cap layer de GaN, non intentionnellement dopée (NID) 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. Elle pourrait être fortement dopée n⁻ avec du Si à une concentration égale à 10²⁰ cm⁻³. L'épaisseur des différentes couches est spécifiée sur la figure III.2.

La couche du cap GaN au-dessus de l'hétérostructure GaN/Al(Ga, In)N fait augmenter la bande de conduction et produit une grande amélioration de la hauteur de barrière effective E_{beff} . Cela est dû à une charge de polarisation négative (σ^-) à l'hétéro-interface supérieure, ce qui augmente les champs électriques dans la couche barrière, et donc diminue la densité des électrons 2DEG, conduisant à une réduction du courant de grille [III.8].

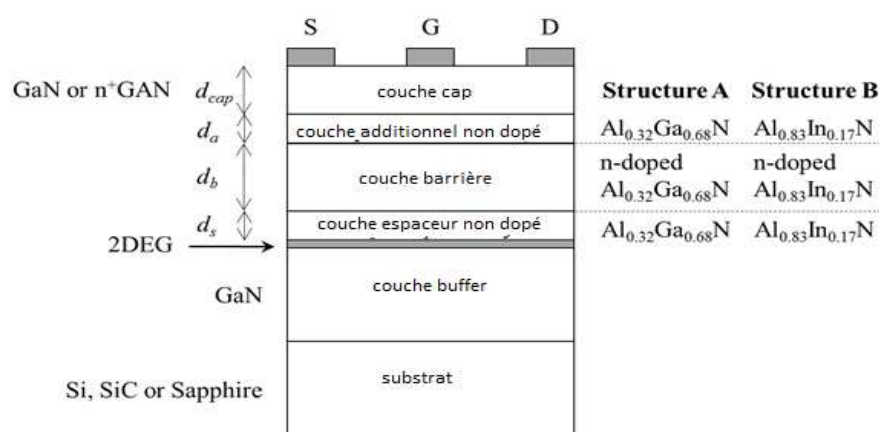


Figure III.2 Structure en coupe transversale de GaN/Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN (structure A, m=0.32) et GaN/Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN (structure B, m=0.83).

Le diagramme de bande associé à ce type de structure est représenté sur la figure.III.3. Il y figure la courbure de bande qui, au voisinage de l'hétérojonction Al(Ga,In)N/GaN, donne naissance à un gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG. Le diagramme énergétique, la distribution de charge de la structure sont présentés.

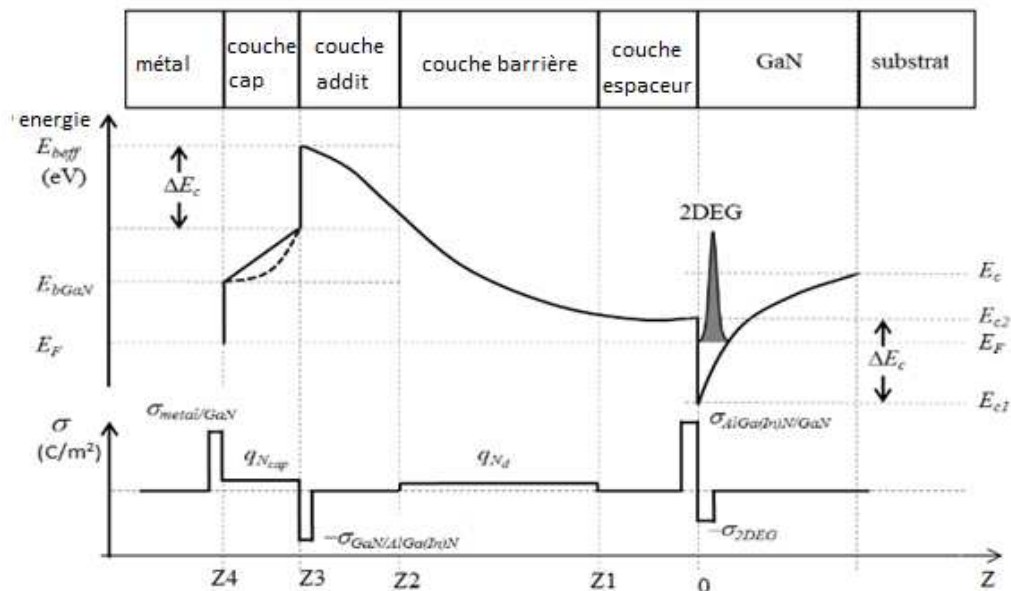


Figure III.3 Diagramme de bandes (la ligne pointillée correspond à la couche cap de GaN dopée, tandis que la ligne continue est pour le cas non dopé) et la distribution de charge en fonction de la profondeur z .

Lorsque l'épaisseur de cap de GaN devient plus épais, la densité de charge dans le canal est plus petite; la bande de valence ΔE_v du cap de GaN se déplace vers le haut, et atteint finalement le niveau de Fermi E_F . À ce stade, un gaz de trou bidimensionnel (2DHG) est formé à l'interface supérieure GaN/Al (Ga, In) N (figure III.4 à droite) [11]. Le dopage (n) du cap de GaN est également avantageux car il réduit la résistance de contact [III.9].

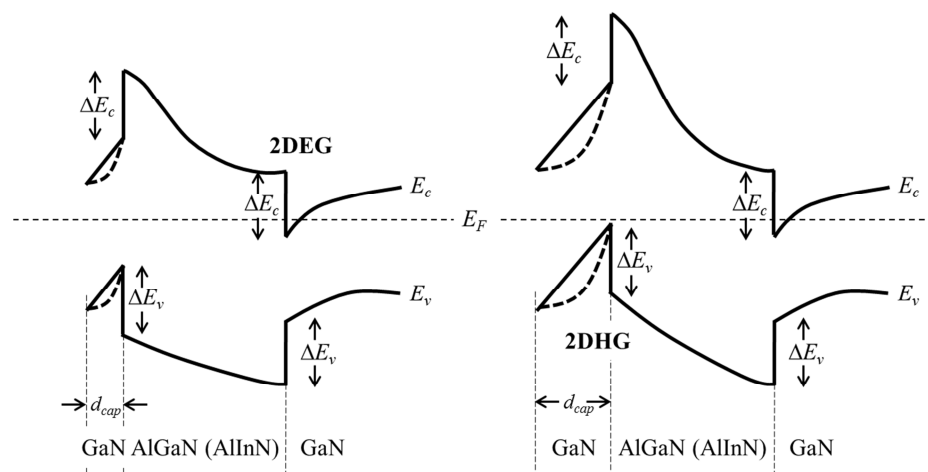


Figure III.4 Hétérostructures GaN/AlGa(In)N/GaNHEMT avec une couche de cap GaN mince (gauche) ou épaisse (droite).

III.2.2 Densité de charge induite par polarisation

La figure III.5 présente l'empilement des couches épitaxiées de la structure GaN/Al(Ga,In)N/GaN, l'orientation des vecteurs de polarisations spontanées, piézoélectrique et la répartition des charges aux interfaces de cette structure. Nous supposons que le canal GaN est suffisamment épais pour être considéré comme étant relaxé (sans contrainte) ; la polarisation piézoélectrique de la couche GaN est donc négligée. Par conséquent, la barrière en Al(Ga, In)N est sous contrainte d'extension et le cap en GaN est sous contrainte de compression.

La direction du champ de polarisation induit à l'interface supérieure GaN/Al (Ga, In)N une densité de charge ($-\sigma$) est opposée à celle dans l'interface inférieure Al (Ga, In) N / GaN ($+\sigma$) (figures III.3 et 5). Ensuite, la bande de conduction augmente comme le montre la figure.III.3. Par conséquent, les 2DEG et 2DHG apparaissent respectivement aux interfaces Al (Ga,In) N / GaN et GaN / Al (Ga,In) N, comme le montre la figure III.4.

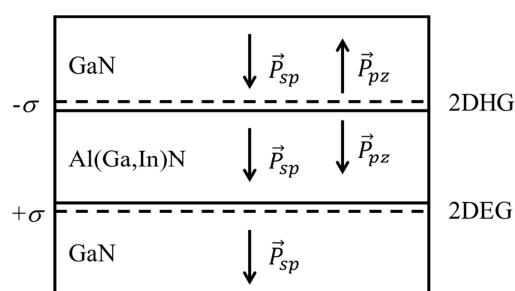


Figure.III.5. Densité de charge induite par la polarisation et direction des polarisations spontanées et piézoélectriques dans GaN /Al (Ga,In) N et Al (Ga,In) / GaN

La polarisation totale P est la somme des polarisations piézoélectriques P^{PZ} et spontanées P^{SP} , qui induisent une densité de charge σ aux hétéro-interfaces [III.12]:

$$P_{Al_m(Ga,In)_{1-m}N} = P_{Al_m(Ga,In)_{1-m}N}^{PZ} + P_{Al_m(Ga,In)_{1-m}N}^{SP} \quad (III.1)$$

À l'interface inférieure des hétérostructures, la polarisation totale peut changer brusquement, ce qui crée une charge de polarisation fixe σ définie par:

$$\begin{aligned} \sigma^+(m) &= \sigma_{Al_m(Ga,In)_{1-m}N/GaN} = P_{GaN} - P_{Al_m(Ga,In)_{1-m}N} \\ &= \left(P_{GaN}^{SP} + P_{GaN}^{PZ} \right) - \left(P_{Al_m(Ga,In)_{1-m}N}^{SP} + P_{Al_m(Ga,In)_{1-m}N}^{PZ} \right). \end{aligned} \quad (III.2)$$

De même, à l'interface supérieure de l'hétérostructure, la densité de charge est:

$$\sigma^-(m)_{GaN/Al_m(Ga,In)_{1-m}N} = -\sigma^+(m)_{Al_m(Ga,In)_{1-m}N/GaN} \quad (III.3)$$

Ainsi, la densité de charge induite par polarisation nette à l'interface Al (Ga, In) N/GaN est donnée par:

$$\sigma(m) = \left| P_{Al_m(Ga,In)_{1-m}N}^{PZ} + P_{Al_m(Ga,In)_{1-m}N}^{SP} - P_{GaN}^{SP} \right|. \quad (III.4)$$

La densité de charge induite par polarisation piézoélectrique est:

$$P_{Al_m(Ga,In)_{1-m}N}^{PZ} = 2 \frac{a(0) - a(m)}{a(m)} \left[e_{31}(m) - e_{33}(m) \frac{C_{31}(m)}{C_{33}(m)} \right]. \quad (III.5)$$

III.2.3 Calcul de la tension de seuil V_{th}

La tension de seuil V_{th} est définie comme étant la tension de grille appliquée pour laquelle le canal est complètement épuisé et est considérée comme le potentiel minimum dans le canal [III.13]. Le calcul analytique de la tension de seuil V_{th} nous conduit à trouver la relation entre n_s et la tension de commande V_{gs} , $n_s = f(V_{gs})$ pour cela on utilise l'équation de Poisson à une dimension reliant la distribution de charge et la tension V_{gs} ;

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon} \quad \text{avec : } \rho(z) : \text{ la densité de charge et } \epsilon : \text{ la constante diélectrique.}$$

Nous appelons : E_1 , ϵ_1 et E_2 , ϵ_2 les champs électriques et les constantes diélectriques dans le

GaN, et l'Al(Ga,In)N respectivement ; $d_1(d_s)$, $d_2(d_b)$, $d_3(d_a)$ et $d_4(d_{cap})$, les épaisseurs de la couche l'espaceur (spacer), de la couche barrière, de la couche additionnelle et de la couche cap (cap layer) respectivement.

Le calcul de la distribution du potentiel $V(z)$ au voisinage de l'interface se fait par l'intégration de l'équation de Poisson. Nous considérons que le dopage résiduel non intentionnel est nul, donc la charge d'espace dans les couches non dopées est également nulle et par suite, le champ électrique est constant dans ces couches. Alors que dans la couche d'Al(Ga,In)N dopée on suppose que les donneurs sont ionisés, la densité d'accepteur est négligeable et le dopage est homogène. Dans ce cas le champ électrique varie linéairement et la densité de charges dans cette couche est constante (égale à N_D).

- Cas où la couche cap layer de GaN est non dopé : (Sc5) ; dans $z_4 < z < z_3$

A l'interface du (Sc1/Sc2)(buffer/espaceur), au point 0, l'équation de continuité du vecteur déplacement s'écrit:

$$\varepsilon_1 E_1(0) = \varepsilon_2 E_2(0) + \sigma^+ \quad (\text{III.6})$$

Où σ^+ est la densité des charges positives (polarisation spontanées et piézoélectriques) à l'interface buffer/espaceur.

- Dans l'espaceur (Sc2) non dopé : d'épaisseur $d_1(d_s)$ pour $z_1 < z < 0$:

La densité de charge est nulle car le semi-conducteur est non dopé et par conséquent le champ électrique est constant. L'équation de Poisson se réduit à :

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = 0 \Rightarrow \frac{dV}{dz} = cte = -E_2(0) \Rightarrow dV = -E_2(0) dz \quad (\text{III.7})$$

Une première intégration donne :

$$\int_{V_0}^{V_{z_1}} dV = - \int_0^{z_1} E_2(0) dz = -E_2(0) z_1 \text{ et } z_1 = d_1$$

Une deuxième intégration donne :

$$V_{z_1} - V_0 = E_2(0) d_1 = E_2(0) d_s \quad (\text{III.8})$$

- Dans la région Al(Ga,In)N dopé (Sc3)(dans la barrière): d'épaisseur $d_2(d_b)$ pour $z_2 < z < z_1$:

La déplétion est totale et le dopage est homogène. La densité de charge est :

$$\rho_{dep} = qN_d$$

$$\frac{d^2V}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_2} = -\frac{qN_d}{\epsilon_2}$$

Une première intégration donne :

$$\frac{dV}{dz} = -\frac{qN_d}{\epsilon_2}z + k = -E_3(z) \quad (\text{III.9})$$

- A l'interface du (Sc2/Sc3) (espaceur/barrière) l'équation de continuité du vecteur déplacement s'écrit:

$$\epsilon_2 E_2(0) = \epsilon_2 E_3(z_1) \Rightarrow E_2(0) = E_3(z_1) \quad (\text{III.10})$$

Pour $z = z_1$, l'équation(III,9) donne : $-\frac{qN_d}{\epsilon_2}z_1 + k = -E_3(z_1) = -E_2(0)$

$$\Rightarrow k = \frac{qN_d}{\epsilon_2}z_1 - E_2(0)$$

Donc l'équation : (III.9) s'écrit : $-\frac{qN_d}{\epsilon_2}z + \frac{qN_d}{\epsilon_2}z_1 - E_2(0) = -E_3(z)$

$$E_3(z) = \frac{qN_d}{\epsilon_2}(z - z_1) + E_2(0) \quad (\text{III.11})$$

Or : $E_3(z) = -\frac{dV}{dz} = \frac{qN_d}{\epsilon_2}(z - z_1) + E_2(0)$

$$\int_{V_{z_1}}^{V_{z_2}} dV = -\frac{qN_d}{\epsilon_2} \int_{z_1}^{z_2} (z - z_1) dz - \int_{z_1}^{z_2} E_2(0) dz$$

Après intégration on aura :

$$V_{z_2} - V_{z_1} = -\frac{qN_d}{2\epsilon_2}d_2^2 + E_2(0)d_2 \quad \text{ou} \quad V_{z_2} - V_{z_1} = -\frac{qN_d}{2\epsilon_2}d_b^2 + E_2(0)d_b \quad (\text{III.12})$$

- Dans la région non dopé Al(Ga,In)N (Sc4)(Sc additionnel) dans $z_3 < z < z_2$

La densité de charge est nulle car le semi-conducteur est non dopé et par conséquent le champ électrique est constant. L'équation de Poisson se réduit à :

$$\frac{d^2V}{dz^2} = 0 \Rightarrow \frac{dV}{dz} = cte = -E_4(z_2)$$

Une première intégration donne :

$$dV = -E_4(z_2)dz \Rightarrow \int_{V_{z_2}}^{V_{z_3}} dV = -\int_{z_2}^{z_3} E_4(z_2)dz$$

La deuxième intégration donne :

$$V_{z_3} - V_{z_2} = E_4(z_2)d_3 = E_4(z_2)d_a \quad (III.13)$$

- L'équation de continuité à l'interface Sc3/Sc4 (barrière/additionnel) permet d'écrire :

$$E_4(z_2) = E_3(z_2) \quad (III.14)$$

$$\text{De (III.11)} \Rightarrow E_3(z_2) = \frac{qN_d}{\epsilon_2}(z_2 - z_1) + E_2(0) = -\frac{qN_d}{\epsilon_2}d_2 + E_2(0) \text{ avec } d_2 = z_1 - z_2$$

Nous obtenons :

$$V_{z_3} - V_{z_2} = -\left[\frac{qN_d}{\epsilon_2}d_2 + E_2(0) \right]d_3 \Rightarrow V_{z_3} - V_{z_2} = -\left[\frac{qN_d}{\epsilon_2}d_2 + E_2(0) \right]d_a \quad (III.15)$$

- Dans la couche cap de GaN (Sc5) non dopé : La densité de charge est nulle car le semi-conducteur est non dopé et par conséquent le champ électrique est constant et l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2V}{dz^2} = 0 \Rightarrow \frac{dV}{dz} = cte = -E_5(z_3) . \text{ Une première intégration donne :}$$

$$\int_{V_{z_3}}^{V_{z_4}} dV = -\int_{z_3}^{z_4} E_5(z_3)dz \Rightarrow V_{z_4} - V_{z_3} = -E_5(z_3)(z_4 - z_3) \quad \text{avec } d_4 = z_3 - z_4 = d_{cap}$$

La deuxième intégration donne :

$$V_{z_4} - V_{z_3} = E_5(z_3)d_4 = E_5(z_3)d_{cap} \quad (III.16)$$

- L'équation de continuité à l'interface Sc4/Sc5(additionnel/cap) s'écrit :

$$\varepsilon_1 E_5(z_3) = \varepsilon_2 E_2(z_3) - \sigma^- = \varepsilon_2 E_3(z_2) - \sigma^- \quad (\text{III.17})$$

Où σ^- est la densité des charges négatives (polarisation spontanées et piézoélectriques) à l'interface additionnel/cap. Les équations (III.17) et (III.11) donnent :

$$E_5(z_3) = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \left[-\frac{qN_d}{\varepsilon_2} d_2 + E_2(0) \right] - \frac{\sigma^-}{\varepsilon_1} \quad (\text{III.18})$$

La relation (III.16) s'écrit :

$$V_{z_4} - V_{z_3} = \left[\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \left(-\frac{qN_d}{\varepsilon_2} d_2 + E_2(0) \right) - \frac{\sigma^-}{\varepsilon_1} \right] d_{cap}; \quad \text{avec } d_{cap} = d_4 \quad (\text{III.19})$$

En associant (III.8), (III.12) et (III.13) on aura la différence de potentiel entre $z = 0$ et $z = z_3$

$$(V_{z_1} - V_0) + (V_{z_2} - V_{z_1}) + (V_{z_3} - V_{z_2}) = E_2(0)d_1 - \frac{qN_d}{2\varepsilon_2} d_2^2 + E_2(0)d_2 + E_4(z_2)d_3$$

$$\text{D'où : } (V_{z_3} - V_0) = E_2(0)d_s - \frac{qN_d}{2\varepsilon_2} d_b^2 + E_2(0)d_b + E_4(z_2)d_a \quad (\text{III.20})$$

avec $d_1 = d_s$; $d_2 = d_b$; $d_3 = d_a$

$$\text{de (III.14) on aura : } E_4(z_2) = E_3(z_2) = -\frac{qN_d}{\varepsilon_2} d_2 + E_2(0)$$

$$(V_{z_3} - V_0) = E_2(0)d_1 - \frac{qN_d}{2\varepsilon_2} d_2^2 + E_2(0)d_2 - \frac{qN_d}{\varepsilon_2} d_2 d_3 + E_2(0)d_3$$

$$\Rightarrow \Delta V = V_{z_3} - V_0 = E_2(0)(d_1 + d_2 + d_3) - \frac{qN_d}{\varepsilon_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} \right) \quad (\text{III.21})$$

D'après le diagramme énergétique de la structure figure III.3, la différence de potentiel à z_0 et z_3 s'écrit,

$$\Delta V = V_{z_3} - V_0 = -\frac{1}{q} (E_{C_3}(z_3) - E_{C_2}(0)) \quad (\text{III.22})$$

Avec E_{C3} et E_{C2} sont les énergies des BC dans Sc3 et Sc2 à z_3 et z_0 respectivement ; q est la charge élémentaire. En outre d'après le diagramme énergétique de la structure : la hauteur de barrière effective est donnée par :

$$q\phi_{beff} = q\phi_{bGaN} + \Delta E_C + q(V_{z_4} - V_{z_3})$$

$$\Rightarrow E_{beff} = E_{bGaN} + \Delta E_C + q(V_{z_4} - V_{z_3}) \quad (III.23)$$

où E_{bGaN} : hauteur de barrière métal-GaN (Sc5) (cap layer)

$$\text{Avec : } E_{C_3}(z_3) = E_{C_1}(0) + E_F - qV_G + E_{beff}$$

$$E_{C_2}(0) = E_{C_1}(0) + \Delta E_C \quad (III.24)$$

$E_{beff} = q\phi_{beff}$ est la hauteur de barrière effective, ΔE_C : discontinuité de BC entre Sc3 et Sc2. de (III.22) et (III.24) on obtient :

$$\Delta V = \frac{1}{q}(E_{C_2}(0) - \Delta E_C + E_F - qV_G + E_{beff} - E_{C_2}(0))$$

$$\Rightarrow \Delta V = \frac{1}{q}(E_F - \Delta E_C - qV_G + E_{beff}) \quad (III.25)$$

L'égalité des relations (III.21) et (III.22) donne : $E_2(0)$ tel que :

$$-\frac{1}{q}(E_F - \Delta E_C - qV_G + E_{beff}) = E_2(0)(d_1 + d_2 + d_3) - q \frac{N_d}{\epsilon_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} \right)$$

Si on pose $D = d_1 + d_2 + d_3$

$$E_2(0) = \frac{1}{D} \left[V_G + \frac{\Delta E_C}{q} - \frac{E_F}{q} - \frac{E_{beff}}{q} + q \frac{N_d}{\epsilon_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} \right) \right] \quad (III.26)$$

$E_2(0)$: champ électrique à l'interface des Sc1 et Sc2. De (III.18) et (III.23) on aura :

$$E_{beff} = E_{bGaN} + \Delta E_C + q \left[\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \left(-q \frac{N_d}{\epsilon_2} d_2 + E_2(0) \right) - \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} \right] d_4$$

$$\Rightarrow E_{beff} = E_{bGaN} + \Delta E_C - q^2 \frac{N_d}{\epsilon_1} d_2 d_4 + q \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_2(0) d_4 - q \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 \quad (III.27)$$

Le terme $-q \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4$ est positif; ce qui permet d'accroître la hauteur de barrière.

Ce phénomène est directement lié à la présence du « cap layer » de GaN est surtout aux phénomènes de polarisation spontanées et piézoélectriques du GaN. En injectant E_{beff} dans (III.26), on aura :

$$E_2(0) = \frac{1}{D} \left[V_G + \frac{\Delta E_C}{q} - \frac{E_F}{q} - \frac{E_{bGaN}}{q} - \frac{\Delta E_C}{q} + q \frac{N_d}{\epsilon_1} d_2 d_4 - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_2(0) d_4 + \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 + q \frac{N_d}{\epsilon_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} \right) \right]$$

On pose : $D_1 = D + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} d_4$; on obtient :

$$E_2(0) = \frac{1}{D_1} \left[q \frac{N_d}{\epsilon_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\epsilon_2 d_4}{\epsilon_1} \right) + V_G - \frac{E_F}{q} - \frac{E_{bGaN}}{q} + \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 \right] \quad (III.28)$$

Le GaN (Sc1) (le buffer) est peu ou ne pas dopé ; les charges sont essentiellement les électrons de la couche d'inversion; le théorème de Gauss à un cylindre z de base unité est :

$$E_1(0) = -\frac{Q_1}{\epsilon_1} = \frac{qn_s}{\epsilon_1} \quad (III.29)$$

D'après la relation (III.6)

$$E_1(0) = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_2(0) + \frac{\sigma^+}{\epsilon_1} \Rightarrow \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_2(0) + \frac{\sigma^+}{\epsilon_1} = \frac{qn_s}{\epsilon_1} \Rightarrow n_s = \frac{1}{q} (\epsilon_2 E_2(0) + \sigma^+) \quad (III.30)$$

En exploitant $E_2(0)$ de (III.28) dans (III.30)

$$n_s(V_G, E_F) = \frac{\epsilon_2}{qD_1} \left[\frac{qN_d d_2}{\epsilon_2} \left(d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\epsilon_2 d_4}{\epsilon_1} \right) + V_G - \frac{E_F}{q} - \frac{E_{bGaN}}{q} + \frac{\sigma^-}{q} d_4 \right] + \frac{\sigma^+}{q}$$

$$\Rightarrow n_s(V_G, E_F) = \frac{\epsilon_2}{qD_1} \left[\frac{qN_d d_2}{\epsilon_2} \left(d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\epsilon_2 d_4}{\epsilon_1} \right) + V_G - \frac{E_F}{q} - \frac{E_{bGaN}}{q} + \frac{\sigma^-}{q} d_4 + \frac{\sigma^+}{\epsilon_2} D_1 \right] \quad (III.31)$$

$$\text{Donc : } n_s(V_G, E_F) = \frac{\epsilon_2}{qD_1} (V_G - V_{th}) \quad (III.32)$$

$$\text{Avec : } V_{th} = - \left[\frac{qN_d d_2}{\epsilon_2} \left(d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\epsilon_2 d_4}{\epsilon_1} \right) - \frac{E_F}{q} - \frac{E_{bGaN}}{q} + \frac{\sigma^-}{q} d_4 + \frac{\sigma^+}{\epsilon_2} D_1 \right]$$

(III.33)

De plus l'équation (1) en $z = 0$ et l'équation (III.22) permet d'écrire :

$$E_{beff} = E_{bGaN} + \Delta E_C - q^2 \frac{N_d}{\epsilon_1} d_2 d_4 + q \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} E_1(0) - \frac{\sigma^+}{\epsilon_2} \right) d_4 - q \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4$$

$$\Rightarrow E_{beff} = E_{bGaN} + \Delta E_C - q^2 \frac{N_d}{\epsilon_1} d_2 d_4 + q E_1(0) d_4 \quad (III.34)$$

De l'équation (III.29) ; $E_1(0) = \frac{qn_s}{\epsilon_1}$; $\Rightarrow E_{beff} = E_{bGaN} + \Delta E_C - q^2 \frac{d_4}{\epsilon_1} (n_s - N_d d_2)$ (III.35)

- Cas où la couche cap layer de GaN est dopé : (Sc5) ; n+GaN dans $z_4 \leq z < z_3$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_1} = -\frac{qN_{cap}}{\epsilon_1} \Rightarrow \frac{dV}{dz} = -\frac{qN_{cap}}{\epsilon_1} z + k = -E_5(z) \quad (III.36)$$

L'équation de continuité du vecteur déplacement entre Sc4/Sc5 est :

$$\epsilon_1 E_5(z_3) = \epsilon_2 E_4(z_3) - \sigma^- \Rightarrow E_5(z_3) = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_4(z_3) - \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} \quad (III.37)$$

Dans (III.36) pour $z = z_3 \Rightarrow -\frac{qN_{cap}}{\epsilon_1} z_3 + k = -E_5(z_3)$

$$\Rightarrow -\frac{qN_{cap}}{\epsilon_1} z_3 + k = -\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_4(z_3) - \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} \Rightarrow k = \frac{qN_{cap}}{\epsilon_1} z_3 - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_4(z_3) + \frac{\sigma^-}{\epsilon_1}$$

L'équation (III. 36) devient :

$$E_5(z) = \frac{qN_{cap}}{\epsilon_1} z - \frac{qN_{cap}}{\epsilon_1} z_3 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_4(z_3) - \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} \quad (III.38)$$

Une première intégration donne :

$$\int_{Vz_3}^{Vz_4} dV = - \int_{z_3}^{z_4} E_5(z) dz \text{ avec } d_4 = z_3 - z_4 = d_{cap}$$

La deuxième intégration donne :

$$(V_{z_4} - V_{z_3}) = -\frac{qN_{cap}}{\epsilon_1} \int_{z_3}^{z_4} (z - z_3) dz - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \int_{z_3}^{z_4} E_4(z_3) dz + \int_{z_3}^{z_4} \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} dz$$

$$\Rightarrow (V_{z_4} - V_{z_3}) = -\frac{qN_{cap}}{2\epsilon_1} d_4^2 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_4(z_3) d_4 - \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 \quad (\text{III.39})$$

or $\epsilon_1 E_5(z_3) = \epsilon_2 E_4(z_3) - \sigma^- = \epsilon_2 E_3(z_2) - \sigma^- \Rightarrow E_4(z_3) = E_3(z_2)$

$$E_4(z_3) = E_3(z_2) = \frac{qN_d}{\epsilon_2} (z_2 - z_1) + E_2(0) = -\frac{qN_d}{\epsilon_2} d_2 + E_2(0) \quad (\text{III.40})$$

En remplaçant (III.40) dans (III.39) on obtient:

$$(V_{z_4} - V_{z_3}) = \left[\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \left(-\frac{qN_{cap}}{2\epsilon_2} d_4 - \frac{qN_d}{\epsilon_2} d_2 + E_2(0) \right) - \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} \right] d_4 \quad (\text{III.41})$$

de (III.41) et (III.21) $E_{beff} = E_{bGaN} + \Delta E_C + q(V_{z_4} - V_{z_3})$

$$\Rightarrow E_{beff} = E_{bGaN} + \Delta E_C - \frac{q^2 N_{cap}}{2\epsilon_1} d_4^2 - \frac{q^2 N_d}{\epsilon_1} d_2 d_4 + q \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_2(0) d_4 - q \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 \quad (\text{III.42})$$

Le terme $\left(-q \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 \right)$ est positif ; il permet d'accroître la hauteur de barrière. Le phénomène

est directement lié à la présence du "cap layer" en GaN est surtout aux phénomènes de polarisation spontanées et piézoélectrique. En injectant E_{beff} de (III.42) dans (III.24)

$$E_2(0) = \frac{1}{D} \left[V_G + \frac{\Delta E_C}{q} - \frac{E_F}{q} - \frac{E_{bGaN}}{q} - \frac{\Delta E_C}{q} + q \frac{N_{cap}}{2\epsilon_1} d_4 + q \frac{N_d}{\epsilon_1} d_2 d_4 \right. \\ \left. - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_2(0) d_4 + \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 + q \frac{N_d}{\epsilon_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} \right) \right] \quad (\text{III.43})$$

Avec $E_2(0)$: champ électrique à l'interface Sc1/Sc2 et $D = d_1 + d_2 + d_3$

$$\Rightarrow E_2(0) \left(D + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} d_4 \right) = \left[V_G - \frac{E_F}{q} - \frac{E_{bGaN}}{q} + q \frac{N_{cap}}{2\epsilon_1} d_4^2 + q \frac{N_d}{\epsilon_1} d_2 d_4 + \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 + q \frac{N_d}{\epsilon_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} \right) \right]$$

On pose : $D_1 = D + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} d_4$

$$\Rightarrow E_2(0) = \frac{1}{D_1} \left[q \frac{N_{cap}}{2\epsilon_1} d_4^2 + q \frac{N_d}{\epsilon_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} d_4 \right) + V_G - \frac{E_{bGaN}}{q} - \frac{E_F}{q} + \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 \right] \quad (III.44)$$

Le GaN (du Sc1) est peu ou pas dopé, change d'inversion et le théorème de Gauss à un cylindre z de base unité est :

$$E_1(0) = -\frac{Q_1}{\epsilon_1} = q \frac{n_s}{\epsilon_1} \quad (III.45)$$

D'après la relation (1), $E_1(0) = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_2(0) + \frac{\sigma^+}{\epsilon_1} = q \frac{n_s}{\epsilon_1} \Rightarrow q n_s = \epsilon_2 E_2(0) + \sigma^+$

$$\Rightarrow n_s = \frac{1}{q} (\epsilon_2 E_2(0) + \sigma^+) \quad (III.46)$$

En exploitant (III.44) dans (III.46) et (III.28)

$$n_s(V_G, E_F) = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 D_1} \left[q \frac{N_{cap}}{2\epsilon_1} d_4^2 + q \frac{N_d}{\epsilon_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} d_4 \right) + V_G - \frac{E_{bGaN}}{q} - \frac{E_F}{q} + \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 \right] + \frac{\sigma^+}{q}$$

$$\Rightarrow n_s(V_G, E_F) = \frac{\epsilon_2}{q D_1} \left[\frac{q N_{cap}}{2\epsilon_1} d_4^2 + \frac{q N_d}{\epsilon_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} d_4 \right) + V_G - \frac{E_{bGaN}}{q} - \frac{E_F}{q} + \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 + \frac{\sigma^+}{\epsilon_2} D_1 \right] \quad (III.47)$$

$$\text{Donc : } n_s(V_G, E_F) = \frac{\epsilon_2}{q D_1} [V_G - V_{th}] \quad (III.48)$$

$$\text{Avec : } V_{th} = - \left[\frac{q N_{cap}}{2\epsilon_1} d_4^2 + \frac{q N_d}{\epsilon_2} d_2 \left(d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} d_4 \right) - \frac{E_{bGaN}}{q} - \frac{E_F}{q} + \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 + \frac{\sigma^+}{\epsilon_2} D_1 \right] \quad (III.49)$$

De plus l'équation (1) en $z = 0$ permet d'écrire : $E_2(0) = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} E_1(0) - \frac{\sigma^+}{\epsilon_2}$

et l'équation (III.43) donne :

$$E_{beff} = E_{bGaN} + \Delta E_C - \frac{q^2 N_{cap}}{2\epsilon_1} d_4^2 - \frac{q^2 N_d}{\epsilon_1} d_2 d_4 + q \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \left[\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} E_1(0) - \frac{\sigma^+}{\epsilon_2} \right] d_4 - q \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4$$

$$\Rightarrow E_{beff} = E_{bGaN} + \Delta E_{C-} - \frac{q^2 N_{cap}}{2\epsilon_1} d_4^2 - \frac{q^2 N_d}{\epsilon_1} d_2 d_4 + qE_1(0)d_4 \quad (III.50)$$

De l'équation (III.45) $E_1(0) = q \frac{n_s}{\epsilon_1}$, donc

$$\Rightarrow E_{beff} = E_{bGaN} + \Delta E + \frac{q^2 d_4}{\epsilon_1} \left(n_s - \frac{N_{cap} d_4}{2} - N_d d_2 \right) \quad (III.51)$$

III.3 Effet de l'auto-échauffement et effet thermique

III.3.1 Introduction

Les performances et la fiabilité d'un transistor sont fortement influencées par la température. L'aspect thermique est en effet un point clef concernant la génération de puissance [III.14]. L'état thermique d'un composant résulte de la température ambiante et de l'auto-échauffement du transistor. Les effets thermiques et l'auto-échauffement sont les causes de détérioration des performances des transistors HEMT à base d'hétérostructure $Al_m(Ga,In)_{1-m}N/GaN$. Les conséquences les plus manifestes de cette détérioration des performances, sont : La réduction du courant « I_{ds} », l'apparition d'une résistance différentielle négative et la baisse du rendement énergétique total.

III.3.2 Conséquences de l'auto-échauffement

Lorsqu'on élève la température d'un transistor HEMT, explicitement à partir d'une source extérieure ou en injectant plus de courant dans le transistor, les vibrations du réseau cristallin gagneront en amplitude due à l'excès d'énergie fournie au cristal. Ces vibrations constituent un obstacle au libre mouvement des porteurs dans le canal du transistor. Par conséquent, le phénomène d'auto échauffement entraîne une diminution de la mobilité des porteurs et la vitesse de saturation des électrons [III.15], donc une dégradation des performances du composant [III.16]. Ceci se traduit par une pente négative du courant de drain en fonction de la tension de drain lorsque celle-ci augmente. La modélisation de l'effet d'auto-échauffement (SHE : Self Heating Effect) a été abordée dans quelques études, qui prennent en compte l'effet de l'auto-échauffement, dont nous incluons ici dans notre étude un modèle simple de SHE [III.17], dans lequel l'augmentation de température résulte de la dissipation de la puissance P_{diss} dans une résistance thermique phénoménologique R_{th} . La génération de chaleur est due à l'effet joule et est égale à la puissance électrique dissipée [III.18]. La température du canal T_{ch} est obtenue à partir de l'énergie dissipée et donnée par :

$$T_{ch} = T_{am} + \Delta T \quad (\text{III-52})$$

La variation de la température s'écrit : $\Delta T = I_{ds} V_{ds} R_{th}$

Avec R_{th} (K/W) la résistance thermique du matériau du GaN.

En prenant en compte l'effet de l'auto échauffement, l'équation gouvernant le courant de drain du transistor peut être écrite comme étant :

$$I_{ds} = I_{ds}(T_0) (1 - \delta \bar{P}) \quad (\text{III-53})$$

Où $I_{ds}(T_0)$ est le courant traversant le canal du transistor si l'effet de l'auto échauffement n'est pas pris en compte, \bar{P} est la dissipation énergétique et δ le coefficient de la résistance thermique donnée par :

$$\delta = \lambda R_{th} [\text{W}^{-1}] \quad (\text{III-54})$$

Avec λ est un coefficient thermique [K^{-1}] et :

$$\bar{P} = I_{ds} V_{ds} \quad (\text{III-55})$$

En utilisant (III-54) et (III-55), on peut écrire (III-53) sous la forme **[III.19]**:

$$I_{ds} = I_{ds}(T_0) (1 - \lambda \Delta T) \quad (\text{III-56})$$

III.3.3 Conséquences de l'effet thermique

III.3.3.1 Bande interdite (gap) en fonction de la température

Le paramètre le plus important dans toute modélisation des dispositifs à semi-conducteur est la largeur de bande. L'énergie de gap dépend à la fois de la fraction molaire et de la température. La hauteur de la bande interdite étant inversement proportionnelle à la longueur des mailles, il en résulte que celle-ci diminue quand la température augmente, car le matériau est alors plus dilaté **[III.20]**. Elle dépend donc de la température. La largeur du gap

du ternaire $Al_m(Ga,In)_{1-m}N$ dépend de la fraction molaire et de la température s'écrit alors sous la forme [III.21], [III.22], [III.23]:

$$E^{AlGaN}_g(T, m) = mE^{AlN}_g(T) + (1-m)E^{GaN}_g(T) - b_{AlGaN}m(1-m) \quad (III-57)$$

$$E^{AlInN}_g(T, m) = mE^{AlN}_g(T) + (1-m)E^{InN}_g(T) - b_{AlInN}m(1-m) \quad (III-58)$$

« b » est le facteur d'écart à la linéarité (bowing factor) utilisé pour la correction.

Pour les alliages $Al_mGa_{(1-m)}N$ et $Al_mIn_{(1-m)}N$, les valeurs conseillées du facteur de bowing sont respectivement 1.0 eV [III.24] et 2.53 eV [III.25]. Pour les binaires AlN, InN et GaN La variation de l'énergie de bande interdite $E_g(T)$ en fonction de la température est généralement décrite par la formule empirique de Varshni [III.20], [III.26], [III.27]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (III-59)$$

Avec : $E_g(0)$ est la largeur de bande interdite à température ($T_0=0K$), α et β des constantes dépendantes du matériau considéré, β dépend de la température de Debye. Des exemples de valeurs de ces coefficients sont donnés dans le tableau (III-1).

	GaN	AlN	InN
$E_g(0K)(eV)$	3.510	6.25	0.78
$\alpha(meV/K)$	0.909	1.799	0.245
$\beta (K)$	830	1462	624

Tableau III-1 Gaps à 0 K et coefficients de Varshni des III-nitrures en phase hexagonale [III.28]

III.3.3.2 Modèle de mobilité en fonction de la température

La mobilité des électrons dans les matériaux semiconducteurs dépend fortement de la température et du champ électrique présent. Cette mobilité tend à diminuer lorsque la température augmente. La figure III.6 illustre l'évolution de la mobilité des électrons dans le GaN wurtzite à faibles champs en fonction de la température pour une concentration du dopage $N_D=10^{17} cm^{-3}$.

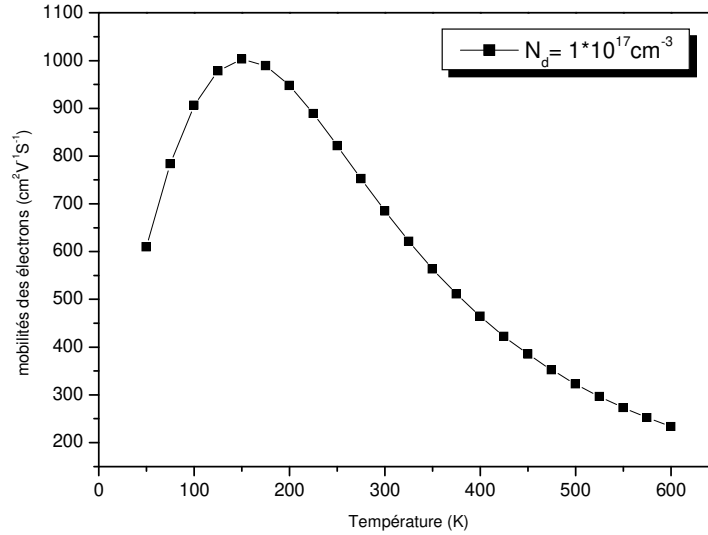


Figure III.6 évolution de la mobilité des électrons en fonction de la température

Lorsque la température augmente à partir d'une source extérieure ou en injectant plus de courant dans le transistor, l'excès d'énergie fournie au cristal fait que les vibrations du réseau cristallin gagneront en amplitude. Ces vibrations constituent un obstacle au libre parcours moyen des porteurs dans le canal du transistor et par conséquent on observera une diminution de la vitesse de saturation des électrons et de la mobilité [III.16] et par conséquent on observe une décroissance de la mobilité.

Modèle de Caughey-Thomas [III.27], [III.29]

Le modèle de mobilité que nous utilisons en simulation est une formulation analytique proposée par Caughey et Thomas adaptée au carbure de silicium. Elle permet de décrire la variation de la mobilité en fonction de la concentration totale de dopants ionisés et de la température. La première étape consiste en l'approximation de la dépendance de la concentration du dopage en fonction de la mobilité à température ambiante, l'approximation du Gaughey-Thomas s'écrit sous la forme:

$$\mu_i(N,T) = \mu_{\max,i}(T_0) \frac{B_i(N) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\beta_i}}{1 + B_i(N) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_i + \beta_i}} \quad (\text{III-60}) \quad \text{Où} \quad B_i(N) = \left[\frac{\mu_{\min,i} + \mu_{\max,i} \left(\frac{N_{g,i}}{N}\right)^{\gamma_i}}{\mu_{\max,i} - \mu_{\min,i}} \right]_{T=T_0} \quad (\text{III-61})$$

α_i et β_i sont données par le tableau III-2.

Il est remarquable que les expressions (III-60) et (III-61) décrivent la dépendance de la mobilité en fonction de la température dans les limites de faibles et forts dopages.

Type de porteurs	$\mu_{max,i}$ ($cm^2V^{-1}S^{-1}$)	$\mu_{min,i}$ ($cm^2V^{-1}S^{-1}$)	$N_{g,i}$ (cm^{-3})	γ_i	α_i	β_i
Electrons	1000	55	2×10^{17}	1.0	2.0	0.7
Trous	170	3	3×10^{17}	2.0	5.0	-

Tableau III.2 Valeurs des paramètres du modèle de Caughey-Thomas[III.29].

III.4 Calcul de la concentration n_s dans le 2DEG en fonction de la température

Le principal paramètre gouvernant les performances du HEMT Al(Ga,In)N/GaN est la concentration des porteurs n_s . Le calcul de la densité du gaz bidimensionnel $n_s(V_G, E_F)$ nécessite la résolution de l'équation de Poisson dans le semi-conducteur Al(Ga,In)N/GaN en prenant en compte la présence de charges piézoélectriques aux interfaces dans les équations de continuité. L'intégration de l'équation de Poisson dans Al(Ga,In)N/GaN a permis d'exprimer la relation de $n_s(V_G, E_F)$ et la résolution de l'équation de Schrödinger nous donne la relation $n_s(E_F)$ 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 (E_0 et E_1). Le système d'équations à résoudre ne présente pas de solutions analytiques exactes et nécessite une résolution auto-cohérente [III.30], [III.31].

$$n_s(V_G, E_F) = \frac{\epsilon_2}{qD_1} [V_G - V_{th}]$$

$$n_s(E_F) = Dk_B T \ln \left(\left(1 + \exp\left(\frac{E_F - E_0}{k_B T}\right) \right) \times \left(1 + \exp\left(\frac{E_F - E_1}{k_B T}\right) \right) \right) \quad (III-62)$$

Avec : E_i l'énergie de sous bande

$$E_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left(\frac{\pi q^2 n_s}{\epsilon} \left(\frac{9}{16} \right) \right)^{2/3}, \quad E_0 = \gamma_0 n_s^{2/3} \quad (III-63)$$

$$E_1 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left(\frac{\pi q^2 n_s}{\epsilon} \left(\frac{21}{16} \right) \right)^{2/3}, \quad E_1 = \gamma_1 n_s^{2/3} \quad (III-64)$$

Où : $D = \frac{4\pi m^*}{h^2}$: est la densité d'états dans la bande de conduction

$m^* = 0.22m_0$, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, où h : constante de Planck

m^* : est la masse effective d'électrons, où m_0 est la masse de l'électron au repos.

k_B : constante de Boltzmann, $\gamma_0 = 2.123 \times 10^{-12}$, $\gamma_1 = 3.734 \times 10^{-12}$ [III.32]

Comme le dispositif fonctionne principalement dans le régime de forte inversion, donc le courant dans ce régime détermine les performances du transistor pour les applications à haute puissance. L'expression de la densité électronique n_s dans le canal qui est fonction du niveau de Fermi E_F et de la tension V_{gs} pour le régime de forte inversion est donnée par [III.32], [III.33]:

$$n_s(x, T, m) = \frac{2qD \varepsilon_2(m)}{\varepsilon_2(m) + 2q^2 D d} \times (V_{gs} - V_c(x) - V_{th}(T, m)) \quad (\text{III-65})$$

avec $d = \frac{d_{cap} \varepsilon_2(m)}{\varepsilon_1} + d_1$, V_{gs} : la tension grille-source appliquée, T : la température

La tension de seuil $V_{th}(T, m)$ dépend fortement de la température, de la fraction molaire m et de la polarisation induit par la densité de charge σ :

- ✓ pour la structure GaN/Al(Ga,In)N/GaN HEMT (eq.III.49) avec cap layer dopé ; elle est donnée par :

$$V_{th}(m) = \frac{qN_{cap} d_{cap}^2}{2\varepsilon_1} - \frac{qN_d d_b}{\varepsilon_2(m)} \left(d_a + \frac{d_b}{2} + \frac{\varepsilon_2(m)}{\varepsilon_1} d_{cap} \right) + \frac{E_{Schottky}}{q} + \frac{E_F}{q} - \frac{\sigma^-(m) d_{cap}}{\varepsilon_1} - \frac{\sigma^+(m) d}{\varepsilon_2(m)} \quad (\text{III-66})$$

- ✓ pour la structure Al(Ga,In)N/GaN HEMT sans cap layer ; elle est donnée par :

$$V_{th}(T, m) = -q \frac{N_d d_b}{\varepsilon_2(m)} \left(d_a + \frac{d_b}{2} \right) + \frac{E_{Schottky}}{q} - \frac{\Delta E_c(T, m)}{q} - \frac{\sigma^+(m) d_1}{\varepsilon_2(m)} \quad (\text{III-67})$$

$d = d_1 + \frac{\varepsilon_2(m)}{\varepsilon_1} d_{cap}$, $d_1 = d_s + d_a + d_b + \Delta d$, $E_{bGaN} = E_{Schottky}$, Δd : épaisseur du canal

2DEG. $\varepsilon_1 = \varepsilon_{GaN}$ et $\varepsilon_2 = \varepsilon_2(m) = \varepsilon_{Al(Ga,In)N}(m)$

Où m : la fraction molaire dans l' $Al_m Ga_{(1-m)} N$ et dans l' $Al_m In_{(1-m)} N$

N_d : la densité de dopage de la couche barrière Al(Ga,In)N

$\Delta E_c(T, m)$: est la discontinuité entre les bandes de conduction du Al(Ga,In)N et le GaN

$$\text{Avec } \Delta E_c^{AlGaN/GaN}(T, m) = 0.7 \left[E_g^{AlGaN}(T, m) - E_g^{GaN}(T) \right] \quad (\text{III-68})$$

$$\text{et } \Delta E_c^{AlInN/GaN}(T, m) = 0.63 \left[E_g^{AlInN}(T, m) - E_g^{GaN}(T) \right] \quad (\text{III-69})$$

$E_g(0)$ est la largeur de bande interdite à température ($T_0=0\text{K}$), α et β des constantes pour le GaN . Les paramètres des matériaux utilisés dans le model sont données dans le Tableau.III.3

Paramètres	Description	Expression Al _m Ga _(1-m) N	Expression Al _m In _(1-m) N
$\epsilon_2(m)(\text{C/m/V})$	Constante diélectrique	$(-0.5m+9.5) \times 8.854 \times 10^{-12}$	$(-4.3m+14.21) \times 8.854 \times 10^{-12}$
$\Phi(m)(\text{eV})$	Barrière Schottky Ni	$1.3m+0.84$	$1.94m+0.2$
$C_{13}(m)(\text{GPa})$	Constant élastique	$5m+103$	$24m+70$
$C_{33}(m)(\text{GPa})$	Constant élastique	$-32m+405$	$172m+205$
$a(m)(\text{m})$	Constant de maille	$(-0.077m+3.189) \times 10^{-10}$	$(-0.4753m+3.5848) \times 10^{-10}$
$e_{31}(m)(\text{Cm}^{-2})$	Constant piézoélectrique	$-0.11m-0.49$	$-0.12m-0.21$
$e_{33}(m)(\text{Cm}^{-2})$	Constant piézoélectrique	$0.73m+0.73$	$0.69m+0.81$
$P^{SP}(m)(\text{Cm}^{-2})$	Polarisation spontanée	$-0.052m-0.029$	$-0.048m-0.042$
$E_g(m)(\text{eV})$	Band d'énergie	$6.13m+3.42(1-m)-m(1-m)$	$6.28m+0.7(1-m)-3.1m(1-m)$
$\Delta E_c(m)(\text{eV})$	Bande discontinuée	$0.7 \times (E_g(m) - E_g(0))$	$0.63 \times (E_g(m) - E_g(0))$

Tableau.III.3 Paramètres des matériaux utilisés dans le calcul
[III.34],[III.35],[III.36],[III.37].

III.5 Caractéristiques courant-tension $I_{ds} = f(V_{ds})$ en fonction de la température

Le courant de drain induit par un gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG du transistor HEMT à base d'hétérostructure Al(Ga,In)N/GaN en fonction de la température , de la fraction molaire de l'aluminium «m» et de la position «x» dans le canal est donné par[III.30],[III.33]:

$$I_{ds}(m, T, x) = wq\mu(x) \left(n_s(m, T, x) \frac{dV_c(x)}{dx} + \frac{k_B T}{q} \frac{dn_s(m, T, x)}{dx} \right) \quad (\text{III-70})$$

q : la charge d'électron

w : la largeur de la grille.

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

$\mu(T, x)$: la mobilité des électrons en fonction de la température qui est donnée par :

$$\mu(T, x) = \frac{\mu_0(T)}{1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}} \quad (\text{III-71}) \quad \text{avec} \quad E_1 = \frac{E_c v_{sat}}{\mu_0 E_c - v_{sat}} \quad (\text{III-72})$$

Où : μ_0 : la mobilité à faible champ, E_c : le champ électrique critique, v_{sat} : la vitesse de saturation des électrons. En reportant les relations (III-71) et (III-65) dans (III-70) nous obtenons :

$$I_{ds}(T, m) = \frac{-A_2(T, m) + \sqrt{A_2(T, m)^2 - 4A_1(T, m)A_3(T, m)}}{2A_1(T, m)} \quad (III-73)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_1(T, m) = \left(\frac{\mu_0(T) E_c - v_{sat}}{E_c v_{sat}} - \frac{w \mu_0(T) q^2 D \varepsilon_2(m) R_d}{\varepsilon_2(m) + 2q^2 D d} \right) (R_d + 2R_s), \\ A_2(T, m) = \frac{2w \mu_0(T) q^2 D \varepsilon_2(m)}{\varepsilon_2(m) + 2q^2 D d} \times (V_{ds} (R_s + R_d) - V_{gs}'(T, m) (2R_s + R_d)) \\ -L - \frac{\mu_0(T) E_c - v_{sat}}{E_c v_{sat}} V_{ds}, \\ A_3(T, m) = \frac{2w \mu_0(T) q^2 D \varepsilon_2(m)}{\varepsilon_2(m) + 2q^2 D d} \times V_{ds} \left(V_{gs}'(T, m) - \frac{V_{ds}}{2} \right), \end{array} \right.$$

$$\text{et: } V_{gs}'(T, m) = V_{gs} - V_{th}(T, m) - \frac{K_B T}{q}$$

Où ; L : la longueur de la grille, V_{ds} : La tension drain-source appliquée, R_s et R_d : résistance parasite de source et de drain respectivement.

III.6 Conductance du drain: $g_d(m)$ en fonction de la température

La conductance du drain ou de sortie caractérise le transistor en fonctionnement saturé .elle mesure les variations du courant de drain par rapport aux variations de tension de drain, à V_{gs} constant. Le calcul du gain en puissance du composant nécessite la connaissance de la conductance de sortie, qui permet entre autre de rendre compte de la saturation du courant de drain. D'un point de vue physique g_d caractérise le confinement des électrons dans le canal [III.38]. La conductance du drain pour l'Al(Ga,In)N/GaN HEMT est donnée par :

$$g_d(T, m) = \left. \frac{\partial I_{ds}(T, m)}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}} \quad (\text{III-74})$$

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'influence du cap layer de GaN sur les propriétés électriques des structures GaN/AlGaIn/GaN et GaN/AlInN/GaN, le cap GaN contribue à la réduction de la densité d'électron « ns » et au courant drain I_{ds} .

Un modèle analytique à une dimension de la tension de seuil V_{th} a été développé, ce modèle est basé sur la solution explicite de l'équation de Poisson (1D). En tenant compte de l'effet de la polarisation spontanée et piézoélectrique et l'effet de la couche de cap layer de GaN sur la tension de seuil V_{th} , l'expression de la densité d'électrons n_s , les caractéristiques des courants- tensions et la conductance de drain sont calculés. Enfin l'effet thermique et l'effet d'auto-échauffement sur les caractéristiques courants- tensions ont également été considérés.

Bibliographie Chapitre III

- [III.1] J. S. Foresi and T.D. Moustakas, *Appl Phys.Lett.*62 (22), 2859 (1993).
- [III.2] T. Baghdadli et al, « *Optimisation des contacts Métal/Semi-conducteur et caractérisation électrique de matériaux grand gap à base de nitrure de gallium* » Journal of Electron Devices, Vol. 5, 2007, pp. 101-103
- [III.3] Flavie ELMAZOVA , « *Contribution a l'étude de l'amplification de puissance en technologie GaN par la technique de suivi d'enveloppe* » Thèse de l'université de limoges, le 20 décembre 2011
- [III.4] J.K.Sheu,M.L.Lee,and W.C.Lai, « *Effect of low-temperature-grown GaN cap layer on reduced leakage current of GaN scottky diodes,* » Applied Physics Letters, vol.86,no. 5,p.052103,2005
- [III.5] S. Heikman, et al, « *Polarization effects in AlGaN/GaN and GaN/AlGaN/GaN heterostructures,* » *J. Appl. Phys.*, vol. 93, 10114-10118 (2003).
- [III.6] A. Asgaria, M. Kalafia, and L. Faraone, « *The effects of GaN capping layer thickness on two-dimensional electron mobility in GaN/AlGaN/GaN heterostructures,* » *Physica E*, vol. 25, 431-437 (2005).
- [III.7] J.-T. Zhao, Z.-J. Lin, C. -B. Luan, Y.-J. Lu, Z.-H. Feng and M. Yang, « *Effects of GaN cap layer thickness on an AlN/GaN heterostructure,* » *Chin. Phys. B*, vol. 23, 127104(2014).
- [III.8] R. T. Green, et al, « *Characterization of gate recessed GaN/AlGaN/GaN high Electron mobility transistors fabricated using a SiCl₄/SF₆ dry etch recipe,* » *J. Appl. Phys.*, vol. 108, pp. 013711, 2010.
- [III.9] [015] L.Wang, F.M.Mohammed, B.Ofuonye, and I.Adesida, « *Ohmic contacts to n+GaN capped AlGaN/AlN/GaN high electron mobility transistors* » *Appl.Phys.Lett.*, vol. 91,012113(2007)
- [III.10] S.BOUZID-DRIAD, « *Réalisation et Caractérisation de Transistors HEMTs GaN pour des Application dans le Domaine Millimétrique* » Thèse de doctorat de l'Université de Lille, France , le 20 décembre 2013,p,37.
- [III.11] L. Yang, W. Mao, Q. Yao, Q. Liu, X. Zhang, J. Zhang, and Y. Hao, « *Temperature effect on the submicron AlGaN/GaN Gunn diodes for terahertz frequency,* » *J. Appl. Phys.*, vol. 109, pp. 024503, 2011.
- [III.12] C. Wood and D. Jena, « *Polarization Effects in Semiconductors: From Ab Initio Theory to Device Applications,* », Springer, New York, 2008.
- [III.13] R. Kumar, S. K. Arya, and A. Ahlawat, « *Analysis of small-signal parameters of 2-D MODFET with polarization effects for microwave applications,* » *Intern. Journal of VLSICS*, vol. 4, pp. 51-61, 2013.

- [III.14] C. Lagarde, « *Modélisation de transistor de puissance en technologie GaN : conception d'un amplificateur de type doherthy pour les émetteurs a puissance adaptative* ». Thèse de doctorat, 2006, Université de Limoges.
- [III.15] I. Saidi, Y. Cordier, M. Chmielowska, H. Mejri, and H. Maaref, « *Thermal effects in AlGaIn/GaN/Si high electron mobility transistors*, » Solid-State Electronics, vol. 61, pp.1-6, 2011.
- [III.16] J. D. Albrecht, R. P. Wang, R. P. Ruden, M. Farahmand, and K. F. Brennan; « *Electron transport characteristics of GaN for high temperature device modelling* » J. Appl. Phys., 83, pp.369-372, 1998.
- [III.17] F. M. Yigletu, S. Khandelwal, T. A. Fjeldly, and B. Iñiguez, « *Compact Charge-Based Physical Models for Current and Capacitances in AlGaIn/GaN HEMTs*, » IEEE Trans. Electron Devices, vol. 60, pp. 3746-3752, 2013.
- [III.18] H. Bousbia, « *Analyse et développement de la caractérisation en puissance, rendement et linéarité de transistors de puissance en mode impulsionnel*. ». Thèse de doctorat, 2006, Université de Limoges
- [III.19] Aissa.BELLAKHDAR « *Modélisation non linéaire des effets électriques dans les transistors HEMT AlGaIn/GaN* ». Mémoire de Magister en électronique, 2010, Université Mentouri - Constantine .
- [III.20] O. Jardel, « *Contribution à la modélisation des transistors pour l'amplification de puissance aux fréquence microondes. Développement d'un nouveau modèle électrothermique de HEMT AlGaIn/GaN incluant les effets de pièges*.». Thèse de doctorat, 2008, Université de Limoges
- [III.21] O.Ambacher «*Growth and applications of Group III-nitrides*». J. Phys. D: Appl. Phys. **31** (1998), pp 2653–2710.
- [III.22] O. Ambacher, B. Foutz, and al, «*Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures*», J. Appl. Phy. Vol.87, No.1, (2000) ,pp 334-344.
- [III.23] [049] Y. Chang, Y. Zhang, and Y. Zhang, « *A thermal model for static current characteristics of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors including self-heating effect*, » J. Appl. Phys., vol. 99, pp. 044501, 2006.
- [III.24] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan. « *Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys* ». J. Appl. Phys. (2001) **89**: pp. 5815-5880.
- [III.25] I. Vurgaftman and J.R. Meyer. « *Band parameters for nitrogen-containing semiconductors* ». J. Appl. Phys. (2003) **94**: p. 3675.
- [III.26] T. Gasseling, « *Caractérisation non linéaire avancée de transistors de puissance pour la validation de leur modèle CAO* ». Thèse de doctorat, 2003, Université de Limoges

- [III.27] Yuancheng Chang,a_Yimen Zhang, and Yuming Zhang « *A thermal model for static current characteristics of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors including self-heating effect*». Journal of applied physics 99, (2006) 044501
- [III.28] F. Enjalbert « *Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrures et application au laser UV pompé par cathode à micropointes* ». Thèse de doctorat, 2005, Université de Joseph Fourier – Grenoble 1
- [III.29] T. T. Mnatsakanov , M. E. Levinshtein , L. I. Pomortseva , S. N. Yurkov , G. S. Simin , M. A. Khan « *Carrier mobility model for GaN*». Solid-State Electronics 47 (2003), pp 111–115
- [III.30] H. Mathieu, « *Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques* ». DUNOD, Paris, 2009,ISBN 978-2-10-051643-8, 6^e édition.
- [III.31] Majeswski ML. « *An analytical DC model for the modulation doped field effect transistor.* », IEEE Trans Electron, 34(9):1902–10, 1987.
- [III.32] Rashmi, Abhinav Kranti, S. Haldar, R.S.Gupta; « *An accurate charge control model or spontaneous and piezoelectric polarization dependent two-dimentional electron gas sheet charge density of lattice-mismatched AlGaIn/GaN HEMTs*». Solid-State Electronics 46 (2002),pp 621-630.
- [III.33] Rashmi, Abhinav Kranti, S. Haldar, Mridula Gupta, « *Comprehensive analysis of small-signal parameters of fully strained and partially relaxed high Al-content lattice mismatched Al_mGa_{1-m}N/GaN HEMTs* », IEEE transactions on microwave theory and techniques, vol. 51, N° 2, (2003).
- [III.34] C. Wood and D. Jena, « *Polarization Effects in Semiconductors: From Ab Initio Theory to Device Applications,* » Springer, New York, 2008.
- [III.35] 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 AlGaIn/GaN heterostructures,* » J. Appl.Phys., vol. 85, pp. 3222-3233, 1999.
- [III.36] P. Jinrong, S. Jiuxun, and Z. Da, « *An Accurate Polynomial_Based Analytical Charge Control Model for AlGaIn/GaN HEMT,* » Physics Semiconductor Devices, vol. 45, pp. 1205-1210, 2011.
- [III.37] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, and L. F. Eastman, « *Pyroelectric properties of Al(In)GaIn/GaN hetero- and quantum well structures,* » J. Phys. Condens. Matter., vol. 14, pp. 3399-3434, 2002.
- [III.38] O.Pajona, « *Transistors HEMT métamorphiques sur substrat GaAs pour applications de télécommunications à très haut débit : mesures statiques et dynamiques pour intégration des effets parasites des modèles* ». Thèse de doctorat, 2006, Université de Limoges

- [III.39] Aissa Bellakhdar , Azzedine Telia , Lemia Semra , Ali Soltani , “*Effect of strain relaxation on the drain conductance in AlGaIn/GaN HEMTs.*” International Conference on Engineering and Technology (ICET 2012) October 10-11, 2012, German University in Cairo, New Cairo City, Egypt, Print ISBN: 978-1-4673-4810-2

Chapitre IV :
Simulation des performances
électriques des transistors
HEMTs GaN/Al(Ga,In)N/GaN
(Résultats et Discussions)

Introduction

Les procédés technologiques de fabrication des transistors HEMT à base d'hétérostructures GaN/Al(Ga,In)N/GaN sont lents et coûteux. Cependant, l'analyse par simulation des effets de différents paramètres des dispositifs HEMT s'avèrent nécessaires. La simulation des différents paramètres des composants est une étape indispensable pour la compréhension des phénomènes physiques et électriques qui limitent leurs performances, Par conséquent, ces effets doivent être connus et modélisés, afin de répondre au besoin croissant de puissance haute fréquence.

Dans ce chapitre, nous exposons les résultats de simulation des performances électriques des transistors HEMTs GaN/Al(Ga,In)N/GaN obtenus avec différents paramètres physiques et technologiques tels que, l'épaisseur de cap GaN, son dopage, les caractéristiques I-V, la tension de seuil et la conductance de drain, selon les modèles présentés dans le chapitre III. La simulation des performances électriques est faite en utilisant des programmes que nous avons réalisés sous environnement Visual Basic. Nous avons étudié les structures n^+ GaN/AlGa_mN/GaN et n^+ GaN/AlIn_mN/GaN et nous avons étudié l'effet de l'épaisseur de la couche cap GaN sur la tension de seuil V_{th} , la densité électronique dans le canal 2DEG n_s , les caractéristiques courant- tension I-V et la conductance du drain g_d . Cette étude nous permettra de comparer les performances des dispositifs HEMTs, ayant des structures similaires, formés avec des couches donneuses AlGa_mN et AlIn_mN. L'effet du dopage de la couche cap « GaN », l'influence de l'effet thermique sur une large plage de températures (300-475 K) et l'effet d'auto-échauffement sur les caractéristiques I-V ont été étudiés. Des charges induites par polarisation spontanée et piézoélectrique ont également été considérées.

Afin de confirmer notre modèle analytique développé dans le chapitre III, nous avons présenté les résultats obtenus sur deux structures de type GaN/Al_mGa_(1-m)N/GaN et GaN/Al_mIn_(1-m)N/N où m est la fraction molaire d'aluminium illustrées dans la figure IV.1. :

- Structure notée **A** : GaN / Al_{0,32}Ga_{0,68}N / GaN (m=0.32)
- Structure notée **B** : GaN / Al_{0,83}In_{0,17}N / GaN (m=0.83)

Les fractions molaires de l'aluminium dans la structure A et B ont été choisi afin de comparer les résultats de simulations obtenues aux résultats trouvées dans la littérature.

IV.1 Description des structures étudiées

Les structures étudiées sont GaN/Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN (structure notée A) et GaN/Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN (structure B) comme illustré sur la figure IV.1. Les différentes couches des structures A et B sont crû sur une couche tampon épaisse de GaN non dopée déposée sur un substrat (SiC, Si ou saphir). Le canal 2DEG apparaît à l'interface entre la couche tampon et la couche espaceur (spacer) non dopée Al_{0.32}Ga_{0.68}N ou Al_{0.83}In_{0.17}N. Une couche barrière en Al_{0.32}Ga_{0.68}N ou (Al_{0.83}In_{0.17}N) dopé **n** fournit la densité de charge d'électrons 2DEG. Elle est recouverte par une autre couche supplémentaire non dopée, puis par la fine couche cap GaN. Ce dernier pourrait être non dopé ou fortement dopé n⁺ avec une concentration égale à 10²⁰ cm⁻³. La deuxième couche d'espacement empêche la diffusion d'impuretés du cap n⁺ GaN à la couche donneuse n⁻ Al_{0.32}Ga_{0.68}N ou (Al_{0.83}In_{0.17}N) [IV.1], ce qui augmente la densité et la mobilité des porteurs dans le canal. L'épaisseur des différentes couches est spécifiée sur la figure.IV.1. La couche cap GaN au-dessus de l'hétérostructure soulève la bande de conduction (figure.IV.2.) et produit une grande amélioration de la hauteur de barrière efficace E_{beff}. Cela est dû à une charge de polarisation négative (-σ) à l'hétéro-interface supérieure, ce qui augmente les champs électriques dans la couche barrière, et donc diminue la densité de 2DEG, conduisant à une réduction du courant de fuite de grille [IV.2].

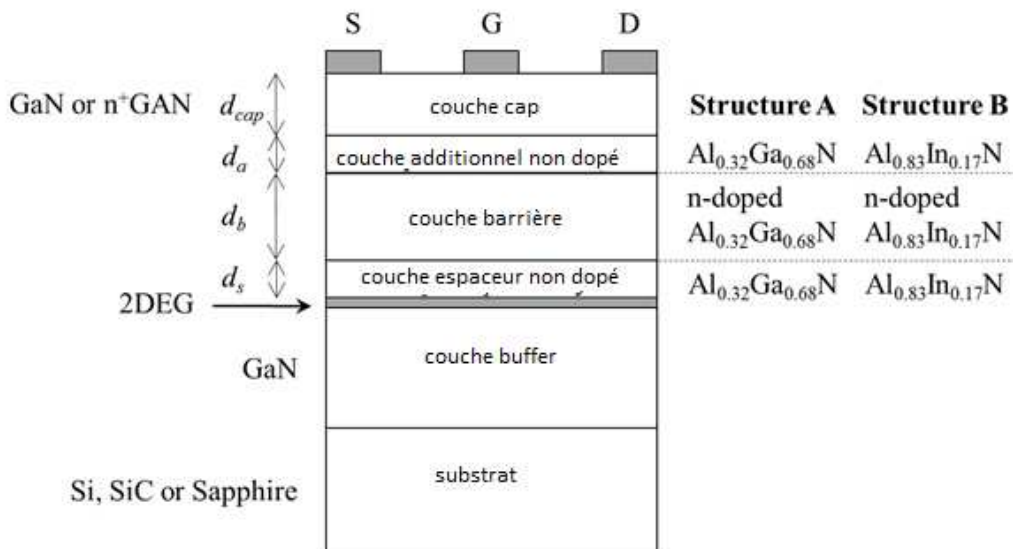


Figure IV.1. Structure en coupe transversale de GaN/Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN (structure A) et GaN/Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN (structure B).

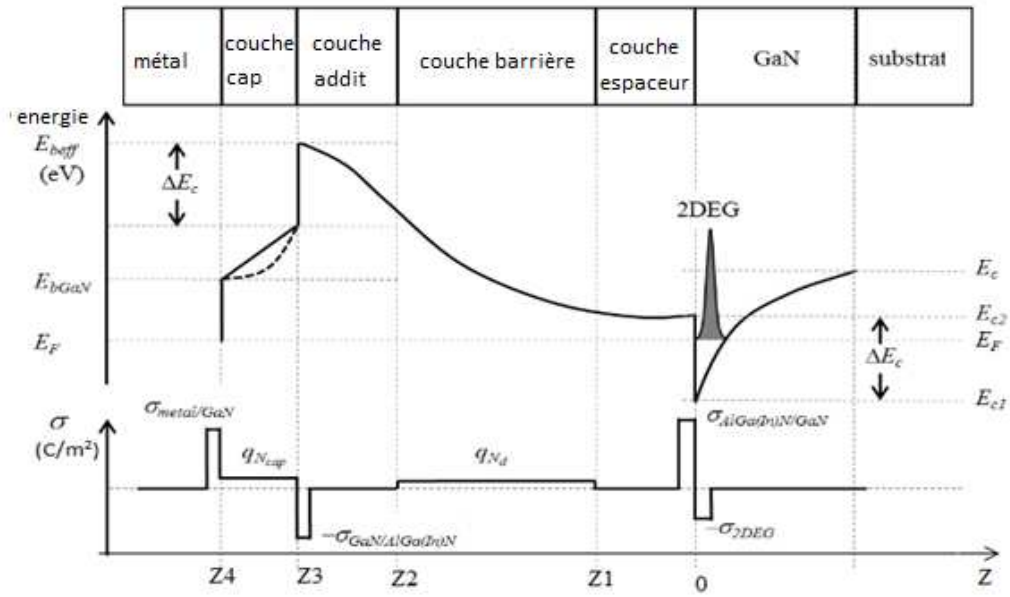


Figure IV.2. Profil énergétique de la bande de conduction des structures (la ligne pointillée correspond à la couche cap GaN dopée, tandis que la ligne continue est pour le cap non dopé) et le profil de distribution de charge.

IV.2 Performance électrique des HEMTs Structure A (GaN/Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN) et Structure B (GaN/Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN) :

Les paramètres électriques et géométriques des matériaux utilisés dans les structures étudiées et leurs valeurs sont donnés dans le tableau. IV.1.

Paramètre	Description	Valeurs
E_c	Champ électrique critique	$190 \times 10^5 \text{ V/m}$
v_{sat}	Vitesse de saturation	$2.1 \times 10^5 \text{ m/s}$
μ_o	Mobilité à faible champ	$9 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{V/s}$
R_s	Résistance parasite de source	0.3Ω
R_d	Résistance parasite de drain	0.3Ω
N_d	concentration de dopage de barrière	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
N_{cap}	densité de dopage n + GaN cap	$1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
R_{th}	Résistance thermique	6 K/W
w	Largeur de la grille	$100 \mu\text{m}$
L	Longueur de la grille	$1 \mu\text{m}$
Δd	Profondeur de 2 DEG en GaN	10 nm
d_s	Couche espaceur	3 nm
d_a	Couche additionnel	3 nm
d_b	Couche barrière	20 nm
d_{cap}	Couche GaN cap	$1, 3, 5 \text{ nm}$

Tableau .IV.1 Paramètres électriques et géométriques des Structures A et B utilisés dans la Simulation

IV.2.1 Performances électriques sans l'effet thermique et l'auto-échauffement des structures HEMTs A et B

IV.2.1.1 La densité d'électrons 2DEG

IV.2.1.1.1 Densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière

La figure IV.3 montre l'influence de l'épaisseur de la barrière sur la densité d'électrons 2DEG. Les résultats de simulation obtenus utilisant le modèle développé sont comparés avec des résultats trouvés dans la littérature (références IV.4 et IV.5). Pour la structure A (GaN/Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN) les lignes bleues continues désigne la courbe calculée et en cercles bleus ouverts les données des littératures issues de la référence [IV.4]. Tandis que pour la structure B (GaN/Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN), en pointillés rouges représente la courbe calculée et en carrés rouges des résultats trouvés dans la littérature issues de la référence [IV.5]. On remarque que pour la structure A, la densité d'électrons augmente rapidement pour des barrières plus faibles que 10 nm puis tend à se saturer. Un comportement similaire est observé pour la structure B, mais avec une valeur de saturation deux fois plus élevée que la structure A (30×10^{12} au lieu de 15×10^{12} cm⁻² autour de 40 nm). De la figure IV.3, on remarque que les valeurs calculées de la densité d'électrons sont en bon accord avec les résultats trouvés dans la littérature ceci montre que le modèle développé peut refléter que les phénomènes physiques sont tenu en compte.

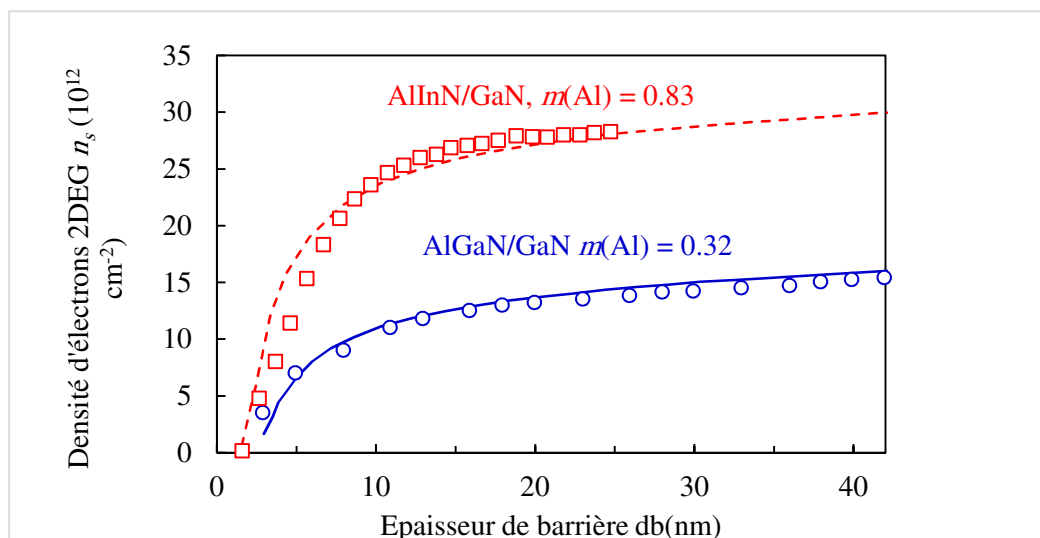


Figure .IV.3 Densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière pour la structure A (Al_{0.32}Ga_{0.68}N / GaN) et la structure B (Al_{0.83}In_{0.17}N / GaN). Lignes bleues continues et pointillés rouges: notre calcul; cercles bleus ouverts et carrés rouges: des résultats de la littérature [IV.3] et [IV.4].

IV.2.1.1.2 Densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche de cap GaN

La densité d'électrons 2DEG est représentée sur la figure IV.4 en fonction de l'épaisseur de la couche cap GaN. Les résultats de simulation obtenus dans le cas de structure A sont comparés avec les résultats trouvés dans la littérature (références IV.3). Pour la structure A (GaN/Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN) les lignes bleues continues désignent la courbe calculée et en cercles bleus ouverts les résultats issues de la référence IV.3. Tandis que pour la structure B (GaN/Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN), en ligne rouge continue représente la courbe calculée. On remarque que la densité d'électrons diminue de façon monotone lorsque la couche cap GaN devient plus épaisse et reste presque constante pour les couches cap épaisses ($\sim 3,8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour la structure A, et $\sim 5,2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour la structure B, sur 25 nm). On remarque que notre modèle permet de bien cadrer les données publiées dans [IV.3].

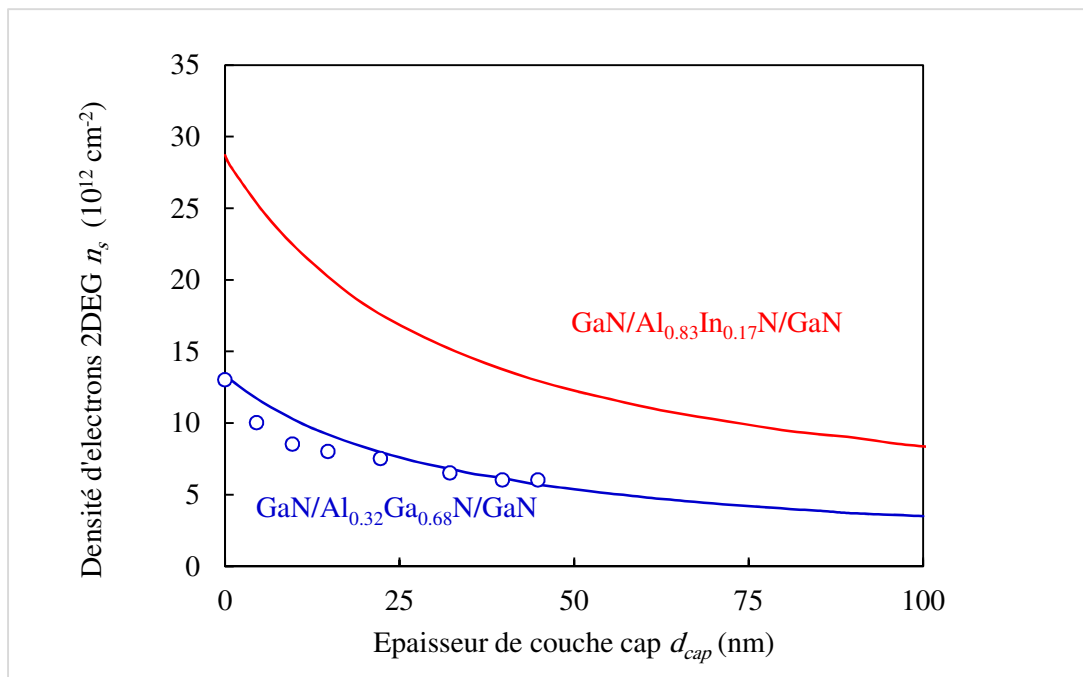


Figure IV.4. Densité d'électrons 2DEG pour les HEMT GaN / Al_{0.32}Ga_{0.68}N / GaN (ligne bleue continue) et GaN / Al_{0.83}In_{0.17}N / GaN (ligne rouge continue) en fonction de l'épaisseur de la couche de cap GaN. Les cercles bleus sont des résultats extraits de [IV.3].

IV.2.1.1.3 Variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche barrière, sans et avec une couche cap GaN non dopée et dopée n⁺

La figure IV.5 montre d'une part l'effet de la couche cap de GaN et d'autre part l'effet du dopage sur la densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche barrière pour les deux structures A et B. On remarque que la densité d'électrons augmente légèrement avec l'épaisseur de la couche barrière. Ce comportement est observé en présence et en absence de la couche cap. Cependant, la présence de cette couche réduit légèrement la densité d'électrons 2DEG. En plus, une couche cap de n⁺GaN dopée présente une densité d'électrons plus grande qu'une couche cap de GaN non dopée. Cette réduction de la densité d'électrons 2DEG peut être attribuée aux charges de polarisation négative supplémentaires formées à l'interface supérieure entre GaN et Al (Ga, In) N.

En revanche, la densité 2DEG est beaucoup plus élevée dans la structure B que dans la structure A. Cette amélioration est attribuée à un meilleur confinement d'électrons dans le canal en raison d'un champ électrique plus important, résultant d'une part des charges de polarisation spontanée plus élevées à l'hétéro-interface GaN/Al_{0,83}In_{0,17}N/GaN et d'autre part de la discontinuité de la bande de conduction formée à la même interface, qui est plus élevée qu'avec GaN/Al_{0,30}Ga_{0,70}N/GaN. On remarque que dans ce dernier cas (structure A), les résultats issus de notre modèle est en bon accord avec les résultats trouvées dans la référence [IV.5].

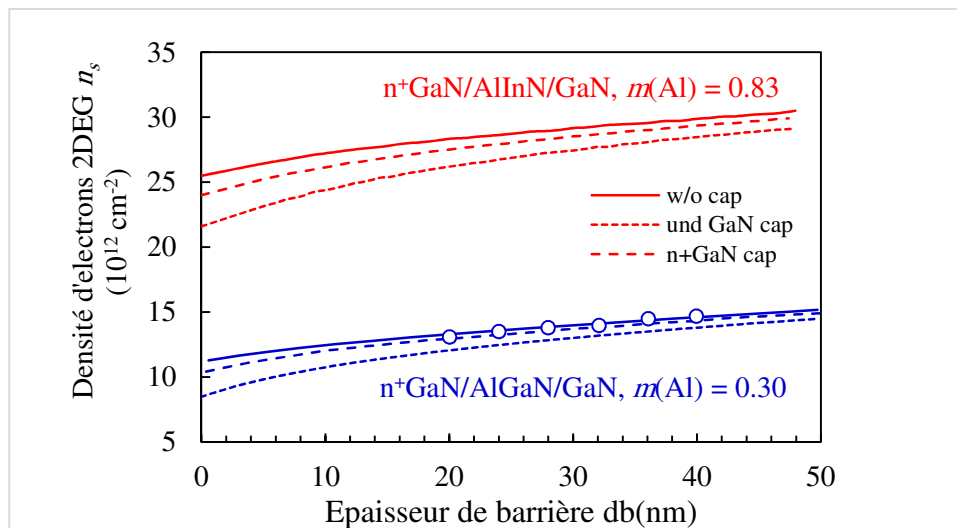


Figure IV.5 Variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière pour les deux structures, sans (ligne continue) et avec une couche de cap GaN non dopée (en pointillés, $d_{\text{cap}}=3\text{nm}$) et dopée n⁺ (en ligne discontinue), $V_{\text{gs}} = 0\text{V}$. Les cercles ouverts sont des résultats extraites de [IV.5].

IV.2.1.1.4 Effet de l'épaisseur et du dopage de la couche cap GaN sur la variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière

Les figures IV.6a et IV.6b montrent respectivement la variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière pour les deux structures A et B, pour différentes épaisseurs « d_{cap} » de couches cap non dopées GaN et dopée n^+ GaN. On remarque que la densité d'électrons 2DEG augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la barrière (AlInN ou AlGaN), par contre sa valeur semble être réduite pour les valeurs importantes de l'épaisseur d_{cap} c'est à dire quand la couche devient plus épaisse [IV.6]. Ce comportement est observé pour les deux structures A et B. Cependant, la densité d'électrons 2DEG est importante dans la structure B que dans celle de A, ceci s'explique à la fois par la contribution des couches de cap de GaN fortement dopantes dans le cas d'épaisseurs plus élevées et par la grande charge de polarisation spontanée à l'hétéro-interface GaN/Al_{0,83}In_{0,17}N/GaN (structure B).

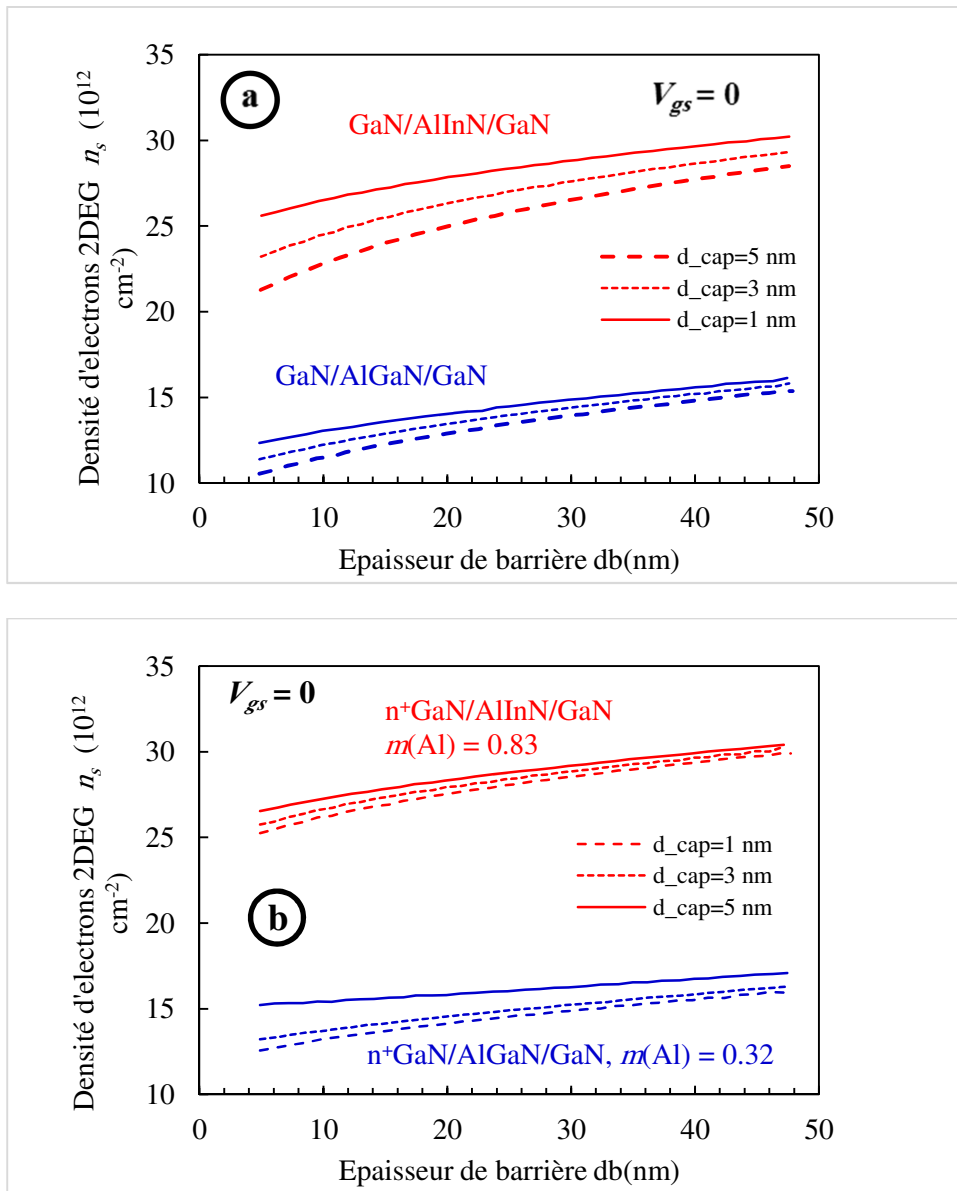


Figure.IV.6. Variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière pour les hétérostructures GaN/Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN (structure A) et GaN/Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN (structure B) avec différentes valeurs de : (a) épaisseur de couche de cap GaN non dopée et (b) cap n+GaN dopé avec $V_{gs} = 0$ V [IV.6].

IV.2.1.1.5 Densité d'électrons 2DEG en fonction de la tension de grille-source pour différentes épaisseurs de cap GaN dopé n+ et sans cap GaN pour les structures A et B.

La variation de la densité d'électrons n_s en fonction de la tension de grille-source V_{gs} est présentée sur la figure IV.7 pour différentes épaisseurs de la couche cap GaN dopée n+. On remarque que la densité n_s augmente presque linéairement avec V_{gs} au-dessus d'un seuil donné appelé tension de seuil V_{th} . Par conséquent, la profondeur du puits potentiel à l'hétéro-

interface diminue ainsi que la densité d'électrons 2DEG [IV.7]. De plus, les densités n_s sont importantes lors de l'augmentation de l'épaisseur de la couche de cap en GaN dopé n^+ et par conséquent, les courbes se déplacent vers des V_{gs} plus négatives ce qui indique une diminution simultanée de la tension de seuil V_{th} . On observe encore que les valeurs de la densité de courant n_s déduite du modèle permet d'ajuster les données extraites de la référence [IV.8].

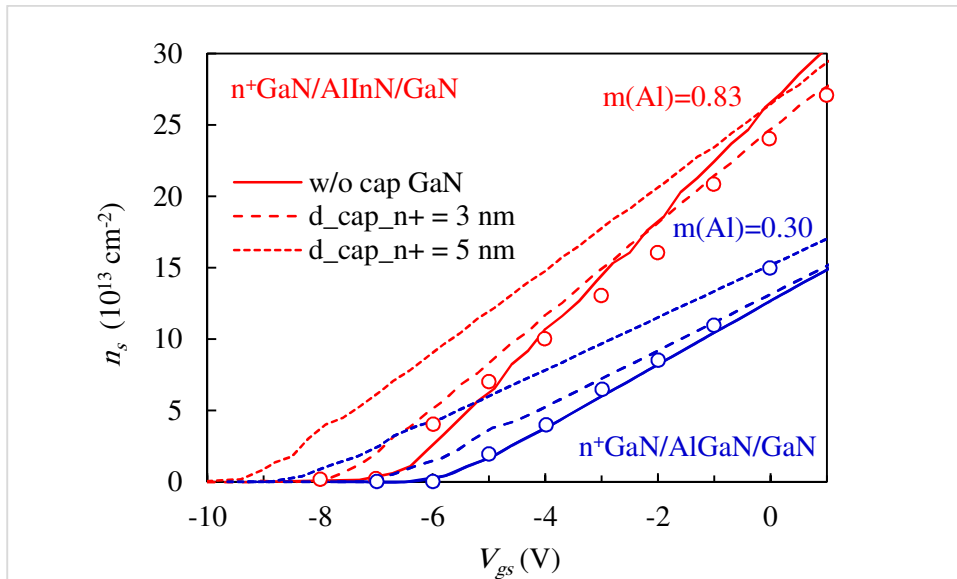


Figure IV.7 Densité d'électrons 2DEG en fonction de la tension de grille-source pour différentes épaisseurs de couche de cap GaN dopé n^+ et sans couche de cap GaN pour la structure A et B. Les cercles ouverts sont des données extraites de [IV.8].

IV.2.1.1.6 Variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de la densité de dopage de cap GaN avec différentes épaisseurs de cap GaN

La figure IV.8 montre la variation de la densité d'électrons 2DEG n_s en fonction de la densité de dopage N_{cap} de la couche cap de GaN. On observe que la densité n_s augmente légèrement quand la couche cap est de plus en plus dopée et leurs valeurs augmentent avec l'accroissement de l'épaisseur de la couche cap à partir d'une certaine valeur de N_{cap} . Un phénomène de cross-over des courbes est observé dans les deux structures A et B. La valeur de N_{cap} est supérieure dans le cas de la couche barrière AlInN que celle de la couche AlGaIn. En outre, une variation plus importante est remarquée lors de l'augmentation de l'épaisseur du cap GaN. En exemple, avec une épaisseur de la couche cap de 5 nm, dans la structure A, n_s est presque doublé, c'est-à-dire, $n_s=1.28 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ quand $N_{cap} = 0$ à $n_s=2.11 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ quand $N_{cap} = 2.75 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Cette amélioration s'explique par la contribution

supplémentaire d'une couche de cap GaN fortement dopante d'épaisseur plus élevée et d'une grande charge de polarisation spontanée. On remarque que pour la couche cap GaN d'épaisseur $d_{cap} = 1 \text{ nm}$, le dopage n'a pas d'influence sur la densité d'électrons 2DEG n_s à partir de $N_{cap} = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ pour la structure B et $N_{cap} = 0.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ pour la structure A.

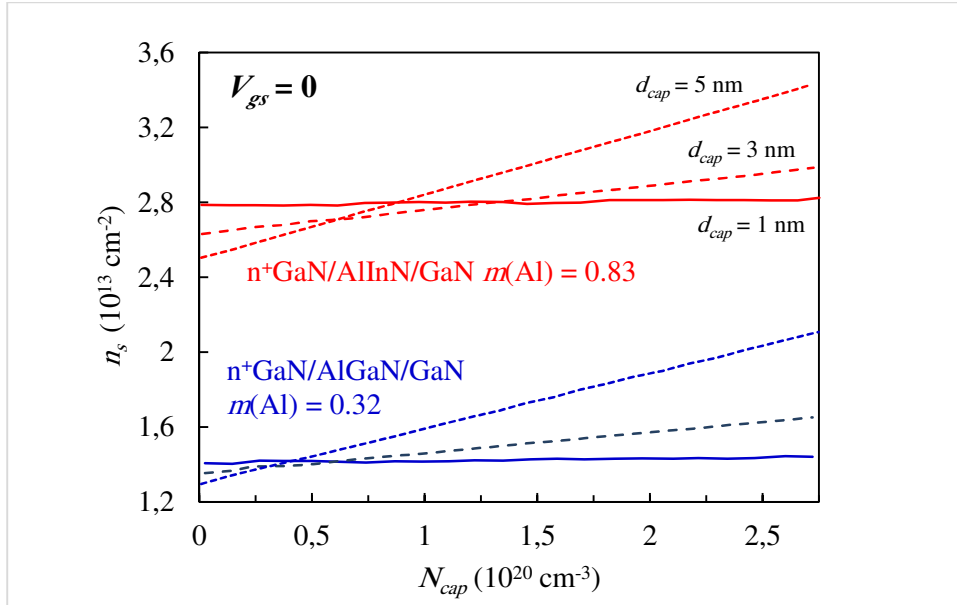


Figure.IV.8 Variation de la densité d'électrons 2DEG en fonction de la densité de dopage de cap GaN avec différentes épaisseurs de couche de cap GaN pour les structures A et B.

IV.2.1.2 La tension de seuil V_{th}

IV.2.1.2.1 Variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de la barrière

En première étape, nous avons étudié l'effet de la couche cap et son dopage sur la variation de la tension de seuil V_{th} en fonction de l'épaisseur de la barrière des structures A et B à $V_{gs} = 0$. Cet effet est représenté dans la figure IV.9a. On remarque que la tension de seuil V_{th} diminue à des valeurs plus négatives pour des barrières plus épaisses et en particulier pour la structure B. On constate que, nos résultats de simulation utilisant le modèle développé est en bon accord avec les données (cercles ouverts sur la figure IV.9a) extraites de [IV.9] pour des structures en absence de couches cap. En seconde étape, notre étude est basée sur l'effet de l'épaisseur de la couche $n^+ \text{ GaN}$ sur la tension de seuil. On constate, que la tension de seuil V_{th} diminue à des valeurs plus négatives lorsque la couche de cap GaN dopée n^+ devient plus épaisse (figure IV.9b).

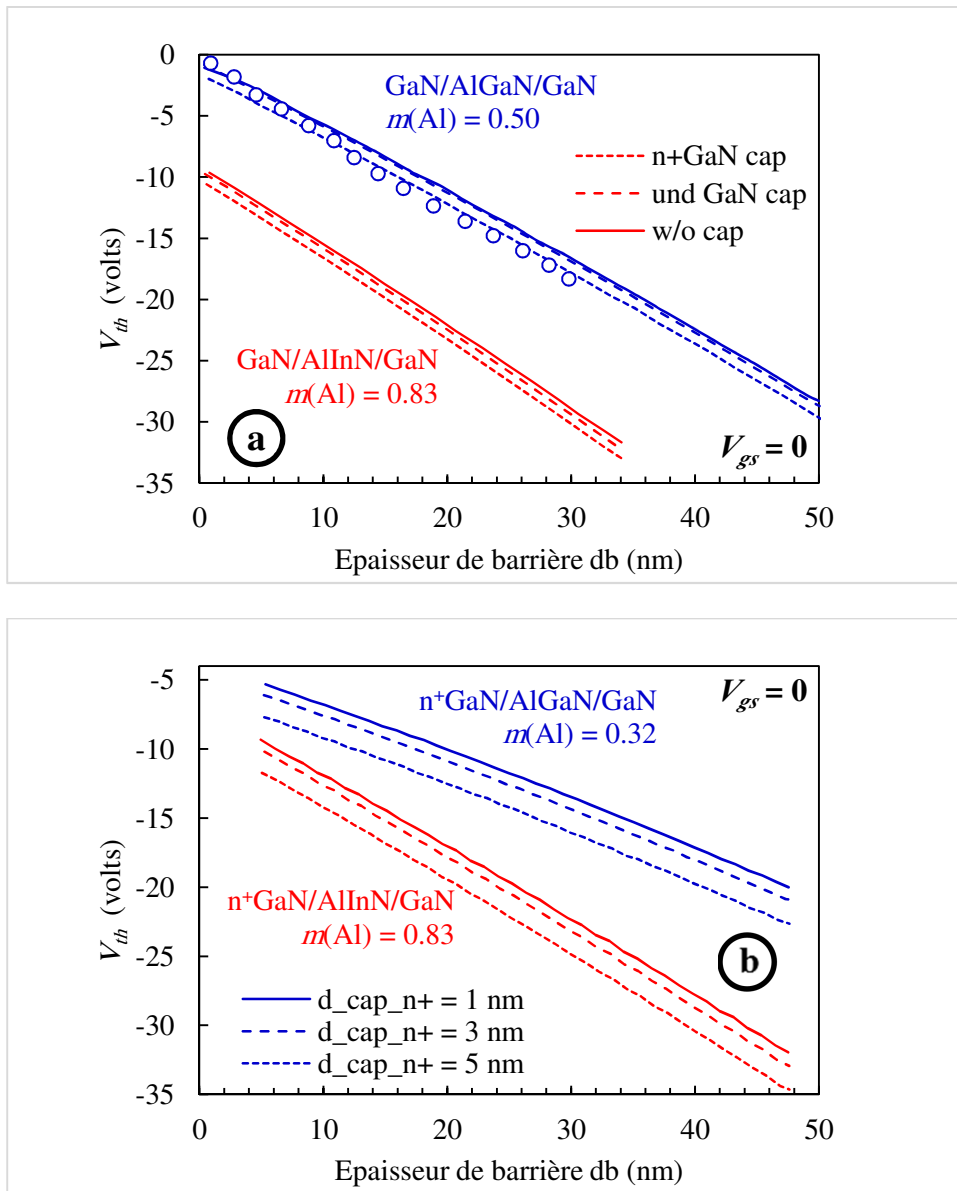


Figure IV.9 Variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de la barrière pour les structures A et B: (a) avec cap GaN non dopé, cap n⁺GaN dopé et sans cap GaN (l'épaisseur du cap est de 3 nm) - les cercles ouverts sont des données extraites de [IV.9]; (b) avec différentes valeurs d'épaisseur de la couche de cap GaN n⁺dopée.

IV.2.1.2.2 Variation de la tension de seuil en fonction de la densité de dopage de la couche cap GaN

La figure IV.10 montre l'effet de la variation de la tension de seuil en fonction de la densité de dopage de la couche cap GaN avec différentes épaisseurs de couche de cap GaN. On remarque aussi que, la tension de seuil V_{th} diminue à des valeurs plus négatives lors de l'augmentation de la densité de dopage N_{cap} . En plus, ce comportement est observé quand l'épaisseur de couche de cap GaN augmente. Par exemple, dans la structure A où l'épaisseur

de la couche cap $d_{cap} = 5$ nm, V_{th} diminue de -10.24 V sans dopage de la couche cap ($N_{cap}=0$) à -16.74 V et $N_{cap} = 2,75 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

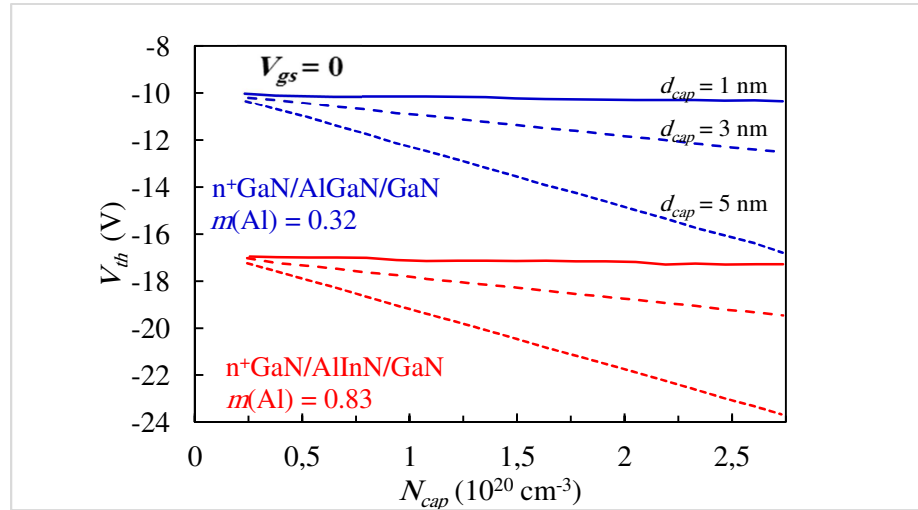


Figure IV.10 Variation de la tension de seuil en fonction de la densité de dopage de cap GaN avec différentes épaisseurs de couche de cap GaN pour les structures A et B.

IV.2.1.3 Les caractéristiques courant-tension $I_{ds}(V_{ds})$

IV.2.1.3.1 Courant drain-source en fonction de la tension drain-source avec différents tension grille-source V_{gs} sans cap GaN

Les figures IV.11 (a) et (b) illustrent la variation du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour différentes tensions grille-source V_{gs} sans cap GaN.

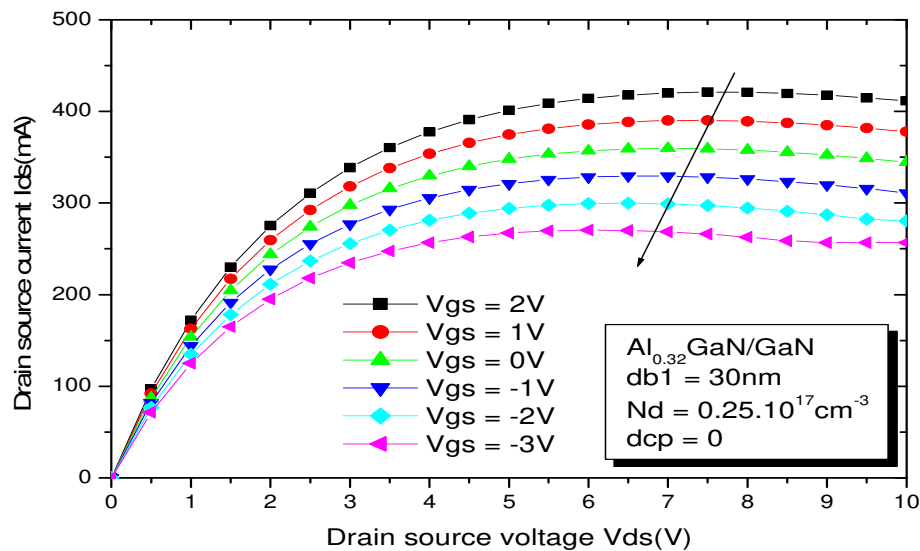


Figure IV.11(a) Courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} pour différents tension grille-source V_{gs} des structures $\text{Al}_{0.32}\text{GaN/GaN}$ sans cap GaN.

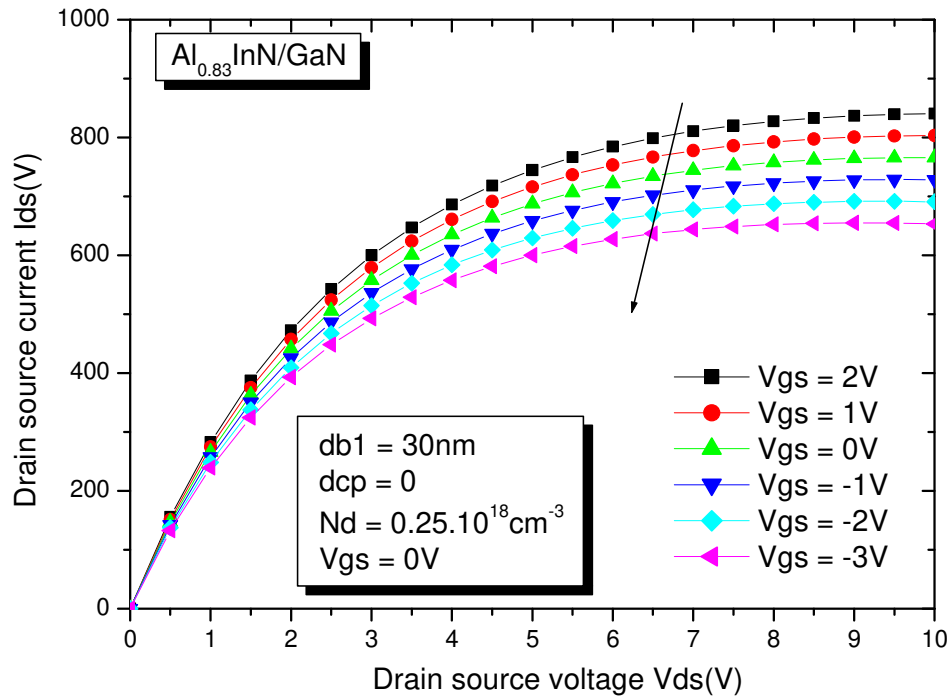


Figure IV.11 (b) Courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} pour différents tension grille-source V_{gs} de la structure $Al_{0.83}InN/GaN$ sans cap GaN.

Nous pouvons observer sur la Figure IV.11 que le courant I_{ds} augmente avec la tension appliquée V_{gs} et on remarque deux régimes distincts du courant I_{ds} : un régime dit «linéaire» ou ohmique, dans lequel le courant de drain I_{ds} croît avec la tension appliquée V_{ds} , et un régime dit «saturé» où le courant de drain I_{ds} est sensiblement constant et indépendant de la tension V_{ds} appliquée. Cette saturation est principalement due au pincement du canal en sortie de grille et complété par la saturation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique [IV.10].

IV.2.1.3.2 Courant drain-source en fonction de la tension drain-source avec cap non dopé, n +-dopé et sans cap GaN

La figure IV.12 montre la variation du courant de drain drain-source en fonction de la tension drain-source. On remarque que le courant de drain est plus intense dans la structure B et que la présence de la couche cap de GaN non dopée fait diminuer le courant dans les structures A et B. Cela peut s'expliquer par la réduction de la densité d'électron 2DEG en raison des charges de polarisation négative supplémentaires formées à l'interface entre GaN et Al(Ga, In)N. De plus, on aperçoit que le courant de drain augmente linéairement avec de petites valeurs de V_{ds} puis sature à des V_{ds} plus élevés en raison de la densité de charge

d'électron très élevée, résultant d'une grande discontinuité de la bande de conduction et d'une forte effet de polarisation. De même, on remarque que nos résultats sont en bon accord avec les résultats publiés dans [IV.4, IV.11], même si la densité de dopage N_d dans les transistors étudiés en [IV.4] et [IV.11] est différente.

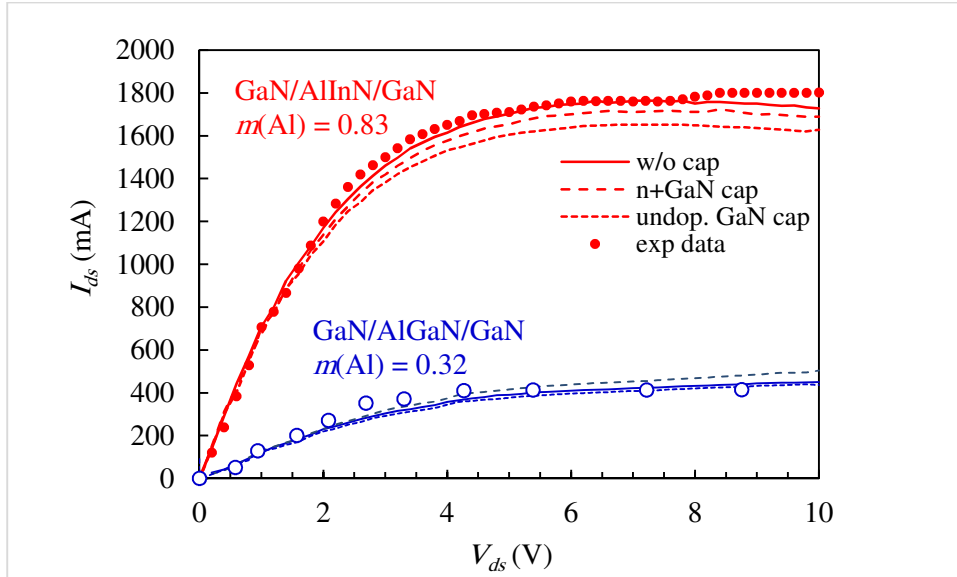


Figure IV.12 Courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour les structures A ($N_d = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $db = 14 \text{ nm}$, $u = 1040 \text{ cm}^2/\text{V.s}$) et B ($N_d = 4,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $u = 1617 \text{ cm}^2/\text{V.s}$) avec cap non dopé, n^+ dopé et sans cap GaN à une tension $V_{gs} = 0 \text{ V}$. Les cercles sont des données extraites de [IV.4] (cercles pleins) et de [IV.11] (cercles ouverts).

IV.2.1.4 La conductance de drain $g_{ds}(V_{ds})$

IV.2.1.4.1 Variation de la conductance drain-source g_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds}

L'effet de la couche de cap de GaN sur la conductance drain-source est représenté dans la figure IV.13. La conductance du drain diminue en augmentant la tension de polarisation du drain et devient plus petite, de plus, la vitesse des électrons augmente progressivement puis sature [IV.12].

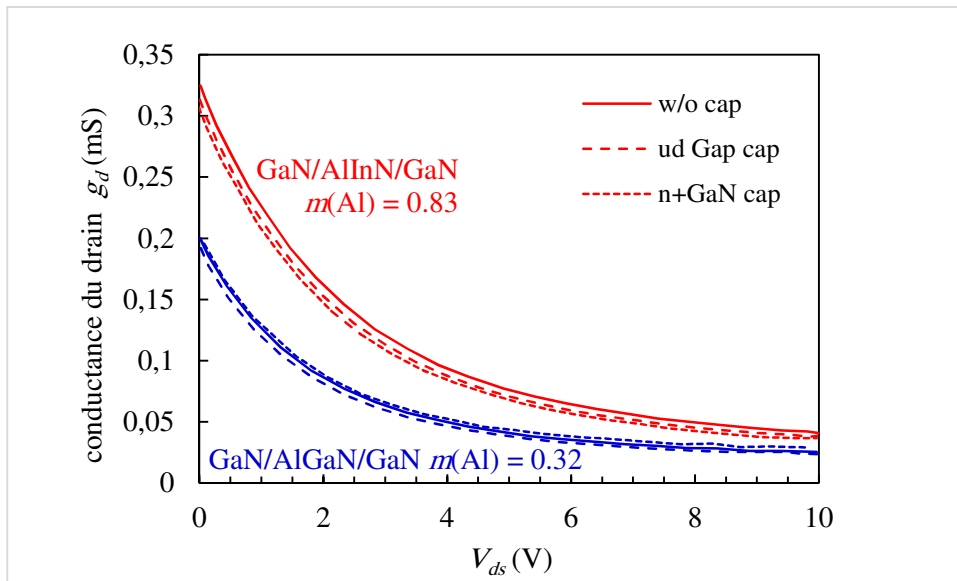


Figure IV.13 Variation de la conductance drain-source g_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} sans et avec couche de cap GaN non dopée et n +GaIn dopée Pour les deux structures A et B, la tension de grille-source est $V_{gs} = 0$ V.

IV.2.2 Performance électrique des HEMTs Structure A et B avec l'effet thermique et l'auto-échauffement

IV.2.2.1 Dépendance du courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} sans cap GaN pour différentes températures

Comme déjà expliqué dans le chapitre III, les effets thermiques et l'auto-échauffement entraînent une dégradation des performances des HEMTs. La figure IV.14 présente les caractéristiques I_{ds} - V_{ds} des structures A et B, sans cap layer de GaN sans et avec l'effet thermique et l'auto-échauffement, pour trois températures différentes, à savoir 300 K (Fig.IV.14a), 375 K (Fig.IV.14b) et 425 K (Fig.IV.14c). Dans tous les cas, les effets thermiques et l'auto-échauffement font diminuer fortement la valeur du courant drain-source [IV.13]. À des valeurs plus élevées de la tension drain-source, elles conduisent à une résistance négative, ce phénomène est plus important dans la structure B que dans la structure A. L'augmentation de la température réduit le courant de drain, lorsque l'auto-échauffement est envisagé ou non pour les deux structures A et B. Par exemple dans la structure B, sous une polarisation $V_{ds}=10$ V, I_{ds} diminue de ~ 728 mA à 300 K à ~ 663 mA à 425 K.

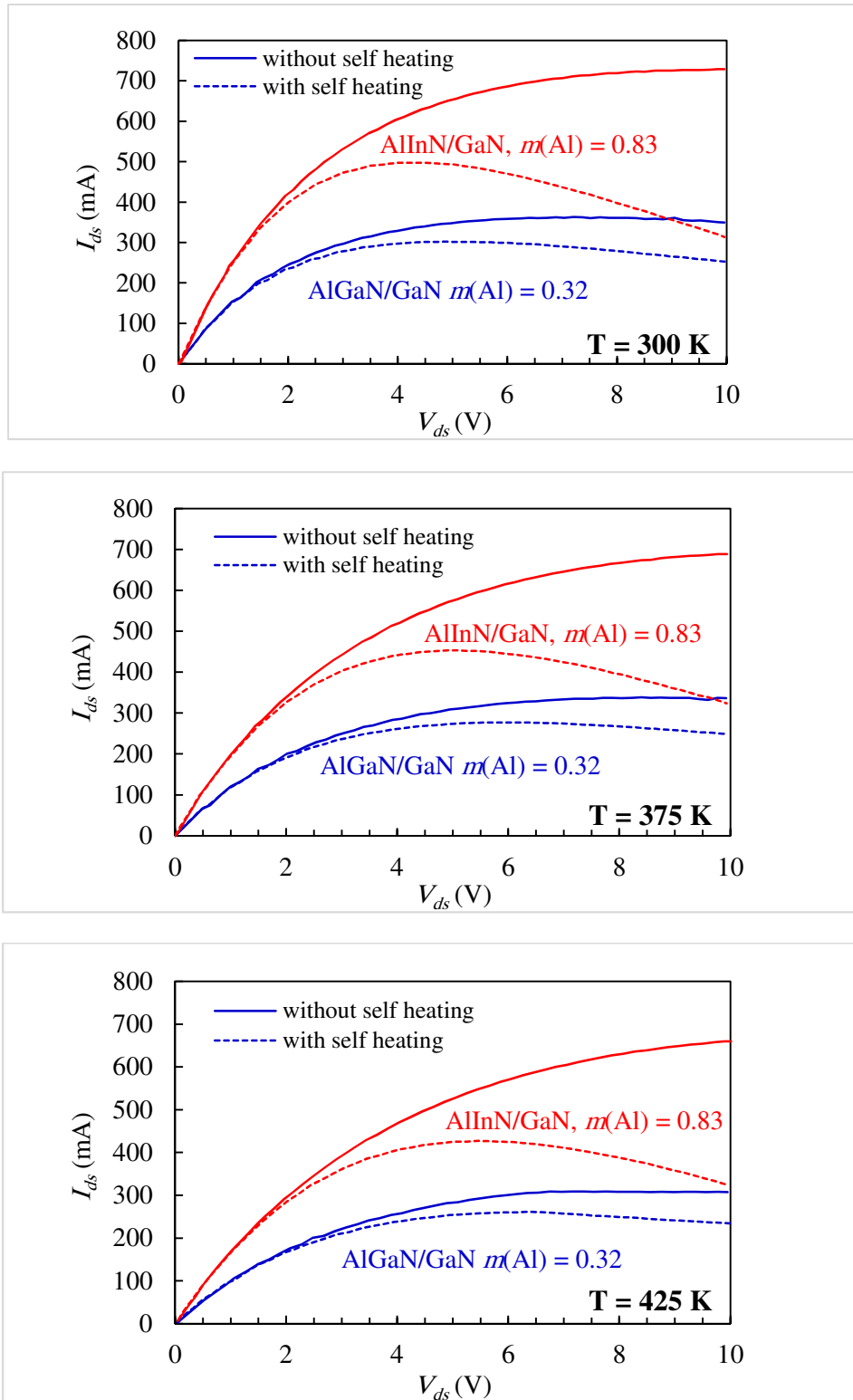


Figure IV.14 Dépendance du courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} sans cap GaN à $V_{gs} = 0$ V, y compris l'effet thermique et avec ou sans l'auto-échauffement pour les structures A et B. Les températures sont respectivement $T = 300$, 375 et 425 K.

IV.2.2.2 Dépendance du courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} avec et sans cap GaN pour différentes températures

Les figures IV.15 (a),(b) et (c), illustrent la dépendance du courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} avec et sans cap GaN pour les températures 300,375 et 425K respectivement. On remarque que l'ajout d'une couche cap GaN fait diminuer le courant I_{ds} . De même l'augmentation de la température fait diminuer aussi le courant I_{ds} .

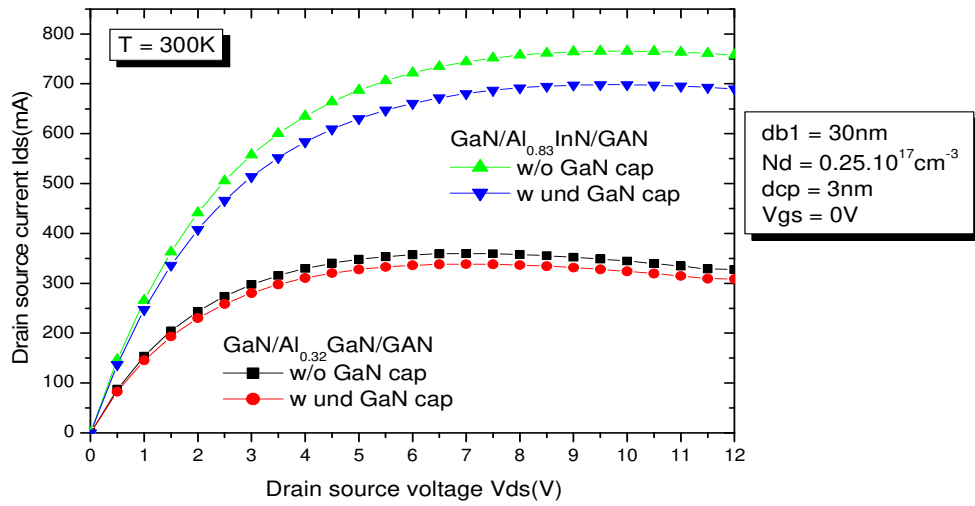


Figure IV.15 (a) courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} avec et sans cap GaN pour $T=300K$.

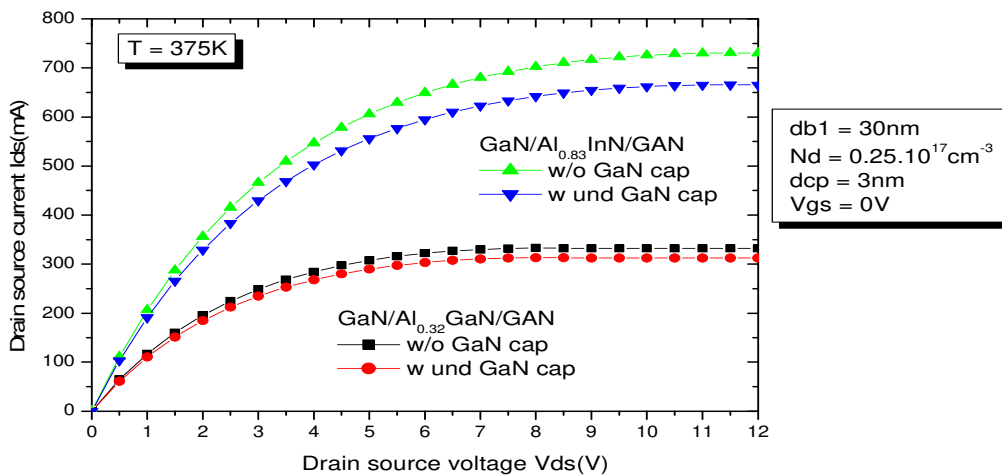


Figure .IV.15 (b) courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} avec et sans cap GaN pour $T=375K$.

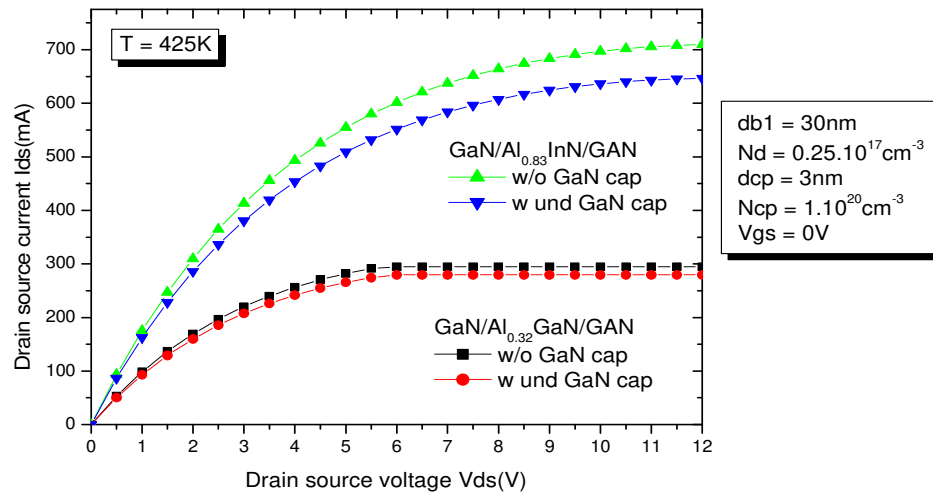


Figure IV.15 (c) courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} avec et sans cap GaN pour $T=425K$.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de simulation, faite en utilisant un programme sous environnement Visual Basic, des performances électriques des transistors HEMTs GaN/Al(Ga,In)N/GaN obtenus en étudiant différents paramètres physiques et technologiques tels que, l'épaisseur de cap GaN, sans dopage. Les caractéristiques I-V, la tension de seuil et la conductance de drain en comparant les deux structures n^+ GaN/AlGaInN/GaN et n^+ GaN/AlInN/GaN, en incluant les effets de polarisation spontanée et piézoélectrique. L'influence de l'effet thermique sur une large plage de températures (300-475 K) et l'effet d'auto-échauffement sur les caractéristiques I-V ont été étudiée. On remarque que nos résultats sont en bon accord avec les données publiées dans la littérature.

Bibliographie Chapitre IV

- [IV.1] L. Yang, W. Mao, Q. Yao, Q. Liu, X. Zhang, J. Zhang, and Y. Hao, « *Temperature effect on the submicron AlGa_N/Ga_N Gunn diodes for terahertz frequency*, » *J. Appl. Phys.*, vol. 109, pp. 024503, 2011.
- [IV.2] R. T. Green, I. J. Luxmoore, K. B. Lee, P. A. Houston, F. Ranalli, T. Wang, P. J. Parbrook, M. J. Uren, D. J. Wallis and T. Martin, « *Characterization of gate recessed Ga_N/AlGa_N/Ga_N High electron mobility transistors fabricated using a SiCl₄/SF₆ dry etch recipe*, » *J. Appl. Phys.*, vol.108, pp. 013711, 2010.
- [IV.3] S. Heikman, S. Keller, Y. Wu, J. S. Speck, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, « *Polarization effects in AlGa_N/Ga_N and Ga_N/AlGa_N/Ga_N heterostructures*, » *J. Appl. Phys.*, vol. 93, pp. 10114-10118, 2003.
- [IV.4] S. Guo, X. Gao, D. Gorka, J. W. Chung, H. Wang, T. Palacios, A. Crespo, J. K. Gillespie, K. Chabak, M. Trejo, V. Miller, M. Bellot, G. Via, M. Kossler, H. Smith, and D. Tomich, « *AlInN HEMT grown on SiC by metal organic vapor phase epitaxy for millimeter-wave applications*, » *Phys. Status Solidi A*, vol. 207, 1348-1352, 2010.
- [IV.5] Y. C. Kong, Y. D. Zheng, C. H. Zhou, S. L. Gu, R. Zhang, P. Han, Y. Shi, and R. L. Jiang, « *Two-dimensional electron gas densities in AlGa_N/AlN/Ga_N heterostructures*, » *Appl. Phys. A*, vol. 84, pp. 95-98, 2006.
- [IV.6] A. Bellakhdar, A. Telia, and J.-L. Coutaz, « *An Analytical Model for the Current Voltage Characteristics of Ga_N-capped AlGa_N/Ga_N and AlInN/Ga_N HEMTs Including Thermal anSelf-heating Effects* », *International Journal of Electrical and Computer Engineering (IJECE)* Vol 10, N°2 April 2020, pp. 1791~1804 ISSN: 2088-8708, DOI:10.11591/ijece.v10i2.pp1791-1804.
- [IV.7] F. M. Yigletu, S. Khandelwal, T. A. Fjeldly, and B. Iñiguez, « *Compact Charge-Based Physical Models for Current and Capacitances in AlGa_N/Ga_N HEMTs*, » *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, pp. 3746-3752, 2013.
- [IV.8] M. S. Islam, A. Ahad, H. Ahmed, and S. Islam, « *Comparative Study Between AlGa_N/Ga_N and AlInN/Ga_N High Electron Mobility Transistors*, » *Int. J. Math. Computers in Simul.*, vol. 11, pp. 106-109, 2017.
- [IV.9] R. Aggarwal, A. Agrawal, M. Gupta, and R. S. Gupta, « *Analytical performance evaluation of AlGa_N/Ga_N metal insulator semiconductor heterostructure field effect transistor and its comparison with conventional HFETs for high power microwave applications*, » *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 50, pp. 331-338, 2008.
- [IV.10] Olivier Pajona, « *Transistors HEMT métamorphiques sur substrat GaAs pour applications de télécommunications à très haut débit : mesures statiques et dynamiques pour intégration des effets parasites dans des modèles* » Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, le 29 mai 2006
- [IV.11] W. S. Chen, S. J. Chang, Y. K. Su, R. L. Wang, C. H. Kuo, and S. C. Shei, « *Al_xGa_{1-x}*

xN/GaN heterostructure field effect transistors with various Al mole fractions in AlGaN barrier, » J. Crystal Growth, vol. 275, pp. 398-403, 2005.

- [IV.12] Telia, A. ; Bellakhdar, A. ; Semra, L. ; Soltani, A., “Strain relaxation and thermal effects on the drain conductance in AlGaN/GaN HEMTs,” Electronics, Communications and Photonics Conference (SIECPC), 2013 Saudi International, 27-30 April 2013, Riyadh, KSA, Print ISBN: 978-1-4673-6196-5
- [IV.13] Bellakhdar Aissa, A. Telia , L. Semra and A. Soltani, “The thermal effect on the output conductance in AlGaN/GaN HEMT’s,” International Conference on Microelectronics (ICM) ICM2012, Algiers 17-20 december 2012, Print ISBN: 978-1-4673-5292-5

Conclusion générale

Cette thèse a pour objectif l'étude, la modélisation et la simulation des phénomènes électriques en tenant compte des effets thermiques dans les composants de puissance « HEMTs » à base des hétérostructures AlGaN/GaN et AlInN/GaN en vue de prévoir les performances du composant HEMT en termes de puissance hyperfréquence. Cette étude a permis de contribuer au développement d'un modèle analytique qui tient compte des différents paramètres physiques et technologiques et de l'influence de l'effet thermique.

En première étape, nous avons présenté les propriétés physiques essentielles du nitrure de gallium GaN, en mettant l'accent tout particulièrement sur les polarisations spontanée et piézoélectrique, sa grande bande d'énergie interdite, sa stabilité thermique ainsi que sa vitesse de saturation élevée, et son application dans un transistor HEMT AlGaN/GaN. En seconde partie, une étude comparative des propriétés électriques entre les hétérostructures AlGaN/GaN et AlInN/GaN a été présentée.

Un modèle analytique à une dimension (1D) de la tension de seuil V_{th} a été développé et ses avantages ont été également montrés de manière à permettre d'étudier l'influence de la couche cap de GaN sur les propriétés électriques des structures GaN/AlGaN/GaN et GaN/AlInN/GaN et prévoir leurs performances. Ce modèle est basé sur la solution explicite de l'équation de Poisson (1D) dans lequel les expressions analytiques pour le calcul de la densité électronique dans le canal 2DEG n_s en fonction de la tension appliquée V_{gs} ; $n_s=f(V_{gs})$. Les paramètres de la structure étudiée sont calculés prenant en compte l'effet de charges de polarisations spontanées et piézoélectriques aux interfaces. L'effet de l'ajout de la couche cap de GaN sur la tension de seuil V_{th} , la densité d'électrons n_s et les caractéristiques I-V a été étudié en prenant en considération de l'effet thermique et de l'effet d'auto-échauffement sur les caractéristiques électriques.

Les résultats de simulation des performances électriques des transistors HEMTs GaN/Al(Ga,In)N/GaN obtenus avec différents paramètres physiques et technologiques tels que, l'épaisseur de cap GaN, son dopage, les caractéristiques I-V, la tension de seuil et la conductance de drain, selon le modèle développé ont été présentés. La simulation des performances électriques est faite en utilisant des programmes que nous avons réalisés sous environnement Visual Basic.

Nous avons étudié les structures $n\text{-GaN/AlGaN/GaN}$ et $n\text{-GaN/AlInN/GaN}$. Cette étude nous permettra de comparer les performances des dispositifs HEMTs, ayant des structures similaires, formés avec des couches donneuses AlGaN et AlInN. L'effet du dopage de la couche cap « GaN », l'influence de l'effet thermique sur une large plage de températures (300-475 K) et l'effet d'auto-échauffement sur les caractéristiques I-V ont été étudiés. Des charges induites par polarisation spontanée et piézoélectrique ont également été considérées.

Afin de valider le modèle analytique développé, nous avons présenté les résultats obtenus sur deux structures de type $\text{GaN}/\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ et $\text{GaN}/\text{Al}_m\text{In}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ où « m » est la fraction molaire d'aluminium.

- Structure notée **A** : $\text{GaN}/\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{N}/\text{GaN}$ (m=0.32)

- Structure notée **B** : $\text{GaN}/\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{GaN}$ (m=0.83)

Les fractions molaires de l'aluminium dans la structure A et B ont été choisis afin de comparer les résultats de simulations obtenues aux mesures des données trouvées dans la littérature.

Nos résultats indiquent que le dépôt d'une couche de cap GaN non dopée sur le dessus d'Al(Ga, In)N/GaN réduit la densité de charge électronique, proportionnellement à l'épaisseur de la couche de cap GaN, et fait diminuer le courant de drain. Le dopage n+ de la couche cap en GaN conduit à des effets similaires mais plus prononcés et la densité de charge électronique devient plus élevée. Nos résultats montrent une amélioration de la concentration de charge électronique dans la structure n+ GaN/AlInN/GaN par rapport à celle n+ GaN/AlGaN/GaN. Cette amélioration est attribuée à un meilleur confinement des électrons dans le canal en raison du champ électrique résultant d'une charge de polarisation spontanée plus élevée à l'hétéro-interface n+ GaN/AlInN/GaN et à une discontinuité de bande de conduction plus importante formée à la même interface, par rapport à n+GaN/AlGaN/GaN. Les performances de HEMT sont fortement dégradées par les effets d'auto-échauffement et thermiques, plus en GaN/Al_{0.83}In_{0.17}/GaN qu'en GaN/Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN. Le courant de drain saturé diminue significativement lorsque la température s'élève au-dessus de la température ambiante de 300 K à 425 K dans les deux structures A et B. De plus, l'effet d'auto-échauffement influence fortement les caractéristiques $I_{ds}\text{-}V_{ds}$. En particulier, le courant de drain à une tension de drain plus élevée devient plus faible et un effet de résistance négative peut se produire.

En conclusion, les HEMT n^+ GaN/AlInN/GaN présentent de meilleures performances, notamment lorsqu'ils sont recouverts d'une fine couche de cap GaN fortement dopée, même lorsque les effets d'auto-échauffement et thermiques sont pris en compte. Les perspectives de ce travail, consistent en une amélioration de ce modèle, par un modèle physico-thermique 2D de la densité « n_s » incluant les effets de pièges.

ملخص

تقدم نموذجًا تحليليًا لخصائص I-V لـ AlGaN / GaN و AlInN / GaN (HEMT) والترانزستورات العالية الحركية للإلكترونات. تركز دراستنا على تأثير طبقة غطاء GaN ، والتأثيرات الحرارية والتسخين الذاتي لهذه الترانزستورات. تم دمج الاستقطابات التلقائية والكهروضغطية في الواجهات البينية ، لـ Al (Ga,In)N / GaN و GaN / Al (Ga,In)N في التحليل. مما يجعل نموذجنا مطابق للعديد من البيانات المنشورة .

تشير نتائجنا إلى أن طبقة غطاء GaN تقلل من كثافة الإلكترونات لغاز الإلكترون ثنائي الأبعاد 2DEG، مما يؤدي إلى انخفاض في تيار التصريف ، وأن طبقة غطاء GaN المنشطة بـ n توفر كثافة إلكترونات أعلى. من الطبقة الغير منشطة. في GaN / AlInN / GaN HEMTs ، يكون تركيز الإلكترونات أعلى منه في GaN / AlGaN / GaN HEMTs ، بسبب ارتفاع شحنة الاستقطاب التلقائي وترشح نطاق التوصيل في الواجهة البينية لطبقة الركيزة Al (Ga,In)N/ الحاجز . يتدهور أداء HEMT بشدة من خلال التسخين الذاتي والتأثيرات الحرارية ، أكثر في الهيكل (B) GaN / Al_{0.83}In_{0.17}N / GaN منه في GaN / Al_{0.32}Ga_{0.68}N / GaN (الهيكل A) حيث ينخفض تيار التصريف المشبع بشكل ملحوظ عندما ترتفع درجة الحرارة فوق درجة الحرارة المحيطة من 300 كلفن إلى 425 كلفن في كل من الهياكل A و B. بالإضافة إلى ذلك ، يؤثر تأثير التسخين الذاتي بقوة على خصائص Ids-Vds على وجه الخصوص ، يصبح تيار التصريف عند جهد تصريف أعلى، أضعف وقد يحدث تأثير مقاومة سلبية. في الختام، يظهر GaN / AlInN / GaN HEMTs أداء أفضل ، خاصة عندما تكون مغطاة بطبقة رقيقة من غطاء GaN عالي التنشيط ، حتى عندما نأخذ في الاعتبار التسخين الذاتي والتأثيرات الحرارية.

كلمات رئيسية: غطاء GaN ، GaN / AlGaN / GaN ، GaN / AlInN / GaN ، HEMT ، تأثير التسخين الذاتي

RESUME

Nous présentons un modèle analytique des caractéristiques I-V des transistors à haute mobilité électronique AlGaN / GaN et AlInN / GaN (HEMT). Notre étude se concentre sur l'influence d'une couche de cap GaN, et des effets thermiques et auto-échauffants. Des polarisations spontanées et piézoélectriques aux interfaces Al (Ga, In) N / GaN et GaN / Al (Ga, In) N ont été incorporées dans l'analyse. Notre modèle permet d'ajuster plusieurs données publiées. Nos résultats indiquent que la couche de cap GaN réduit la densité électronique du gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG), conduisant à une diminution du courant de drain, et que la couche de cap GaN dopé n + fournit une densité d'électron plus élevée que celle non dopée. Dans les HEMT n +

GaN / AlInN / GaN, la concentration d'électron est plus élevée que dans les HEMT n + GaN / AlGaN / GaN, en raison de la charge de polarisation spontanée plus élevée et de la discontinuité de la bande de conduction à l'interface substrat / couche barrière.

Les performances de HEMT sont fortement dégradées par les effets d'auto-échauffement et thermiques, plus en GaN / Al_{0.83}InN_{0.17} / GaN (structures B) qu'en GaN / Al_{0.32}Ga_{0.68}N / GaN (structures A). Le courant de drain saturé chute de manière significative lorsque la température s'élève au-dessus de la température ambiante de 300 K à 425 K dans les deux structures A et B. De plus, l'effet d'auto-échauffement influence fortement les caractéristiques Ids-Vds. En particulier, le courant de drain à une tension de drain plus élevée devient plus faible et un effet de résistance négatif peut se produire.

En conclusion, les HEMT n + GaN / AlInN / GaN présentent de meilleures performances, notamment lorsqu'ils sont recouverts d'une fine couche de cap GaN fortement dopée, même lorsque les effets d'auto-échauffement et thermiques sont pris en compte.

Mots clés: Cap GaN, GaN / AlGaN / GaN, GaN / AlInN / GaN, HEMT, Effet auto-échauffant

ABSTRACT

We present an analytical model for the I-V characteristics of AlGaN/GaN and AlInN/GaN high electron mobility transistors (HEMT). Our study focuses on the influence of a GaN capping layer, and of thermal and self-heating effects. Spontaneous and piezoelectric polarizations at Al(Ga,In)N/GaN and GaN/Al(Ga,In)N interfaces have been incorporated in the analysis. Our model permits to fit several published data. Our results indicate that the GaN cap layer reduces the sheet density of the two-dimensional electron gas (2DEG), leading to a decrease of the drain current, and that n +-doped GaN cap layer provides a higher sheet density than undoped one. In n + GaN/AlInN/GaN HEMTs, the sheet carrier concentration is higher than in n + GaN/AlGaN/GaN HEMTs, due to the higher spontaneous polarization charge and conduction band discontinuity at the substrate/barrier layer interface. HEMT's performances are greatly degraded in by self-heating and thermal effects, more in GaN/Al_{0.83}InN_{0.17}/GaN (structures B) than in GaN/Al_{0.32}Ga_{0.68}N /GaN

(structures A). The saturated drain current drops significantly when the temperature rises above room temperature from 300 K to 425 K in both structures A and B. Furthermore, the self-heating effect strongly influences the I_{ds} - V_{ds} characteristics. Especially, the drain current at higher drain voltage becomes weaker and a negative resistance effect may arise.

In conclusion, n^+ GaN/AlInN/GaN HEMTs exhibit better performance, especially when covered with a thin highly-doped capping layer, even when self-heating and thermal effects are taken into account.

Keywords: GaN cap, GaN/AlGaN/GaN, GaN/AlInN/GaN , HEMT ,Self-heating effect