

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان

Université Aboubakr Belkaïd - Tlemcen -

Faculté de TECHNOLOGIE



THESE

Présentée pour l'obtention du **grade** de **DOCTEUR EN SCIENCES**

En : Electronique

Spécialité : Microélectronique

Par : BELARBI Abdelmalik

Sujet

Simulation et contribution à l'amélioration de la structure d'un DHFET à base de matériaux binaires-ternaires innovants (B,Ga,Al,In)N.

Soutenue publiquement, le 11 / 04 / 2019, devant le jury composé de :

Mr. GHAF FOUR Kheireddine	Professeur	Univ. Tlemcen	Président
Mr. HAMDOUNE Abdelkader	Professeur	Univ. Tlemcen	Directeur de thèse
Melle BENSEDDIK Nadia	MCA	Univ. Sidi Bel Abbes	Examineur 1
Mr. BENALLAL Rafik	Professeur	ESSA. Tlemcen	Examineur 2
Mme. BOUAZZA-GUEN Ahlem	Professeure	Univ. Tlemcen	Examineur 3

NB : les membres du jury doivent être classés conformément au P.V de l'autorisation de soutenance

Remerciement

Nous remercions ALLAH le tout puissant l'omnipotent, pour le courage, la volonté et la patience pour mener à terme mon travail.

*Je tiens à remercier sincèrement le directeur de cette thèse Monsieur **Abdelkader HAMDOUNE** Professeur à l'université Abou-Bekr-Belkaid Tlemcen. Je lui exprime mes vifs remerciements pour l'aide constante durant la préparation de ce travail et ses conseils ; l'enthousiasme qu'il a su me communiquer et ses compétences scientifiques et humaines m'ont permis d'accomplir mon travail dans les meilleures conditions. J'avoue que j'ai eu le plaisir de travailler avec lui.*

*Je tiens à exprimer mes lus sincères remerciements à Monsieur **GHAFFOUR Kheireddine** professeur à l'université Abou-Bekr Belkaid Tlemcen qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.*

*J'adresse mes sincères remerciements à Melle **BENSEDDIK Nadia** maitre de conférence à l'université de Sidi Bel Abbes d'avoir accepté d'examiner ce travail.*

*Je tiens à remercier Monsieur **BENALLAL Rafik** professeur à l'école supérieure en science appliquées d'avoir accepté d'examiner mon travail.*

*Mes respectueuses reconnaissances s'adressent également à Mme **BOUAZZA-GUEN Ahlem** professeur à l'université de Tlemcen d'avoir accepté d'examiner mon travail.*





Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à :


- *Mes très chers parents*
 - *Mes chers frères*
 - *Mes professeurs*
 - *Mes amis et mes collègues*
- 

Table des matières

Table des matière	I
Liste des figures	VIII
Liste des tableaux	XIV
Liste des abréviations	XVI
Introduction générale	1

Chapitre 1 : Composés binaires et ternaires nitrurés

1.1 Matériaux nitrurés	4
1.1.1 Introduction	4
1.1.2 Structure cristalline.....	4
1.1.3 Epitaxie et croissance	6
1.1.4 Polarisations	7
1.1.4.1 Polarisation piézoélectrique.....	8
1.1.4.2 Polarisation spontanée.....	8
1.1.5 Eléments d'intérêt.....	10
1.1.5.1 Gallium (Ga).....	10
1.1.5.2 Aluminium (Al).....	10
1.1.5.3 Indium (In)	10
1.1.5.4 Bore (B).....	11
1.1.5.5 Azote (N).....	11
1.1.6 Composés binaires nitrurés.....	11
1.1.6.1 Bref historique des nitrures	11
1.1.6.2 Nitrure de gallium.....	12
1.1.6.2.1 Introduction	12
1.1.6.2.2 Propriétés du nitrure de gallium	13
1.1.6.2.2.1 Propriétés électriques.....	13
1.1.6.2.2.2 Propriétés optiques	14
1.1.6.2.2.3 Propriétés thermiques	15
1.1.6.2.2.4 Propriétés chimiques	16

1.1.6.2.2.5 Domaines d'application de GaN	16
1.1.6.3 Nitrure d'aluminium.....	16
1.1.6.3.1 Introduction	16
1.1.6.3.2 Propriétés du nitrure d'aluminium.....	17
1.1.6.3.2.1 Propriétés électriques et optoélectroniques	17
1.1.6.3.2.3 Propriétés chimiques	19
1.1.6.4 Nitrure d'indium.....	20
1.1.6.4.1 Introduction	20
1.1.6.4.2 Propriétés du nitrure d'indium.....	21
1.1.6.4.2.1 Propriétés électriques et optoélectroniques	21
1.1.6.4.2.2 Propriétés thermiques	21
1.1.6.5 Nitrure de bore.....	22
1.1.6.5.1 Introduction	22
1.1.6.5.2 Propriétés du nitrure de bore	23
1.1.6.5.2.1 Propriétés électriques.....	23
1.1.6.5.2.2 Propriétés optiques	23
1.1.6.5.2.3 Propriétés thermiques	24
1.1.7 Composés ternaires nitrurés	24
1.1.7.1 Nitrure de gallium-aluminium $Al_xGa_{1-x}N$	24
1.1.7.1.1 Introduction	24
1.1.7.1.2 Variation du gap d' $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de la fraction de mole x (Al)	25
1.1.7.2 Nitrure de gallium-indium $In_xGa_{1-x}N$	26
1.1.7.2.1 Introduction	26
1.1.7.2.2 Variation du gap d' $In_xGa_{1-x}N$ en fonction de la fraction molaire x	27
1.1.7.3 Nitrure de gallium-bore $B_xGa_{1-x}N$	28
1.1.7.3.1 Introduction	28
1.1.7.3.2 Propriétés du B GaN.....	29
1.1.7.3.2.1 Variation du gap du $B_xGa_{1-x}N$ en fonction de la fraction molaire x	29

1.1.7.3.2.3 Propriétés optiques	31
1.1.8 Croissance des nitrures	32
1.1.8.1 Epitaxie en phase vapeur à partir d'hydruure (EPVH)	32
1.1.8.2 Epitaxie en phase vapeur organométallique (EPVOM).....	33
1.1.8.3 Epitaxie par jets moléculaires (EJM).....	34
1.1.9 Conclusion.....	35
 Chapitre 2 : Transistor à haute mobilité électronique	
2.1 Etude d'une hétérojonction	36
2.1.1 Introduction	36
2.1.2 Diagramme de bande d'une hétérojonction.....	37
2.1.3 Gaz électronique à deux dimensions (2DEG)	38
2.2 Transistors à effet de champ.....	39
2.2.1 Transistors JFET et MESFET.....	40
2.2.2 Transistor MOSFET	43
2.2.3 Transistor HEMT.....	44
2.2.3.1 Introduction.....	44
2.2.3.2 Structure physique d'un HFET	46
2.2.3.3 Paramètres physiques d'un transistor HEMT	47
2.2.3.3.1 Mobilité des porteurs	47
2.2.3.3.2 Densité surfacique du gaz d'électron.....	48
2.2.3.3.4 Principe de fonctionnement d'un HEMT.....	49
2.2.3.3.5 Dégradation des performance du HEMT	52
2.2.3.3.5.1 Effondrement du courant (Current collapse)	52
2.2.3.3.5.2 Mécanismes de tension de claquage	54
2.2.3.3.6 Zone de déplétion	56
2.2.3.3.7 Caractéristiques électriques	57

2.2.3.7.1 Caractéristiques statiques	57
2.2.3.8 Fonctionnement en fréquence	58
2.2.3.8.1 Fréquence de transition.....	58
2.2.3.8.2 Fréquence maximale d'oscillation.....	59
2.2.3.9 Fonctionnement en puissance	59
2.2.3.9.1 La puissance de sortie	59
2.2.3.10 Schéma électrique équivalent petit signal.....	59
2.2.3.10.1 Eléments intrinsèques.....	60
2.2.3.10.1.1 Transconductance	60
2.2.3.10.1.2 La conductance	61
2.2.3.10.1.3 Les capacités.....	61
2.2.3.10.1.4 Les résistances R_i ou R_{gs} et R_{gd}	62
2.2.3.10.2 Eléments extrinsèques	62
2.2.3.11 Contacts métalliques	62
2.2.3.12 Contacts ohmiques	62
2.2.3.13 Contacts Schottky.....	63
2.2.3.14 Champ de claquage	64
2.2.3.15 Claquage du canal	64
2.2.3.16 Problèmes de fiabilité	66
2.2.3.16.1 Effets d'auto-échauffement et d'électrons chauds	66
2.2.3.16.2 Dégradation du bord de la grille.....	68
2.2.3.16.3 Courant de fuite de la grille.....	68
2.2.3.17 Phénomènes de piège	69
2.2.3.17.1 Phénomène de Gate-lag.....	69
2.2.3.17.2 Phénomène de drain-lag	71
2.2.3.18 Substrats	73
2.2.3.18.1 Saphir	73

2.2.3.18.2 Carbure de silicium	74
2.2.3.18.3 Silicium (Si)	74
2.2.3.18.4 Substrats GaN et AlN	75
2.2.3.19 Avantages et inconvénients d'un transistor HFET	75
✓ Avantages	75
✓ Inconvénients	76
2.3. Conclusion	76
 Chapitre 3 : Résultats et discussions	
3.1 Introduction	77
3.1.1 Présentation du logiciel SILVACO	77
3.1.1.1 Equations de base des semi-conducteurs	78
3.1.1.2 Équation de Poisson	78
3.1.1.3 Équation de continuité des porteurs	79
3.1.1.4 Équation de transport	79
3.1.1.5 Présentation de l'outil ATLAS	80
3.1.1.6 L'ordre des commandes ATLAS	82
3.1.1.7 Modèles physiques	83
3.1.1.8 Modèle de mobilité	84
3.1.1.9 Modèle de génération-recombinaison des porteurs	85
3.1.1.10 Modèles statistiques des porteurs	85
3.1.1.11 Modèle d'ionisation par impact	85
3.1.1.12 Modèles de tunneling et modèles d'injection de porteurs	86
3.1.1.13 Méthode numérique	86
3.1.2 Résultats de la simulation	87
3.1.2.1 1 ^{ère} partie	87
3.1.2.1.1 Structure étudiée et paramètres physiques et géométriques	87
3.1.2.1.2 Structure simulée et le maillage	88

3.1.2.1.3 Le diagramme de bande d'énergie et les paramètres internes.....	90
3.1.2.1.4 Caractéristiques électriques.....	92
3.1.2.1.4.1 Caractéristique de sortie	92
3.1.2.1.4.2 Caractéristique de transfert.....	94
3.1.2.1.4.3 Tension de claquage	95
3.1.2.1.4.4 La transconductance	95
3.1.2.1.4.5 Le courant de fuite et le courant de commutation	96
3.1.2.1.4.6 Abaissement de barrière induit par drain (DIBL) et pente sous seuil	98
3.1.2.1.4.7 Auto-échauffement	99
3.1.2.1.4.8 Profil de la température	101
3.1.2.1.4.9 Potentiel électrique	102
3.1.2.1.4.10 Influence des paramètres physiques sur les performances du transistor	103
✓ Influence du dopage de la couche donneuse	103
✓ Influence du dopage de la couche active	104
✓ Influence du dopage de la couche back-barrier	105
3.1.2.1.4.11 Influence de paramètres géométriques sur les performances du transistor	106
✓ Influence de l'épaisseur de la couche donneuse.....	106
✓ Variation de la distance grille-source	107
3.1.2.1.4.12 Etude dynamique	108
✓ Fréquences de transition et d'oscillation maximale	108
3.1.2.1.4.13 Comportement transitoire	109
✓ Drain-Lag.....	109
✓ Gate-Lag	110
3.1.2.1.4.14 Conclusion.....	111
3.1.2.2 Deuxième partie	112
3.1.2.2.1 Structure étudiée et paramètres physiques et géométriques.....	112

3.1.2.2.2 Structure simulée et maillage	113
3.1.2.2.3 Diagramme de bande.....	114
3.1.2.2.4 Caractéristiques électriques.....	115
3.1.2.2.4.1 Caractéristique de sortie	115
3.1.2.2.4.2 Caractéristique de transfert.....	116
3.1.2.2.4.3 Transconductance	117
3.1.2.2.4.4 Courant de fuite de la grille et courants de commutation.....	118
3.1.2.2.4.5 Etude dynamique	120
3.1.2.2.4.6 Performance C-V	122
3.1.2.2.4.7 Conclusion	125
3.1.2.3 Troisième partie	126
3.1.2.3.1 Structure étudiée et paramètres physiques et géométriques.....	126
3.1.2.3.2 Structure simulée, maillage et diagramme de bande.....	127
3.1.2.3.3 Caractéristiques électriques.....	128
3.1.2.3.3.1 Caractéristique de sortie	128
3.1.2.3.3.2 Caractéristique de transfert.....	130
3.1.2.3.3.3 Transconductance	131
3.1.2.3.3.4 Courant de fuite et courants de commutation.....	132
3.1.2.3.3.5 Tension de claquage	133
3.1.2.3.3.6 Etude dynamique	134
3.2 Conclusion	137
Conclusion générale et perspectives	138
Bibliographie	141

Liste des figures

Figure 1.1: Structures cristallines possibles pour les semi-conducteurs III-V.....	5
Figure 1.2: Structure Wurtzite du nitrure de gallium (GaN) où a_0 et c_0 sont les paramètres de réseau	5
Figure 1.3: Représentation schématique des couches contraintes et non contraintes.....	7
Figure 1.4: Couches d'atomes donnant lieu à deux polarités différentes.....	9
Figure 1.5: Champ électrique généré par polarisation spontanée dans un échantillon de GaN relaxé sans aucune contrainte extérieure appliquée	9
Figure 1.6: Mobilité d'électrons en fonction de la concentration en électrons à 300 K, pour des échantillons réalisés par MOVPE et MBE.....	14
Figure 1.7: (a) Diagramme de bandes, et (b) diagramme de densité d'états calculés pour AlN 2H	18
Figure 1.8: Variation de l'énergie de gap dans l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la fraction molaire x	26
Figure 1.9: Énergie de bande interdite en fonction de la fraction molaire x dans l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	28
Figure 1.10: Énergie de gap en fonction des paramètres de maille avec représentation de composés nitrurés usuels.....	30
Figure 1.11: La résistivité électrique en fonction de la teneur en bore dans l'alliage $\text{B}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ à température ambiante.	31
Figure 1.12: Indice de réfraction en fonction de la teneur en bore dans les alliages B GaN et BAlN	32
Figure 1.13: Schéma synoptique d'un bâti d'épitaxie par EPVOM	34
Figure 1.14: Schéma synoptique d'un bâti d'épitaxie par EJM	35
Figure 2.1 : Les différents types d'hétérojonctions entre deux matériaux semi-conducteurs A et B ayant des énergies de bande interdite E_g^A et E_g^B	36
Figure 2.2(a) : Diagramme de bandes d'énergie des deux matériaux semi-conducteurs avant contact	37
Figure 2.2(b) : Diagramme de bandes d'énergie après contact des deux matériaux semi-conducteur (Hétérojonction).....	38
Figure 2.3 : Polarisation et charges dans les HEMT AlGaN / GaN	39
Figure 2.4 : Représentation schématique de la zone de charge d'espace (Z.C.E) d'un transistor JFET ou MESFET non polarisé	41

Figure 2.5 : Représentation schématique de la zone de charge d'espace (Z.C.E) d'un transistor JFET ou MESFET polarisé	42
Figure 2.6 : Caractéristique de sortie d'un transistor FET.....	42
Figure 2.7 : Coupe Schématique d'un transistor MOSFET à enrichissement non polarisé.....	43
Figure 2.8 : Coupe Schématique d'un transistor MOSFET à enrichissement à canal n polarisé	44
Figure 2.9 : Structure d'un transistor HFET	46
Figure 2.10 : Structure d'un transistor DH-FET	47
Figure 2.11 : Mécanisme interne d'un transistor HEMT AlGa _N /Ga _N	49
Figure 2.12 : Caractéristique de sortie d'un HEMT	50
Figure 2.13 : (a) : Transistor HEMT sans polarisation, les pièges de surface sont représentés par des cercles blancs, (b) : HEMT polarisé avec une tension négative sur la grille	53
Figure 2.14 : Transistor HEMT avec une couche de passivation	54
Figure 2.15 : Coupe transversale de la surface sous la grille d'un HEMT et représentation du pic de champ	55
Figure 2.16 : HEMT sous tension de pincement et de polarisation élevée sur le drain	57
Figure 2.17 : Caractéristique de sortie $I_{ds} = F(V_{ds})$ d'un HEMT	58
Figure 2.18 : Schéma équivalent d'un transistor FET	60
Figure 2.19 : Phénomène d'ionisation par impact suivie par l'effet d'avalanche à l'aide d'un diagramme de bandes d'un semiconducteur	65
Figure 2.20 : Représentation schématique du mécanisme d'ionisation par impact dans le canal	65
Figure 2.21. Coupe schématique d'un transistor HEMT décrivant la région de champ électrique élevé	67
Figure 2.22 : Description schématique du mécanisme gate-lag ; le premier mécanisme représente les piégeages de surface et le deuxième représente le piégeage sous la grille	70
Figure 2.23 : Caractéristiques I-V pulsées mesurées d'un HEMT à base de Ga _N /AlGa _N /Ga _N élaboré sur un substrat de SiC, illustrant l'effet de Gate-lag	70
Figure 2.24 : Représentation schématique du mécanisme drain-Lag	72
Figure 2.25 : Caractéristiques de sortie $I_{ds} = F(V_{ds})$ pulsées mesurées d'un HEMT Ga _N /AlGa _N /Ga _N sur substrat SiC, illustrant l'effet de drain-lag	72

Figure 3.1 : Fichiers d'entrées et de sortie d'ATLAS	81
Figure 3.2 : Ordre des groupes de commandes d'ATLAS avec leurs instructions	82
Figure 3.3 : Coupe schématique du DH-FET étudié	88
Figure 3.4 : Structure simulée du transistor DH-FET	89
Figure 3.5 : Maillage de la structure	90
Figure 3.6 : Diagramme de bande d'énergie	90
Figure 3.7 : La mobilité	91
Figure 3.8: Champ électrique dans le canal suivant l'axe X	91
Figure 3.9: Champ électrique interne suivant l'axe Y	92
Figure 3.10 : Le courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour différentes tensions grille-source	93
Figure 3.11 : Caractéristique de transfert	94
Figure 3.12: Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source à $V_{gs} = -3.8$ V	95
Figure 3.13 : Transconductance	96
Figure 3.14 : Courant de fuite de la grille	97
Figure 3.15 : Courant Ion, I_{off}	98
Figure 3.16 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension grille-source à $V_{ds} = 1.0$ et 2.0 V	99
Figure 3.17 : Phénomène d'auto-échauffement	100
Figure 3.18 : Distribution de la température en (a) 2D, et (b) 3D	101
Figure 3.19 : Potentiel en (a) : 2D et (b) : 3D	102
Figure 3.20 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour une tension grille-source nulle et différents dopages type n de la couche donneuse	103
Figure 3.21 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour une tension grille-source nulle et différents dopages type n de la couche active	104
Figure 3.22 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour une tension grille-source nulle et différents dopages de type n de la couche back-barrière ..	105
Figure 3.23 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour une tension grille-source nulle et différents dopage de type p de la couche back-barrière ...	106
Figure 3.24 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source à $V_{gs} = 0$ V, pour différentes épaisseurs de la couche donneuse	107
Figure 3.25 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source à $V_{gs} = 0$ V pour différentes distances grille-source	108

Figure 3.26 : Evolution du gain en courant et en puissance en fonction de la fréquence	109
Figure 3.27 : Temps de réponse de drain	110
Figure 3.28 : Temps de réponse de grille	111
Figure 3.29 : Coupe schématique du DH-FET étudié	112
Figure 3.30 : Structure simulée	113
Figure 3.31 : Maillage dans toute la structure	114
Figure 3.32 : Diagramme de bande	115
Figure 3.33 : L'évolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour une tension grille-source nulle et différentes concentrations d'indium (x) dans $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$..	116
Figure 3.34 : Evolution du drain-source en fonction de la tension grille-source pour une tension drain-source de 1.0 V	117
Figure 3.35 : Evolution de la transconductance en fonction de la tension grille-source pour une tension drain-source de 1.0 V	118
Figure 3.36 : Courant de fuite de la grille	119
Figure 3.37 : Courants de commutation I_{on} , I_{off}	120
Figure 3.38 : Evolution en fonction de la fréquence pour différentes concentrations d'indium dans la couche active (a) du gain en courant, et (b) du gain en puissance	121
Figure 3.39: Capacités grille-source (C_{gs}) en fonction de la tension grille-source à $V_{ds} = 1.0 \text{ V}$	123
Figure 3.40: Capacités grille-drain (C_{gd}) en fonction de la tension grille-source à $V_{ds} = 1.0 \text{ V}$	123
Figure 3.41 : Histogramme du courant de drain, de la transconductance et de la fréquence de coupure en fonction du contenu d'indium dans la couche active	124
Figure 3.42 : Coupe schématique du DG-HEMT	126
Figure 3.43 : Structure simulée	127
Figure 3.44 : Maillage	128
Figure 3.45 : Diagramme de bande	128
Figure 3.46 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour différentes tension grille-source	129
Figure 3.47 : Evolution du drain-source en fonction de la tension grille-source pour une tension drain-source de 1.0 V et 5.0 V	130
Figure 3.48 : La transconductance en fonction de la tension grille-source à $V_{ds} = 1.0 \text{ V}$...	132
Figure 3.49 : Courant de fuite de la grille	133
Figure 3.50 : Courants de commutation I_{on} , I_{off}	133

Liste des figures

Figure 3.51 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source à $V_{gs} = -2.8 \text{ V}$ 134

Figure 3.52 : Evolution du gain en courant et en puissance en fonction de la fréquence à $V_{ds} = 1.0 \text{ V}$ et $V_{gs} = 0.0 \text{ V}$ 135

Liste des tableaux

Liste des tableaux

Tableau 1.1: Variation de la conductivité thermique de l'AlN en fonction de la température.....	19
Tableau 1.2 : Conductibilité thermique de l'AlN en fonction du pourcentage massique d'oxyde d'yttrium	19
Tableau 2.1: Résumé des différentes propriétés des matériaux substrats utilisés pour les dispositifs GaN	73
Tableau 3.1 : Paramètres physiques et géométriques	88
Tableau 3.2 : Résultats de la simulation	111
Tableau 3.3 : Paramètres physiques et géométriques du DH-FET étudié	113
Tableau 3.4 : Energies des gaps d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ pour différentes fractions molaires x	113
Tableau 3.5 : Résultats obtenus	124
Tableau 3.6 : Paramètres physiques et géométrie	126
Tableau 3.7 : Résultats obtenus pour cette structure	135
Tableau 3.8 : Comparaison des résultats de l'étude statique avec l'état de l'art	136
Tableau 3.9 : Comparaison des résultats de l'étude dynamique avec l'état de l'art	136

Liste des abréviations

Liste des abréviations

Ga : Gallium

Al : Aluminium

In : Indium

B : Bore

N : Nitrure

GaN : Nitrure de Gallium

AlN : Nitrure d'Aluminium

InN : Nitrure d'Indium

BN : Nitrure de Bore

AlGaN : Nitrure de Gallium-Aluminium

InGaN : Nitrure de Gallium-Indium

BGaN : Nitrure de Gallium-Bore

BAIN : Nitrure d'Aluminium-Bore

BInN : Nitrure d'Indium-Bore

InAlN : Nitrure d'Aluminium-Indium

BNNT : Nanotubes de nitrure de bore

NTC : Nanotubes de carbone

Mg : magnésium

Si : Silicium

Ge : Germanium

Psp : Polarisation spontanée

Ppz : Polarisation piéziélectrique

E : Champ électrique

P : Polarisation

TMG : Triméthylgallium

TMA : Triméthylaluminium

TMI : Triméthylindium

GaCl : Monochlorure de gallium

TEGa : Triéthylgallium

CpMg : Biscyclopentadh énylmagnésium

NH₃ : Ammoniac

SiH₄ : Hydrures

SiC : Carbure de Silicium

ZnO : Oxyde de Zinc

Liste des abréviations

Ti : Titane

Si₃N₄ : Nitrure de Silicium

EPVH : Epitaxie en phase vapeur hydrure

ELO : Croissance par reprise d'épitaxie latérale

EPVOM : Epitaxie en phase vapeur organométallique

EJM : Epitaxie par jets moléculaires

PDA : Assistants numériques personnels

DEL : Diode Electroluminescente

E_g : Energie du gap

Y₂O₃ : Oxyde d'yttrium

IR : Infrarouge

THz : Terahertz

GPa : Giga Pascal

MET : Microscope électronique à transmission

DBR : Réflecteur de Bragg distribué

b : Paramètre de courbure (Bowling parameter)

PL : Spectre de photoluminescence

HCL : Acide chlorhydrique

mmgh : Millimètre de mercure

RHEED : Diffraction d'électrons à haute énergie

2DEG : Gaz électronique à deux dimensions (Two-dimensional Electron Gas)

N_s : Densité d'électrons

σ : Densité de charge

q : Charge d'électrons

ε₀ : Permittivité du vide

ε_r : Permittivité relative

FET : Transistor à effet de champ

JFET : Transistor à effet de champ à jonction

MESFET : Transistor à effet de champ à barrière Schottky

MOSFET : Transistor à effet de champ à grille isolée

HEMT : Transistor à Haute Mobilité Electronique

HFET : Transistor à effet de champ à hétérojonction

DHFET : Transistor à effet de champ à double hétérojonctions

ZCE : Zone de Charge d'Espace

Liste des abréviations

V_{ds} : Tension drain-source

V_{gs} : Tension grille-source

I_{ds} : Courant drain-source

I_{gs} : Courant grille-source

V_{th} : Tension de seuil

V_{sat} : Vitesse de saturation

V_{knee} : Tension de coude

μ : Mobilité

m^* : Masse effective des porteurs

μ_n : Mobilité des électrons

E : Champ électrique

F_t : Fréquence de transition

F_{max} : Fréquence d'oscillation maximale

G_m : Transconductance

C_{gs} : Capacité grille-source

C_{gd} : Capacité grille-drain

C_{ds} : Capacité drain-source

GU : Gain en puissance

V_{BR} : Tension de claquage (Breakdown voltage)

SHE : Effet d'auto-échauffement (Self-Heating)

n.i.d : non intentionnellement dopé

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Les transistors à effet de champ à hétérojonctions intéressent les domaines militaire et civil. Il s'agit de dispositifs électroniques hyperfréquences performants pour les systèmes d'émission / réception et pour le traitement des signaux hyperfréquences comme les amplificateurs, les mélangeurs et les oscillateurs. L'une des applications majeures dans le domaine civil est le domaine des télécommunications telles que les amplificateurs des signaux en émission/réception dans les stations de base.

Le transistor à effet de champ à hétérojonctions ou transistor à haute mobilité électronique (HEMT ou HFET) est la technologie de pointe pour les applications les plus exigeantes en hyperfréquences, dans les ondes millimétriques, à faible bruit et haute vitesse. L'exigence d'une vitesse de commutation élevée a poussé les transistors à évoluer pour avoir une mobilité électronique élevée et des caractéristiques de transport électronique répondant aux besoins d'applications haute fréquence, faible bruit et haute densité de puissance. De telles applications impliquent également des limitations de conception et de performances nécessitant un courant de saturation élevé ainsi qu'une transconductance importante, ce qui peut être obtenu par un dopage important. Pour pallier ces limitations, les dispositifs HEMT incorporent des hétérojonctions formées entre deux matériaux à bandes interdites différentes où les électrons sont confinés dans un puits quantique pour éviter la formation d'impuretés. La spécificité des HEMT est l'utilisation d'une hétéro-interface conduisant à l'existence d'un gaz électronique à deux dimensions (2DEG). Ce 2DEG est une conséquence directe d'importants effets de polarisation survenant dans les matériaux nitrurés.

La plupart des recherches porte actuellement sur plusieurs systèmes de matériaux à large bande interdite, notamment, le nitrure d'aluminium (AlN), le nitrure d'indium (InN), le nitrure de gallium (GaN) et le nitrure de bore (BN). Ces semi-conducteurs à base de nitrures du groupe III, et leurs alliages ternaires et quaternaires, présentent des bandes interdites directes allant de 0,7 eV (InN) à 6,2 eV (AlN). Ces composés binaires, ternaires et quaternaires présentent des propriétés adaptées aux applications électroniques et optoélectroniques modernes. Les semi-conducteurs à large bande interdite présentent plusieurs avantages par rapport au silicium (Si) et à l'arséniure de gallium (GaAs) qui sont dits classiques, notamment des champs de claquage électrique plus élevés, et la capacité de maintenir un fonctionnement stable à de très hautes températures.

Avec des longueurs de grille de 50 ou 30 nm, des résultats de la simulation indiquent qu'une fréquence de coupure de l'ordre de 1 THz est atteinte par un transistor à effet de champ à double hétérojonction (DH-FET). Dans ce travail de thèse, nous avons comme objectif de

concevoir un transistor à effet de champ à double hétérojonction DH-FET à base des matériaux binaire-ternaires nitrurés délivrant une forte puissance et surtout une fréquence élevée. Pour examiner les caractéristiques électriques, l'outil de simulation commercial SILVACO TCAD est utilisé. L'outil de conception assistée par ordinateur (TCAD) est un outil de simulation permettant de modéliser le traitement et le comportement des dispositifs électroniques.

L'étude par simulation des différents phénomènes qui limitent les performances du dispositif est plus rentable car l'outil de simulation nous permet de faire varier les paramètres physiques et géométriques afin d'optimiser ces performances avant d'entamer la phase d'élaboration.

Notre travail de thèse consiste à modéliser et simuler un transistor à effet de champ à double hétérojonction (DH-FET) par le logiciel SILVACO. Il est divisé en trois chapitres :

- Dans le premier chapitre, nous étudions les structures cristallographiques et les différentes propriétés des composés binaires et ternaires à savoir le nitrure de gallium (GaN), le nitrure d'aluminium (AlN), le nitrure d'indium (InN), le nitrure de bore (BN), le nitrure de gallium-aluminium (AlGaN), le nitrure de gallium-indium (InGaN) et le nitrure de gallium-bore (BGaN).
- Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des hétérojonctions et des différents transistors à effet de champ tels que le transistor JFET (Junction Field Effect transistor), le transistor MESFET (Metal Semi-conductor Field Effect Transistor), le transistor MOSFET (Metal Oxyde Semi-conductor Field Effect Transistor) et transistor HEMT ou HFET (High Electron Mobility transistor ou Heterojunction Field Effect Transistor), leurs structures et principes de fonctionnement sont présentés. De plus, les mécanismes de dégradation des performances des transistors HFETs, tels que l'effondrement du courant, et les problèmes de fiabilités tels que l'effet d'auto-échauffement, le courant de fuite de la grille et les phénomènes de pièges sont présentés théoriquement à l'aide des diagrammes.
- Le troisième chapitre consiste à présenter le logiciel utilisé ; le travail effectué est représenté en trois parties dont chacune présente une structure et ses caractéristiques statique et dynamique avec interprétation des résultats obtenus. Dans la première partie nous simulons les caractéristiques statiques et dynamiques d'un transistor à effet de champ à double hétérojonctions (DH-FET) $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{B}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{N}$, avec interprétation des résultats obtenus. Dans la deuxième partie, nous étudions l'impact de la concentration d'indium de l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ de la couche active d'un DH-FET $\text{GaN}/\text{GaN}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{B}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{N}$ sur les caractéristiques électriques. Dans la dernière partie, nous simulons les caractéristiques statiques et dynamiques d'un transistor à haute mobilité

électronique à double grille (DG-HEMT) $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$; nous faisons une comparaison des résultats obtenus avec la littérature et une comparaison entre les structures étudiées.

Nous terminons notre thèse par une conclusion générale et des perspectives.

Chapitre 1

Etude des composés binaires et ternaires

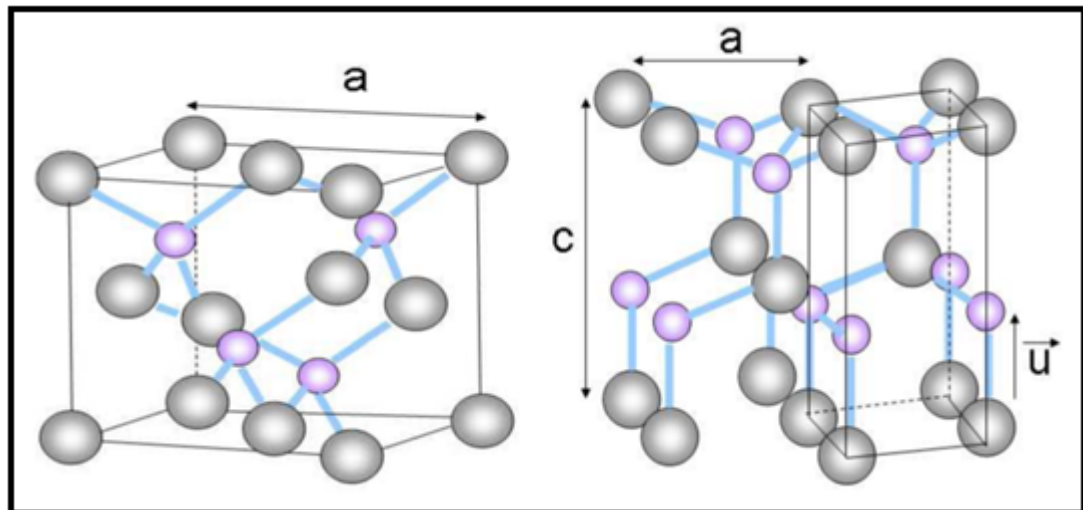
1.1 Matériaux nitrurés

1.1.1 Introduction

Les semi-conducteurs composés à base des matériaux III-N tels que GaN, AlN, InN, BN et leurs alliages sont des semi-conducteurs à gap direct. Ces matériaux sont apparus comme des matériaux de grand intérêt dans des applications en électronique et optoélectronique. Dans l'électronique, ces matériaux permettent de fabriquer des dispositifs ayant une grande puissance, une haute fréquence et fonctionnant à température élevée, tels que les transistors bipolaires, les transistors à effet de champ, y compris les transistors à haute mobilité d'électrons [1]. Ces dispositifs trouvent leurs applications dans les domaines civils et militaires. Dans l'optoélectronique ; ces matériaux sont utilisés pour élaborer des diodes laser visibles très efficaces [2,3], des diodes électroluminescentes [4-6], et des cellules photovoltaïques [7,8]. En raison du grand nombre de leurs applications possibles, ces matériaux ont attiré une attention remarquable des chercheurs dans la science et la technologie, ces dernières années.

1.1.2 Structure cristalline

Les composés nitrurés sont des matériaux semi-conducteurs formés d'éléments de la colonne III associés avec l'azote (N) de la colonne V du tableau périodique des éléments ; ils sont appelés matériaux III-N. La majorité de ces composés cristallise sous deux formes : cubique (β -III-N) ou hexagonale (α -III-N). La phase hexagonale ou wurtzite est la phase la plus stable obtenue dans les conditions normales de croissance. La plupart des matériaux III-V cristallisent dans la structure cubique dite blende de zinc (ZnS) ; cette structure se compose de deux sous réseaux cubiques à face centrées, l'un constitué par les éléments de la colonne III et l'autre occupé par les atomes d'azote de la colonne V ; les deux sous réseaux sont décalés du quart de la diagonale principale (figure 1.1(a)). La structure hexagonale est formée de deux réseaux hexagonaux compacts, l'un est constitué des atomes des éléments de la colonne III et l'autre est occupé par les atomes d'azote de la colonne V, les deux sous réseaux étant décalés suivant l'axe c de $3c/8$ (figure 1.1 (b)). Les figures 1.1(a) et (b) représentent les deux structures cristallines des semi-conducteurs III-V.



a) Structure cubique

b) Structure hexagonale

Figure 1.1: Structures cristallines possibles pour les semi-conducteurs III-V.

Le réseau wurtzite est hexagonal avec une base de quatre atomes, deux atomes d'azote et deux atomes de gallium (voir figure 1.2). Il contient six atomes et se caractérise par deux constantes de réseau, a_0 (3.18 Å) et c_0 (5.18 Å) [9]. Dans ces structures, la croissance est généralement effectuée sur le long de l'axe c .

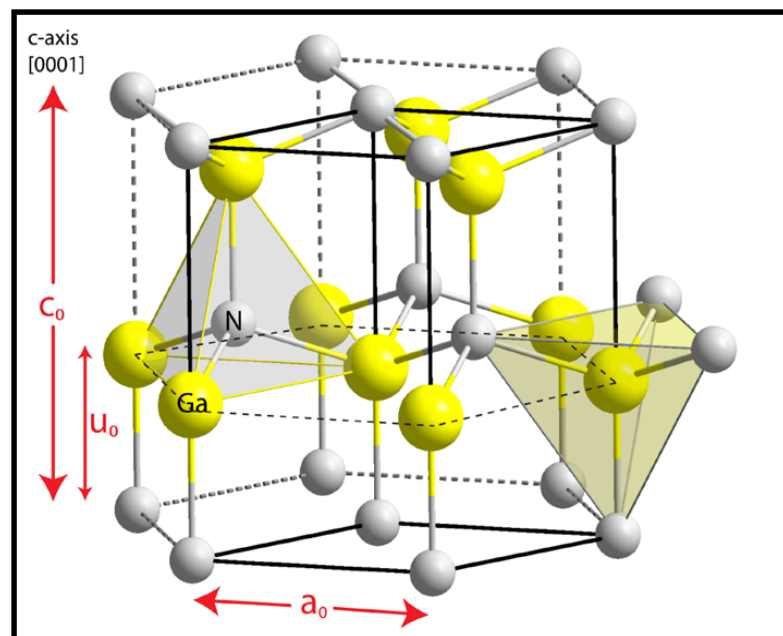


Figure 1.2: Structure Wurtzite du nitrure de gallium (GaN) où a_0 et c_0 sont les paramètres de réseau [9].

Les liaisons chimiques des composés III-nitride tels que GaN sont majoritairement covalentes, ce qui signifie que chaque atome est lié de manière tétraédrique à quatre atomes de l'autre type. Il existe également une contribution ionique de la liaison qui détermine la stabilité de la phase structurale en raison de la grande différence d'électronégativité des atomes de Ga et de N. Par conséquent, les cristaux de GaN wurtzite ont deux faces distinctes, communément appelées Ga-face et N-face, qui correspondent aux faces cristallines (0001) et (000 $\bar{1}$) indiquées sur la figure (1.4).

La figure 1.2 montre également les trois paramètres qui définissent le réseau wurtzite. Ce sont la longueur du bord de l'hexagone (a_0), la hauteur de l'hexagonale (c_0), et la longueur de liaison anion-cation (u_0) suivant la direction [0001] en unités de c_0 . L'indice "0" indique que ces valeurs sont celles du réseau équilibré.

1.1.3 Epitaxie et croissance

La croissance d'un matériau sur lui-même (par exemple GaN sur GaN) est appelée homoépitaxie ; sinon, elle sera appelée hétéroépitaxie (par exemple InGaN ou AlN sur GaN). En homoépitaxiale, certains alliages peuvent être adaptés aux autres matériaux [10].

En hétéroépitaxie, selon les paramètres de réseau du substrat plus petit ou plus grand, la couche supérieure est soumise à des contraintes de compression ou de traction, respectivement. Habituellement, la déformation entraîne l'adaptation du substrat et de la couche supérieure, tout en déformant le paramètre de réseau dans la direction de la croissance. Cela se produit généralement pour les couches fines. La seconde possibilité est que la couche supérieure se détend à son paramètre de réseau initial via l'introduction de défauts cristallins à l'interface, ou progressivement après une certaine épaisseur. Cela se produit lorsque l'énergie élastique, qui dépend de l'épaisseur et de la déformation, devient trop élevée. Ces processus sont représentés schématiquement dans la figure 1.3.

Un substrat doit satisfaire plusieurs exigences, principalement un paramètre de réseau similaire (ou au moins une contrainte minimale) et un coefficient de dilatation thermique similaire à celui du matériau développé ultérieurement. L'utilisation de substrats étrangers entraîne généralement la formation de divers défauts, ainsi que des fissures, qui affectent les propriétés optiques et électriques [11]. Cependant, les substrats GaN sont devenus disponibles et leur qualité s'est améliorée au cours des dernières années, mais ils restent très coûteux. Les substrats, en particulier le saphir et le Si, sont très courants et plus pertinents pour la plupart des applications industrielles.

De nos jours, le substrat le plus utilisé est le saphir, en raison de son faible coût, de sa haute disponibilité et de sa compatibilité avec GaN, bien que sa conductivité thermique, ainsi que sa disparité de réseau par rapport au GaN, soient moins optimales. Le silicium comme substrat est disponible avec une pureté et une qualité cristalline très élevées et des diamètres beaucoup plus importants. Son coût étant plus compétitif et son traitement plus développé, plusieurs groupes travaillent activement à réduire ou à contourner les inconvénients de son utilisation en tant que substrat. En effet, le GaN sur Si est fortement sollicité et la différence des coefficients de dilatation thermique peut conduire à des fissures [12].

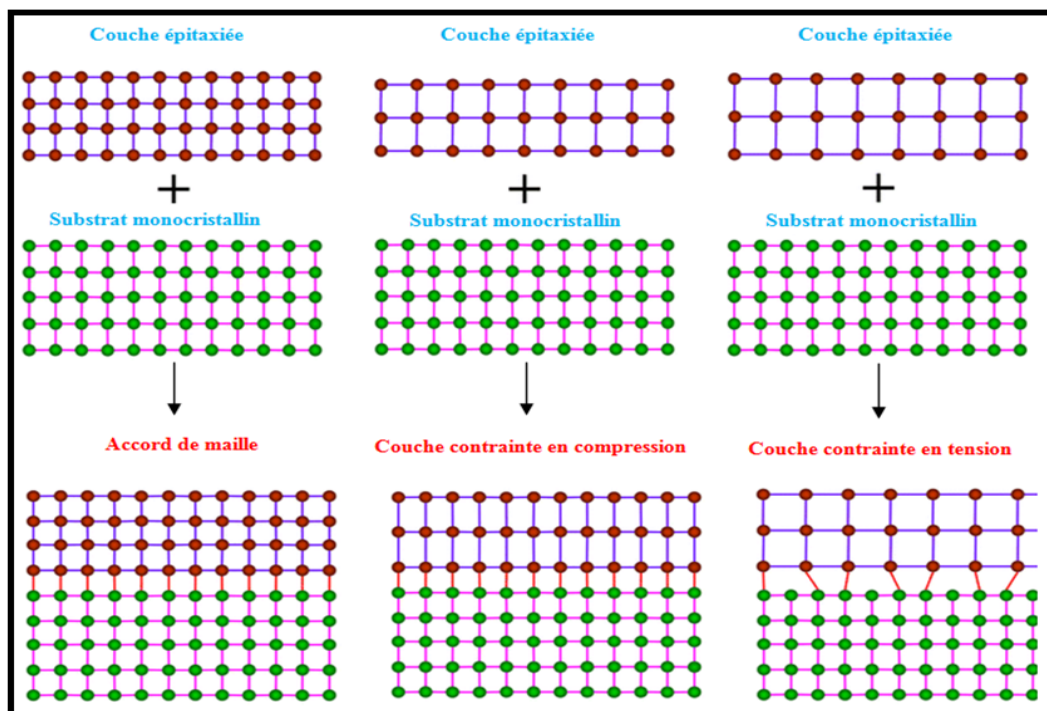


Figure 01.3: Représentation schématique des couches contraintes et non contraintes.

1.1.4 Polarisation

La polarisation est une caractéristique importante dans les matériaux nitrurés. Cette polarisation à deux composantes, la polarisation spontanée (P_{sp}) et la polarisation piézoélectrique (P_{pz}). Lorsque le matériau est déformé par une contrainte mécanique qui le déforme, il produit une charge électrique dipolaire ; ce phénomène est appelé la piézoélectricité. Le phénomène inverse est vrai, c'est-à-dire lorsque le matériau est soumis à une polarisation électrique, l'apparition d'une déformation est possible. Sous un effet externe, l'apparition des dipôles électriques internes est possible entre les charges positives et négatives due au contrainte cristalline. En l'absence de toutes contraintes extérieures, certains

cristaux piézoélectriques présentent un moment dipolaire permanent, soit une polarisation électrique spontanée. La polarisation spontanée de ces cristaux est proportionnelle à la température. Ces cristaux sont appelés : pyroélectriques [13].

1.1.4.1 Polarisation piézoélectrique

L'effet piézoélectrique est une polarisation électrique produite par l'application d'une contrainte mécanique (interne ou externe) au cristal. De nombreux cristaux présentent l'effet piézoélectrique ; ils sont utilisés dans des dispositifs qui convertissent l'énergie mécanique en énergie électrique. Comme l'alliage AlGaN a une constante de réseau différente de GaN, une contrainte biaxiale dans le plan est créée lorsque du AlGaN est élaboré sur GaN [14]. Des études ont montré une relation directe entre la concentration d'Al dans la couche AlGaN et la densité de charge à l'interface [15].

Dans les transistors à base d'hétérostructures, une contrainte mécanique induite due au désaccord de maille entre les couches AlGaN ou InGaN avec le GaN, induisant une charge de polarisation d'interface et provoque la création d'un champ électrique piézoélectrique. Les dispositifs élaborés à base des hétérostructures tels que AlGaN/GaN et InGaN/GaN sont conçus pour les applications à hautes fréquences grâce à leurs champs piézoélectriques élevés [4].

GaN et ses composés ont des constantes piézoélectriques très élevées, ce qui se traduit par des valeurs de champs piézoélectriques mesurées en méga-volts par centimètre. Ces champs électriques élevés ont un effet sur la conductivité, permettant le transport des électrons sans utiliser de dopants.

1.1.4.2 Polarisation spontanée

Même en l'absence de contrainte externe sur une couche de nitrure de gallium, le matériau présente une polarisation macroscopique, cette polarisation est appelée polarisation spontanée. La polarisation spontanée résulte de la grande différence d'électronégativité entre le matériau du groupe III et l'atome d'azote, ce qui entraîne une forte ionisation de la liaison III-N. L'absence de symétrie d'inversion dans la structure wurtzite avec la liaison hautement ionique provoque les champs de polarisation spontanés [17]. Les nitrures du groupe III forment deux polarités différentes. Si les liaisons vont du cation (Ga) à l'anion (N), la polarité est dite de polarité Ga ; et si les liaisons vont de l'anion au cation, la polarité est dite de polarité N [18]. La figure 1.4 présente une polarisation spontanée de signe opposé.

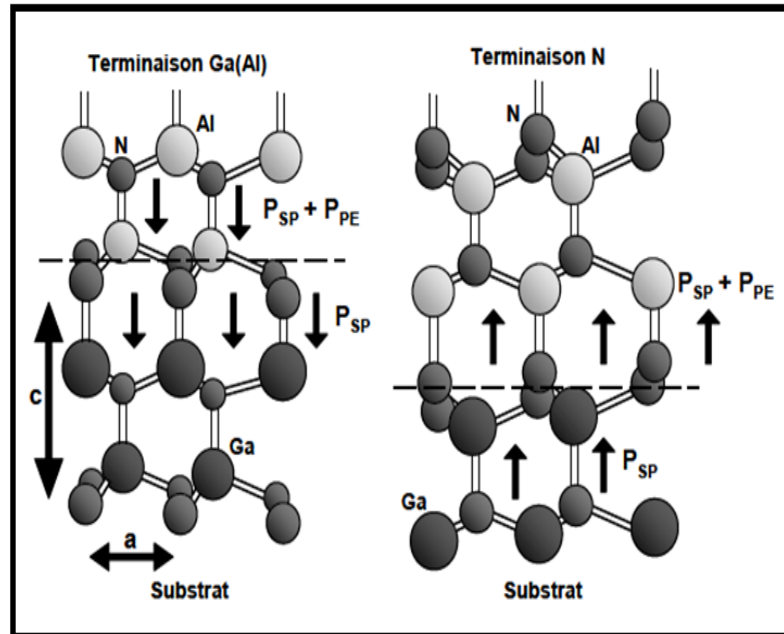


Figure 1.4: Couches d'atomes donnant lieu à deux polarités différentes.

Grace aux charges présentes qui sont identiques mais de signes opposés sur les surfaces du nitrure de gallium, le GaN se comporte comme un matériau naturellement polarisé et il possède une polarisation spontanée sans aucune contrainte extérieure appliquée [19]. La figure (1.5) représente le champ électrique généré par une polarisation spontanée dans un matériau GaN.

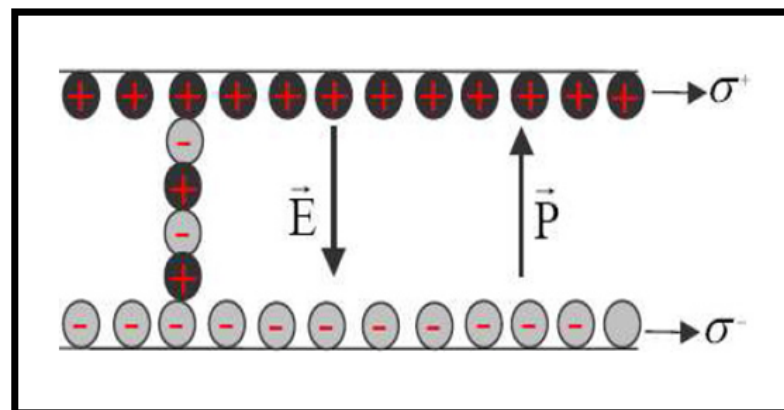


Figure 1.5: Champ électrique généré par polarisation spontanée dans un échantillon de GaN relaxé sans aucune contrainte extérieure appliquée [20].

1.1.5 Eléments d'intérêt

1.1.5.1 Gallium (Ga)

Le gallium est généralement solide à température ambiante mais se transforme rapidement en liquide à des températures légèrement supérieures à la température ambiante [22]. Le gallium élémentaire n'existe que dans la nature en tant que composé, bien qu'il soit possible de l'obtenir facilement par fusion. Dans les systèmes de croissance de film à base de métal-inorganique, le gallium est généralement fourni sous le nom de triméthylgallium (TMG). Il s'intègre facilement à d'autres structures cristallines et est souvent utilisé comme dopant dans des applications à base de semi-conducteurs. A température ambiante, un oxyde passif se forme rapidement à la surface du gallium, stoppant toute réaction ultérieure. Cependant ; à des températures plus élevées, le gallium réagit facilement avec l'oxygène et forme de l'oxyde de gallium (III). La croissance des films est très sensible à la contamination par l'oxygène. Le gallium est dissous en utilisant des acides, une propriété qu'on utilise pour graver les surfaces du film. Le gallium commercialisé est utilisée pour les applications de semi-conducteurs.

1.1.5.2 Aluminium (Al)

L'aluminium est l'un des éléments les plus utilisés, dans de nombreuses applications industrielles électroniques et optoélectroniques. C'est un matériau hautement réactif. Cette réactivité élevée provoque une passivation au contact et c'est la principale raison de l'excellente résistance de ce matériau à la corrosion. Pour la croissance du film, il est conditionné sous forme de triméthylaluminium (TMA).

1.1.5.3 Indium (In)

L'indium est liquide dans une large gamme de températures [21]. Il est stable dans l'air mais se dissout lorsqu'il est immergé dans un acide. L'excès d'indium peut être éliminé par gravure, offrant une surface plus propre et plus stable pour les mesures et les croissances subséquentes de couches. Il est intéressant de noter que le Canada est le plus grand fournisseur d'indium [22]. Pour être utilisé comme précurseur dans les systèmes de dépôt chimique en phase vapeur (CVD), l'indium est généralement conditionné sous forme de triméthylindium (TMI).

1.1.5.4 Bore (B)

Le bore est un matériau extrêmement dur et résistant à la chaleur que l'on peut trouver sous diverses formes et qui est largement utilisé. Le bore est un élément allotropique, ce qui signifie que l'élément lui-même peut exister sous différentes formes, chacune ayant ses propres propriétés physiques et chimiques. Il y a un intérêt croissant pour l'exploration des structures et des propriétés des nanostructures de bore, car le bore possède une propriété chimique importante. Cet élément a été largement étudié à la fois théoriquement [23,24] et expérimentalement [25] sous diverses formes. Sa stabilité et ses propriétés électroniques ont également été explorées [26]. Ces nouvelles nanostructures dotées de nombreuses propriétés intéressantes offrent de nombreuses applications potentielles en batteries, en capteurs, en photoconversion de l'énergie solaire et en nanoélectronique.

1.1.5.5 Azote (N)

L'azote est extrêmement inerte, et c'est l'une de ses propriétés les plus importantes conduisant à son utilisation généralisée dans de nombreuses applications. Il s'agit d'un gaz industriel ayant des utilisations telles que le recuit et aussi comme réfrigérant. L'azote liquide a de nombreuses utilisations. L'azote est principalement utilisé dans l'ammoniac, il a également de nombreuses applications industrielles et commerciales. Dans le domaine des semi-conducteurs, il est utilisé pour élaborer des matériaux III-N.

1.1.6 Composés binaires nitrurés**1.1.6.1 Bref historique des nitrures**

Les nitrures du groupe d'éléments III sont l'une des familles de semi-conducteurs les plus adéquates pour les dispositifs électroniques et optoélectroniques. L'intervalle de la bande interdite du système d'alliage III-nitride est le plus large de tous les semi-conducteurs composés, s'étendant de 0,7 eV pour le nitride d'indium (InN) jusqu'à 6,2 eV pour le nitride d'aluminium (AlN) [27,28]. Ainsi, les matériaux nitrurés du groupe III peuvent être utilisés pour des applications optoélectroniques allant de la région proche de l'infrarouge jusqu'à la région spectrale ultraviolette profonde [29]. Les matériaux nitrurés III-N peuvent fonctionner à des températures élevées et dans des environnements hostiles, ce qui leur permet d'être utilisés dans les réacteurs spatiaux et nucléaires où les technologies Si et GaAs ne sont pas compétitives [29]. L'histoire de la recherche sur les nitrures du groupe III date d'environ 100 ans. La première synthèse de AlN, GaN et InN a été rapportée en 1907, 1910 et 1932, respectivement [30-32]. Cependant, il a fallu des décennies pour attirer l'attention de la

recherche. En 1970, une avancée significative de la recherche sur GaN a été réalisée par la croissance de couches épitaxiales de GaN sur des substrats de saphir, utilisant l'épitaxie en phase vapeur hydrure (EPVH), l'épitaxie en phase vapeur organométallique (EPVOM) et l'épitaxie par jets moléculaires (EJM) [33-35]. L'intérêt de ces méthodes de croissance est la possibilité de réaliser un dopage de type p [36,37] qui a initié l'avènement des LEDs violettes à jaunes, des diodes laser et des LEDs UV [38-41]. Un effort supplémentaire a permis le développement des transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) basés sur des hétérojonctions à base de nitrure [42]; et plusieurs recherches ont été consacrées à l'application de ces matériaux dans des dispositifs électroniques à hyperfréquences [43,44]. Les champs de claquage importants et les vitesses de saturation élevées rendent les nitrures idéaux pour la production de HFET à haute puissance [45,46].

1.1.6.2 Nitrure de gallium

1.1.6.2.1 Introduction

Le nitrure de gallium (GaN) est un matériau semi-conducteur des éléments III-V. Il cristallise sous deux formes : Wurtzite (hexagonale) ou blende de zinc (cubique); et il présente une large bande interdite directe de 3.39 eV environ. Il se forme par l'association d'un composé solide (gallium (Ga)) et d'un composé gazeux (Azote (N)).

L'histoire de GaN a commencé au cours des premières décennies du siècle dernier. En 1930, Johnson et al. ont préparé le nitrure de gallium en faisant passer de l'ammoniac gazeux sur du gallium métallique à des températures élevées de 900 ° C - 1000 ° C [47]. En 1938, Juza et Hahn ont synthétisé le GaN en faisant passer de l'ammoniac (NH₃) sur du gallium liquide à des températures élevées. Leur but était d'étudier la structure cristalline et la constante de réseau de GaN [48]. Cependant; en 1968, la première épitaxie du GaN sur substrat saphir par épitaxie en phase vapeur à partir d'hydrure (EPVH) a été démontrée [49,50].

Après cette découverte; la technologie GaN a rapidement progressé, menant à 1991 lorsque Khan et al. ont rapporté la première évidence de formation de gaz d'électrons bidimensionnels (2DEG) à l'hétérojonction Al_xGa_{1-x}N/GaN développée par dépôt en phase vapeur organométallique (EPVOM) sur saphir [51]. En 1994, d'excellents progrès ont été accomplis pour le développement de la technologie GaN. En 2000, la technologie AlGa_xN/GaN des transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) a été transférée avec succès sur des substrats de silicium par Kaiser et al. en faisant croître l'hétérostructure en utilisant un dépôt par procédé d'épitaxie en phase vapeur organométallique (EPVOM) [52].

Une autre étape importante de la technologie GaN a été réalisée par Tripathy et al. en 2012, en rapportant la croissance épitaxiale, la caractérisation et les caractéristiques des hétérostructures AlGaIn/GaN sans fissure sur un substrat de Si (111) de 200 mm de diamètre [53].

1.1.6.2.2 Propriétés du nitrure de gallium

1.1.6.2.2.1 Propriétés électriques

Le nitrure de gallium non intentionnellement dopé est intrinsèquement dopé n, il présente une mobilité d'électrons de $900 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ et une concentration d'électrons de 10^{16} cm^{-3} . La concentration d'électrons est de l'ordre de 10^{18} à 10^{19} cm^{-3} et une mobilité de l'ordre 60 à $100 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour des monocristaux GaN non intentionnellement dopés et synthétisés sous haute pression d'azote et haute température. Le dopage de GaN le plus souvent réalisé est de type n avec une concentration facilement contrôlable [54].

La mobilité diminue régulièrement lorsque la concentration en électrons augmente. Pour une concentration de 10^{20} cm^{-3} la mobilité d'électrons est de l'ordre de $100 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, et pour une concentration de $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ elle augmente jusqu'à $900 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Pour une concentration d'électrons de 10^{14} cm^{-3} la mobilité d'électrons la plus élevée obtenue est de l'ordre de $1000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ avec un dopage non intentionnel. La figure 1.6 représente la mobilité en fonction de la concentration d'électrons à 300 K [55].

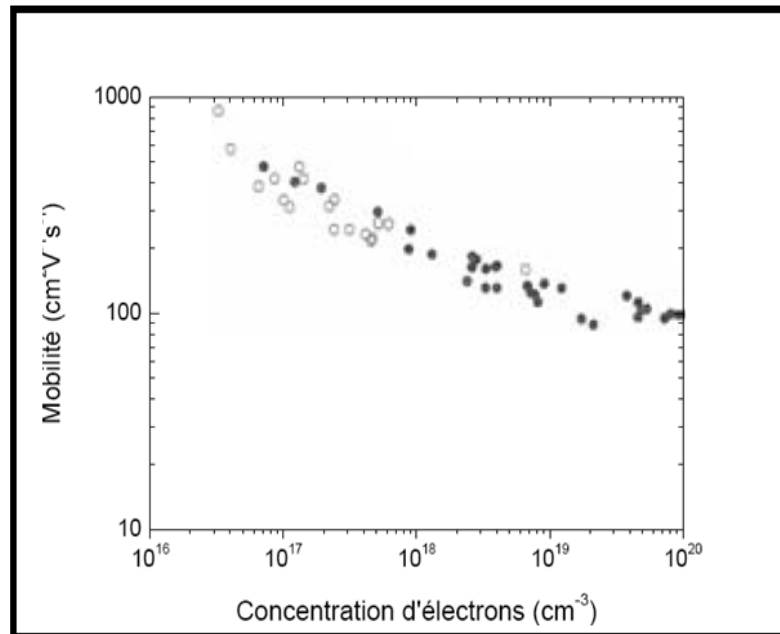


Figure 1.6: Mobilité d'électrons en fonction de la concentration en électrons à 300 K, pour des échantillons réalisés par MOVPE et MBE. selon D. K. Gaskil et al. [54] (○ GaN non intentionnellement dopé; ● : GaN dopé avec Si ou Ge).

Pour les matériaux nitrurés tels que GaN, le dopage de type p est difficile à réaliser. Le dopant accepteur le plus utilisé est le magnésium (Mg). La libération du magnésium piégé sous forme de complexe avec l'hydrogène est assurée par un recuit ou une irradiation sous faisceau d'électrons à basse énergie. Avec une concentration de trous de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} la mobilité maximum obtenue est de l'ordre de $10 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Avec un dopant de carbone et une concentration de trous de $3,75 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ la mobilité obtenue est de l'ordre de $175 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ [54].

1.1.6.2.2 Propriétés optiques

Le nitrure de gallium (GaN) présente des propriétés remarquables qui le rendent particulièrement attractive pour les applications optoélectroniques. Il existe des transitions électroniques directes ou indirectes entre la bande de conduction et la bande de valence due aux propriétés optiques. Les impuretés ou des défauts qui se trouvent dans le matériau peuvent impliquer des interactions entre les paires électron-trou et les niveaux énergétiques profonds [56].

Pour élaborer des dispositifs optoélectroniques à base de ce matériau, il est important de connaître son indice de réfraction. Dans la gamme visible et infrarouge, l'indice de réfraction a été mesuré par ellipsométrie, spectroscopie et réflectivité. Dans ces gammes, la

partie réelle de l'indice de réfraction s'exprime par la formule (1.1) car la partie imaginaire est négligeable [57].

$$n = \left[1 + \frac{A}{E_0^2 + E^2} \right] \quad 1.1$$

Avec :

E: l'énergie de la source lumineuse

A = 385 et $E_0 = 9 \text{ eV}$.

Pour les films cristallins de GaN de bonne qualité, l'indice de réfraction varie entre 2,5 et 480 nm, mais en générale il varie entre 2,1 et 1900 nm [57].

1.1.6.2.2.3 Propriétés thermiques

Le nitrure de gallium (GaN) est caractérisé par la conductivité thermique et la dilatation thermique. Dans les semi-conducteurs, la conductivité thermique est liée au transport de chaleur et la contribution principale de ce transport vient des phonons à cause des faibles densités d'électrons de trous et de conduction. Dans un cristal réel, les défauts ponctuels et étendus déterminent la conductivité thermique. Les défauts de structure affectent considérablement la conductivité thermique [55].

Sichel et al. et Porowski et al. ont mesuré la conductivité thermique d'une couche mince sur substrat saphir et des monocristaux de GaN [58,59] ; les valeurs obtenues sont respectivement $1,3 \text{ W.cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ et $1,7 \text{ W.cm}^{-1}\text{K}^{-1}$. A cause de la forte concentration en impuretés de l'échantillon qui est de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} , la valeur de la conductivité thermique obtenue sur des couches minces est inférieure à celle obtenue théoriquement par Slack qui est de l'ordre de $1,7 \text{ W.cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [60].

La variation de densité d'un solide en fonction de la température influe sur la dilatation thermique. La dilatation thermique d'un semi-conducteur est liée à sa microstructure telle que sa stœchiométrie, présence de défauts étendus et la concentration en porteurs libres. Pour cela, des mesures doivent être réalisées sur des monocristaux [60,61].

Pour l'élaborer des dispositifs électroniques efficaces, il est important de savoir la valeur du coefficient de dilatation thermique et ceci pour garantir l'efficacité des dispositifs. En effet ; si le dispositif élaboré à base de couches hétéroépitaxiées sur substrat et la dilatation thermique des couches est différente de celle du substrat, il peut se créer des fissures de la couche épitaxiée et du substrat à cause des contraintes résiduelles [62].

1.1.6.2.2.4 Propriétés chimiques

Johnson et al. ont analysé le nitrure de gallium (GaN) pour la première fois en 1928, et à partir de cette analyse la stabilité chimique du nitrure de gallium a été confirmée [1]. Cette stabilité chimique rend GaN un matériau attractif pour l'élaboration des dispositifs conçus pour les applications à haute température. Le nitrure de gallium est insoluble dans l'eau et les acides, mais il se dissout dans des solutions alcalines chaudes d'après Maruska et Tietjen [36].

1.1.6.2.2.5 Domaines d'application de GaN

Le nitrure de gallium est connu par son gap direct. GaN et ses alliages sont utilisés dans des applications optiques et électroniques. À une température de 300 K, sa bande interdite est d'environ 3,4 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde d'environ 360 nm dans la région des ultraviolets proches du spectre optique [63,64].

Les applications optiques du GaN sont dans les diodes électroluminescentes (DEL) bleues à haute luminosité, le rétroéclairage des téléphones portables et des assistants numériques personnels (PDA) et les diodes laser bleu-violet (LD) [65].

Les applications à haute fréquence pour les appareils à base de GaN sont les amplificateurs à ondes hyperfréquences et millimétriques, les amplificateurs RF, l'électronique spatiale et radar, y compris les systèmes de distribution multipoints locaux, les systèmes d'onduleurs pour les applications militaires, les émetteurs radio et de station de base [65]. En raison de la tension de claquage élevée d'un HEMT, il peut fonctionner à des tensions de fonctionnement moyennes de 42 V, réduisant ainsi le coût des circuits en éliminant le circuit de réduction de tension [66]. Les applications de l'électronique de puissance pour les HEMTs basés sur GaN comprennent les véhicules électriques et hybrides, les onduleurs électriques, les alimentations à découpage et les circuits de commande des moteurs qui fonctionnent dans une plage de tension entre 600 V jusqu'à environ 1200 V [65,67-69].

1.1.6.3 Nitrure d'aluminium

1.1.6.3.1 Introduction

Le nitrure d'aluminium (AlN) est un matériau synthétique qui n'existe pas dans la nature, mais qui est produit artificiellement. Dans son état stable, il cristallise dans la phase wurtzite et présente une large bande interdite directe de 6,2 eV à température ambiante. Il est stable à haute température, avec un point de fusion de 2800°C et présente des propriétés thermiques, mécaniques et optiques particulières qui le rendent un matériau approprié pour diverses applications. Grâce à sa conductivité thermique élevée et à ses propriétés isolantes,

AlN est l'un des meilleurs matériaux à utiliser dans les applications électriques et électroniques pour la dissipation de chaleur [70]. Le nitrure d'aluminium a de nombreuses applications dans l'industrie électronique. Il est utilisé comme couche tampon dans les applications à base de semi-conducteurs telles que les LEDs [71], et comme couche de passivation ou isolante pour les semi-conducteurs composés [71]. Pour les couches isolantes, il offre de nombreux avantages, tels que la réduction des courants de fuite dans les dispositifs électroniques. Les températures de croissance sont faibles, rendant AlN compatible pour les technologies de traitement existantes [21,71].

1.1.6.3.2 Propriétés du nitrure d'aluminium

1.1.6.3.2.1 Propriétés électriques et optoélectroniques

Le nitrure d'aluminium (AlN) est matériau semiconducteur du groupe III-V à gap direct de 6.2 eV. Le comportement électrique du nitrure d'aluminium dépend fortement du procédé d'élaboration. L'effet des impuretés sur le comportement a été mis en évidence [72]. La température affecte considérablement les propriétés du nitrure d'aluminium. Entre 25°C et 450°C, le taux de perte de la conductivité passe de 10^{-15} à $10^{-8} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. La conductivité thermique de l'AlN est beaucoup plus sensible à la température par rapport à la silice thermique ; pour une température qui varie de 100°C à 350°C, la conductivité du couple SiO₂ / SiC passe de 10^{-15} à $10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ [73,74].

L'importance du coefficient stœchiométrique sur le comportement électrique de l'AlN a été étudiée [73]. Des films du nitrure d'aluminium en fonction d'un coefficient stœchiométrique (AlN_x) avec x variant entre 0 et 1, ont été élaborés par le dépôt d'AlN par pulvérisation. Plus le taux de nitrure diminue, plus la conductivité augmente, ce qui est normal car l'alliage prend les propriétés de l'aluminium [73,74].

La bande de conduction du nitrure d'aluminium est unique, par contre la bande de valence se divise en trois bandes sous l'effet du champ cristallin et de l'interaction spin-orbite [75]. La figure 1.7(a) représente le diagramme de bande du nitrure d'aluminium. L'interaction de la bande de conduction avec les trois types de trous correspondants à ces trois bandes forme des excitons. L'énergie des excitons a été déterminée par des mesures de photoluminescence, d'absorption ou de réactivité [76]. La figure 1.7(b) représente le diagramme de densité d'état.

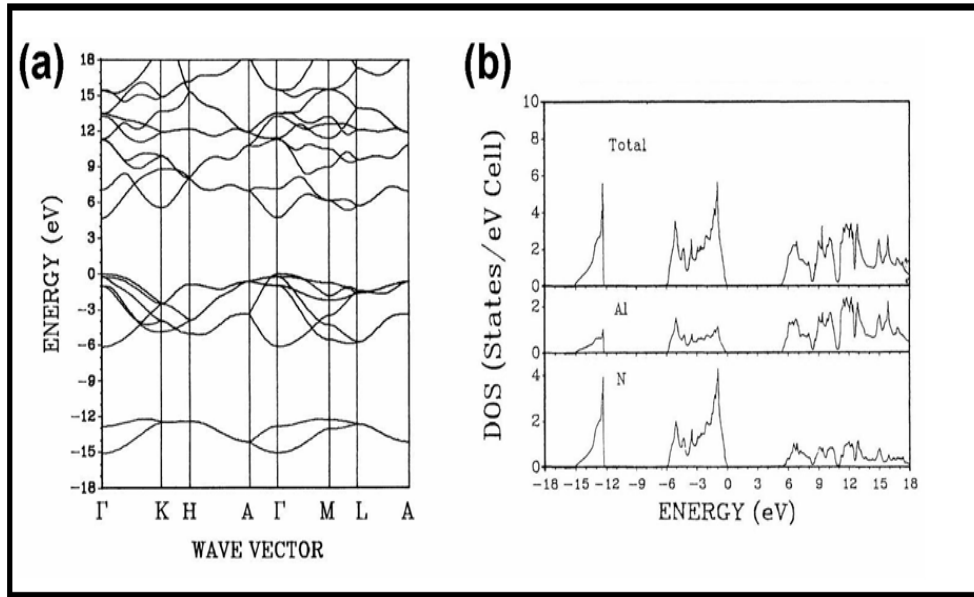


Figure 1.7: (a) Diagramme de bandes, et (b) diagramme de densité d'états calculés pour AlN 2H [77].

L'énergie du gap du nitrure d'aluminium varie en fonction de la température. Cette variation du gap a été estimée par la formule empirique de Varshini :

$$E_g(T) = E_g(0K) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (1.2)$$

Avec : $E_g(0K) = 6,25 \text{ eV}$, $\alpha = 1,799 \text{ meV.K}^{-1}$ et $\beta = 1462 \text{ K}$

Le nitrure d'aluminium est caractérisé par une énergie du gap importante comparée à celles des autres matériaux nitrurés du group III-V. L'AlN est aussi caractérisé par une forte résistivité ce qui le rend un matériau isolant. Selon les conditions d'élaboration, sa résistivité varie entre 10^8 W.cm et 10^{13} W.cm à une température de 300 K [78,79].

1.1.6.3.2 Propriétés thermiques

Le nitrure d'aluminium est connu par sa propriété thermique importante. Il possède une conductivité thermique élevée. Slack et al. [70] ont étudié les propriétés thermiques du nitrure d'aluminium [75]. Le tableau 1.1 représente la variation de la conductivité thermique en fonction de la température.

T (K)	0.4	0.6	1	2	4	6	10	15	20	30
λ (W.cm ⁻¹ K ⁻¹)	0,0038	0,0097	0,032	0,21	1,08	2,4	5,7	10,2	15	20
T (K)	45	60	100	150	200	300	400	600	1000	1800
λ (W.cm ⁻¹ K ⁻¹)	23	22	17.5	11	6.5	2.85	1.8	0.96	0.48	0.24

Tableau 1.1: Variation de la conductivité thermique de l'AlN en fonction de la température [70,75].

Les phonons assurent le transport de la chaleur. Pour le nitrure d'aluminium, il a été montré que les impuretés peuvent fortement bloquer la propagation des phonons [70,80]. Pour bénéficier de ses propriétés thermiques, il est important de synthétiser des monocristaux du nitrure d'aluminium de haute pureté chimique [70].

L'influence du pourcentage massique d'oxyde d'yttrium sur la conductivité thermique a été étudiée par Jarrige et al. [81]. La conductivité thermique est maximale pour une teneur en oxyde d'yttrium de 4%. Le tableau 1.2 représente la conductibilité thermique du nitrure d'aluminium en fonction du pourcentage massique d'oxyde d'yttrium.

Teneur en Y2O3 massique	1%	3%	4%	5%
Conductivité thermique en W/m.K.	160	190	200	170

Tableau 1.2 : Conductibilité thermique de l'AlN en fonction du pourcentage massique d'oxyde d'yttrium [81].

1.1.6.3.2.3 Propriétés chimiques

La résistance d'oxydation du nitrure d'aluminium dépend fortement du mode d'élaboration. La température d'oxydation des pièces élaborées entre 1600°C et 1800°C (pièces pressées à chaud) est beaucoup plus faible que pour celles élaborées entre 1700°C et

2000°C (pièces frittées naturellement). Suivant la température d'oxydation du nitrure d'aluminium, il forme une couche qui peut être amorphe ou cristalline [73].

L'alumine formée entre une température de 800 °C et 1100°C est amorphe selon Lavrenko et al [82]. A partir d'une température de 1100°C, la couche amorphe cristallise en alumine α . Les résultats présentés par Lejus [83] sont comparables à ces résultats. L'oxydation et la formation d'un mélange d'alumine δ et θ apparaît vers une température de 850°C. Le mélange d'alumine δ et θ se transforme en alumine lorsque la température dépasse une température de 1000 °C. Le processus d'oxydation nécessite une énergie d'activation de l'ordre de 255 KJ/mol pour les céramiques massives, et une énergie de l'ordre de 150 KJ/mol pour les poudres [73].

Affinito [84] a étudié l'importance de la stœchiométrie dans les phénomènes d'oxydation du nitrure d'aluminium. A pression atmosphérique et à température ambiante, l'oxydation peut apparaître au bout de 24 heures pour des films non stœchiométriques et forme une couche d'alumine d'épaisseur de 10 nm [73].

1.1.6.4 Nitrure d'indium

1.1.6.4.1 Introduction

Le nitrure d'indium (InN) a suscité une attention considérable parmi les matériaux nitrurés III-N en raison de sa faible masse effective, sa mobilité électronique prédite élevée et sa petite bande interdite directe [85,86]. Le nitrure d'indium a une bande interdite directe proche de la gamme infrarouge (IR), ce qui en fait un candidat potentiel pour les applications de détection des émissions infrarouges [87,88]. En plus des applications potentielles en électronique et optoélectronique [89], l'alliage ternaire et quaternaire avec le gallium et l'aluminium nous permet d'accorder une bande interdite de l'infrarouge (~ 0,7 eV) jusqu'à l'ultraviolet (6 eV). Grâce à cette accordabilité de bande interdite, les alliages à base de nitrure d'indium ($\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ et $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$) sont des matériaux très prometteurs pour la fabrication d'émetteurs et de détecteurs dans la gamme fréquentielle des THz [90], applications des capteurs chimiques [91], et des dispositifs de conversion d'énergie hautement efficaces tels que les affichages monolithiques (LED) [92]. Cependant, les propriétés physiques de l'InN ne sont pas bien comprises pour les applications potentielles des dispositifs. Les performances des dispositifs à semi-conducteurs dépendent non seulement de leurs propriétés structurales et électroniques, mais les optimisations de ces propriétés constituent une étape cruciale pour une production de masse rentable [93].

1.1.6.4.2 Propriétés du nitrure d'indium

1.1.6.4.2.1 Propriétés électriques et optoélectroniques

Le nitrure d'indium (InN) a suscité un regain d'attention en raison de la récente révision de sa bande interdite de 1.4 à 0.7 eV [85, 94, 95] et ses propriétés de transport d'électrons excellentes. En raison de sa bande interdite directe de $\sim 0,7$ eV proche de la gamme infrarouge (IR), il devient un candidat potentiel pour les applications de détection des émissions IR [86]. En plus des applications potentielles pour les dispositifs électroniques à haute fréquence [96-98] et optoélectroniques infrarouges [99, 100], InN demeure le matériau le moins étudié des nitrures du groupe III car est difficile à préparer ; ses propriétés électroniques sont alors rares.

La concentration du nitrure d'indium est supérieure à $10^{18}/\text{cm}^3$ pour la plupart des échantillons étudiés [101]. Cette grande concentration est due aux postes vacants de l'azote. L'effet de la température sur la concentration des porteurs et la mobilité d'électrons a été indiqué par les chercheurs. La concentration d'électrons est de l'ordre de $5 \times 10^{16} /\text{cm}^3$ à température ambiante, et diminue jusqu'à $3 \times 10^{16}/\text{cm}^3$ pour une température de 150°K . A température ambiante, la mobilité d'électrons ; et de l'ordre de $2700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et à 150°K , elle atteint une valeur maximale de $5000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [102].

1.1.6.4.2.2 Propriétés thermiques

Les propriétés thermiques du nitrure d'indium n'ont pas été étudiées de manière approfondie. Le nitrure d'indium est extrêmement difficile à synthétiser en raison de ses propriétés thermodynamiques du système $\text{In} + \text{N}_2$. L'énergie de liaison de la molécule N_2 élevée et l'énergie de liaison de l'InN est relativement faible, rendant la croissance directe des constituants (In et N_2) extrêmement difficile [103]. InN s'est avéré métastable jusqu'à environ 650°C [104] ; à des températures plus élevées, InN se décompose en In et N_2 liquides. La décomposition du nitrure d'indium dépend des facteurs cinétiques tels que l'oxydation de la surface ou la présence de petites gouttelettes d'indium liquide. A basse température, InN est métastable ; et pour des températures supérieures à 650°C , la pression d'azote est très élevée et rend l'expérience très difficile. En conséquence, les valeurs expérimentales des pressions d'équilibre d'InN sont très incertaines ; les valeurs données par divers auteurs diffèrent de plusieurs ordres de grandeur [105,106]. Les seuls résultats qui semblent correspondre à l'équilibre, obtenus par Grzegory et al., indiquent qu'à 700°C la pression d'équilibre d'InN est comprise entre 35 et 50 kbar [107,108]. On estime que la température du point de fusion de

l'InN est proche de 1900 °C avec une pression d'équilibre supérieure à 60 kbar [12], ce qui rend la synthèse de l'InN impossible partir de la fonte. En outre, la tentative de faire pousser de l'InN à partir d'une solution d'azote dans le liquide d'indium à des pressions allant jusqu'à 20 kbar et des températures allant jusqu'à 620 °C ont eu un succès très limité [107,109].

1.1.6.5 Nitrure de bore

1.1.6.5.1 Introduction

Les nanotubes de nitrure de bore (BNNT) ont suscité un intérêt considérable grâce à leurs propriétés structurelles et à leur vaste domaine d'applications. En 1994, la structure des nanotubes de nitrure de bore a été prédite théoriquement pour la première fois [110] ; mais les matériaux physiques ont été synthétisés un an plus tard [111]. Leurs propriétés et applications structurelles et physiques ne sont pas encore bien comprises. Les résultats de recherche rapportés sur les nanotubes de nitrure de bore dans la littérature sont assez limités, en particulier lorsqu'ils sont comparés à ceux rapportés sur leurs homologues de carbone pur qui les nanotubes de carbone (NTC), signalés quelques années auparavant (1991) [112]. Le principal défi est la difficulté de la synthèse de ce matériau de haute qualité. La disponibilité limitée de ce matériau qui en résulte entrave considérablement les progrès de la recherche scientifique et la poursuite de ses applications potentielles.

Les nanotubes de nitrure de bore possèdent de nombreuses propriétés physiques extraordinaires, dont beaucoup sont comparables ou même supérieures à celles des nanotubes de carbone. Ils ont d'excellentes propriétés chimiques et thermiques, ils résistent à l'oxydation à haute température et ils sont inertes [113]. Les nanotubes de nitrure de bore peuvent résister dans l'air jusqu'à 800 °C, ce qui est beaucoup plus élevé que la plage de 300 à 400 °C pour les nanotubes de carbone [114]. Contrairement aux propriétés métalliques ou semi-conductrices des nanotubes de carbone, les nanotubes de bore possèdent une large bande interdite située entre 5 et 6 eV [110,115–117]. Les nanotubes de nitrure de bore sont prometteurs pour de nombreuses applications, telles que les nanocomposites [118,119], les isolants et la biomédecine [120]. Les progrès récents dans la synthèse à grande échelle de nanotubes de nitrure de bore de haute qualité ont fourni de nouvelles opportunités pour faire avancer la recherche sur ce matériau [121,122].

1.1.6.5.2 Propriétés du nitrure de bore

1.1.6.5.2.1 Propriétés électriques

Les nanotubes de nitrure de bore sont des isolants électriques avec une large bande interdite de 5 à 6 eV [1, 13–15]. Plusieurs méthodes physiques et chimiques ont été développées pour ajuster la bande interdite. Kim et al. ont théoriquement étudié la modification de la bande interdite par des déformations radiales techniques dans les nanotubes de nitrure de bore [123]. Leurs études montrent que les déformations radiales des nanotubes de nitrure de bore dues à des pressions transversales d'environ 10 GPa diminuent leur bande interdite de 5 à 2 eV. Ishigamin et al. ont démontré expérimentalement l'effet géant de Stark sur la réduction significative de la bande interdite par un champ électrique transverse local [124]. Le dopage est également un moyen efficace de modifier la bande interdite. Golberg et al. ont rapporté une amélioration significative des propriétés électriques et d'émission de champ des nanotubes de nitrure de bore en dopant les nanotubes avec des éléments carbonés [125].

Les propriétés piézoélectriques ont été théoriquement prédites par Nakhmanson et al. [126]. Leurs études révèlent que la constante piézoélectrique des nanotubes de nitrure de bore diminue avec une augmentation du diamètre des nanotubes. Ces propriétés d'émission de champ ont été étudiées expérimentalement par Cumings et al. [127]. Les tensions des nanotubes de nitrure de bore ont été caractérisées et signalées à 150 V. Ghassemi et al. ont étudié la stabilité du comportement des nanotubes de nitrure de bore à l'aide d'un microscope électronique à transmission (MET) [128].

La dégradation des propriétés d'émission a été attribuée aux défauts de structure. Song et al. ont rapporté que les émetteurs de champ à base de nanotube de nitrure de bore sont résistants à l'oxydation après recuit thermique à 600 °C dans l'air [61]. Cette étude a démontré que les BNNT thermiquement recuits présentent une densité de courant d'émission maximale élevée de 8,39 mA/cm² avec une stabilité d'émission robuste. Par conséquent, les BNNT sont des matériaux prometteurs pour les dispositifs à émission de champ [129].

1.1.6.5.2.2 Propriétés optiques

Les monocristaux du nitrure de bore hexagonal (hBN) émettent à 215 nm, cette valeur a été mise en évidence par Watanabe et al en 2004 [130]. Les résultats expérimentaux ont été interprétés plus précisément grâce aux propriétés d'absorption de hBN calculées en 2006 [131]. Les propriétés optiques calculées théoriquement, des nanotubes de nitrure de bore, ont

été publiées dans la même année [132, 133]. A cause des méthodes de synthèses qui sont mal contrôlées, l'étude de ces propriétés optiques est assez récente [134].

1.1.6.5.2.3 Propriétés thermiques

Les nanotubes de nitrure de bore ont des propriétés thermiques remarquables. Les études théoriques rapportées par Xiao et al. ont révélé que les nanotubes de nitrure de bore présentaient une chaleur spécifique plus importante que les nanotube de carbone [135]. Chang et al. ont étudié expérimentalement la conductivité thermique de BNNT individuel et ont rapporté des valeurs de 200 – 300 W/m·K à température ambiante [136]. De plus, il a été observé que la conductivité thermique des BNNT dépendait du diamètre. Pour les BNNT de diamètre compris entre 30 et 40 nm, leur conductivité thermique augmente avec un diamètre décroissant [137]. Les BNNT présentent également une stabilité thermique à haute température, supérieure à celle des NTC. Chen et al. ont rapporté que les BNNT sont stables à 700 °C dans l'air, et que les petits nanotubes de diamètre inférieur à 20 nm et les structures parfaitement cylindriques peuvent même supporter jusqu'à 900 °C [114]. Xu et al. ont étudié la défaillance induite par le chauffage et révélé que la température de décomposition thermique des BNNT est de 1900 °C [65]. L'excellente stabilité thermique des BNNT indique que les BNNT peuvent être utilisés comme matériaux de protection à haute température.

1.1.7 Composés ternaires nitrurés

1.1.7.1 Nitrure de gallium-aluminium $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

1.1.7.1.1 Introduction

Le nitrure de gallium-aluminium est un alliage entre le nitrure d'aluminium (AlN) et le nitrure de gallium (GaN). En 1978, Baranov a pu synthétiser $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ avec une fraction molaire d'aluminium de 45 %. Les échantillons mesurés par rayons X ont une conductivité de type n, avec une mobilité inversement proportionnelle à la fraction molaire x [138]. Yoshida a réalisé une étude sur les propriétés $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et a trouvé que la concentration des électrons, la mobilité, la résistivité, le gap et la constante du réseau varient en fonction de la fraction molaire x [139].

L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est le matériau le plus utilisé dans l'élaboration des transistors à effet de champ (FETs) à base des matériaux nitrurés. Le semi-conducteur AlGaIn est l'un des matériaux prometteurs pour les applications optoélectroniques et électroniques, car il possède d'excellentes propriétés mécaniques telles qu'un point de fusion élevé, une dureté élevée et une conductivité thermique élevée. De plus, il possède de nombreuses propriétés optiques

exceptionnelles telles qu'une faible permittivité diélectrique et une large bande interdite couvrant une gamme spectrale allant du visible à l'ultraviolet. La plupart des matériaux cristallins à base de nitrure ont une bande interdite directe entraînant des performances d'émission de lumière élevées. Le nitrure de gallium-aluminium est largement utilisé comme couche barrière, couche de revêtement ou réflecteur de Bragg distribué (DBR) dans un laser à semi-conducteur, ou comme couche active dans des LEDs et des lasers de courte longueur d'onde (ultraviolets).

La température de fusion de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ augmente fortement avec la teneur en Al car la température de fusion de l' AlN est supérieure à 3000 °C. La première croissance de cristaux massifs $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ avec une concentration en Al jusqu'à 30% a été rapportée en utilisant une technique de croissance à haute pression. Plus récemment, des monocristaux d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ de haute qualité ont été obtenus avec une teneur en Al comprise entre 0,5 et 1 [140,141].

1.1.7.1.2 Variation du gap d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la fraction de mole x (Al)

Le gap de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la fraction molaire x, est représenté par la loi de Végard [142].

$$E_g^{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = x.E_g^{\text{AlN}} + (1-x).E_g^{\text{GaN}} - x.(1-x).b \quad (1.3)$$

b étant le paramètre de courbure qui est de l'ordre de 1 eV. En remplaçant l'énergie de gap du GaN et d'AlN par leurs valeurs à 300 °K dans l'équation (1.3), nous trouvons les équations qui donnent le gap d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la fraction molaire x pour les deux phases cubique et hexagonale [143].

$$E_{g1}(x) = x^2 - 1.64x + 3.3 \text{ eV} \quad (\text{cubique}) \quad (1.4)$$

$$E_{g2}(x) = x^2 + 1.98x + 3.43 \text{ eV} \quad (\text{hexagonale}) \quad (1.5)$$

Le paramètre de courbure est défini comme le coefficient du terme parabolique dans l'expression phénoménologique de la bande interdite de l'alliage. Selon les conditions de croissance, sa valeur varie et est difficile à mesurer. Ce paramètre a été étudié par plusieurs travaux de recherche [144-155].

La Figure (1.8) représente la variation de l'énergie de gap du nitrure de gallium-aluminium en fonction de la fraction molaire x.

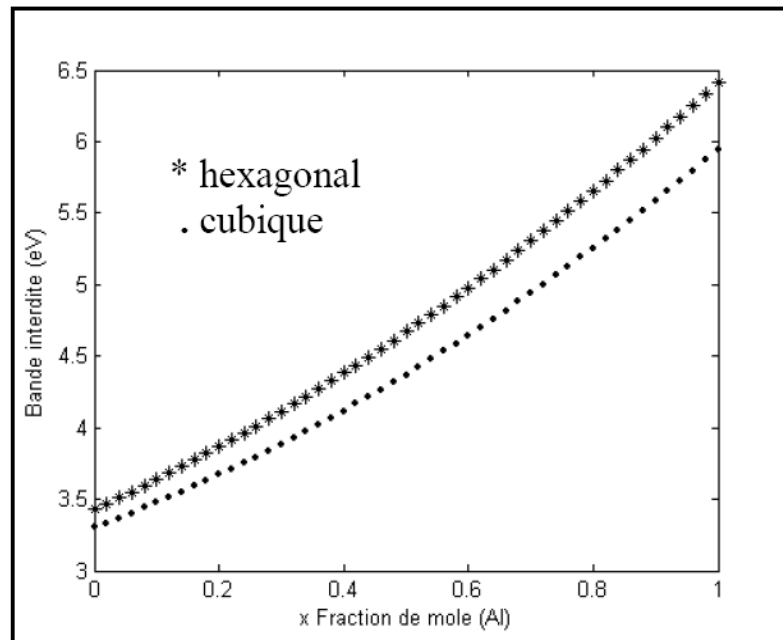


Figure 1.8: Variation de l'énergie de gap dans l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la fraction molaire x [144].

1.1.7.2 Nitrure de gallium-indium $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

1.1.7.2.1 Introduction

Le nitrure de gallium-indium est un alliage entre le nitrure d'indium (InN) et le nitrure de gallium (GaN). En 1972 l'alliage InGaN fut déposé sur deux types de substrats, saphir et quartz [156]. Au cours des années 2000 la croissance de cet alliage a été maîtrisée, et l'élaboration des dispositifs électroniques et optoélectroniques à base de cet alliage est devenue un thème de recherche important pour le développement de la technologie des composants.

GaN et InN sont tous deux des semi-conducteurs à gap direct, mais avec des bandes interdites très différentes. Cela permet de régler la bande interdite de l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ sur toute la plage visible qui varie entre 0.7 eV et 3.4 eV. Il y a un accord sur la valeur de la bande interdite du GaN qui est de l'ordre de 3.43 eV [157,158] et sur la valeur du gap d'InN qui est de l'ordre de 0.7 eV [157,159-161]. La largeur de la bande interdite étant contrôlée par la composition d'alliage x . L'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est très intéressant, car il est utilisé, par exemple, en tant que région active dans les dispositifs optoélectroniques et électroniques. Une caractéristique unique des nitrures du groupe III par rapport aux semi-conducteurs traditionnels est leur grande ionocité. L'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ avec une énergie de gap qui varie de

0,7 à 3,4 eV peut être ajusté de la gamme ultraviolette à l'infrarouge en variant la concentration d'indium dans l'alliage.

Les mesures de spectroscopie et de photoluminescence ont été utilisées pour étudier les propriétés optiques de films $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Dans le domaine de développement de nouveaux matériaux, les semi-conducteurs composés continuent d'être un domaine de grand intérêt et d'expansion rapide.

Des diodes électroluminescentes (DELs) bleues et vertes à base d' InGaN ont été produites avec succès au cours de la dernière décennie. Mais les progrès de ces LEDs sont souvent limités par les problèmes fondamentaux d' InGaN tels que les différences de constantes de réseau, les coefficients de dilatation thermique et les propriétés physiques entre InN et GaN . InGaN a un grand potentiel d'utilisation dans les cellules solaires pour les applications spatiales car il offre un plus haut degré de résistance aux dommages causés par les rayonnements. Des diodes électroluminescentes (DELs) bleues et vertes à base d' InGaN ont été produites avec succès au cours de la dernière décennie. Mais en raison des grandes différences de constantes de réseau et des coefficients de dilatation thermique et des propriétés mécaniques entre InN et GaN , la progression de ces LEDs est limitée. Cette difficulté pourrait être résolue en étudiant les alliages InN et $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ purs [141].

1.1.7.2.2 Variation du gap d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la fraction molaire x

Les paramètres de réseau pour un alliage ternaire peuvent être déterminés, selon la loi de Vegard, par interpolation linéaire des paramètres de réseau des constituants binaires [162].

$$Y(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = x.Y(\text{In}) + (1-x).Y(\text{GaN}) \quad (1.6)$$

Contrairement aux paramètres de réseau, la bande interdite des alliages ternaires à base de nitrure III ne peut pas être déterminée par interpolation linéaire, un paramètre quadratique doit être inclus. La relation (1.7) donne l'énergie de gap de l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

$$E_g^{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = x.E_g^{\text{InN}} + (1-x).E_g^{\text{GaN}} - x.(1-x).b \quad (1.7)$$

$E_g(\text{InN})$ représente la bande interdite d'énergie de InN et $E_g(\text{GaN})$ désigne la bande interdite d'énergie de GaN ; b est le paramètre de courbure (bowing parameter). Il est donc possible d'étudier la relation associée à la variation des valeurs de la bande interdite par rapport aux concentrations comprises entre 0% et 100%. L'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ présente un gap direct, car les composés binaires GaN et InN présentent un gap direct.

Selon la qualité des alliages étudiés le paramètre de courbure varie de 1 eV à 5 eV [165]. Pour le gap optique il y'a des méthodes expérimentales à utiliser mais qui présentent

des difficultés. La valeur du paramètre de courbure varie entre 0 et 1 eV selon les premières études effectuées [166]. Pour les phases cubique et hexagonale, des études récentes prévoient une valeur de 1 eV [167].

Les équations (1.8) et (1.9) donnent le gap d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la fraction molaire x pour les deux phases cubique et hexagonale [163].

$$E_{g1}(x) = x^2 - 2.41x + 3.3 \text{ eV} \quad (\text{cubique}) \quad (1.8)$$

$$E_{g2}(x) = x^2 - 2.43x + 3.43 \text{ eV} \quad (\text{hexagonal}) \quad (1.9)$$

La variation de l'énergie de gap du nitrure de gallium-indium en fonction de la fraction de mole In est illustrée par la figure (1.9).

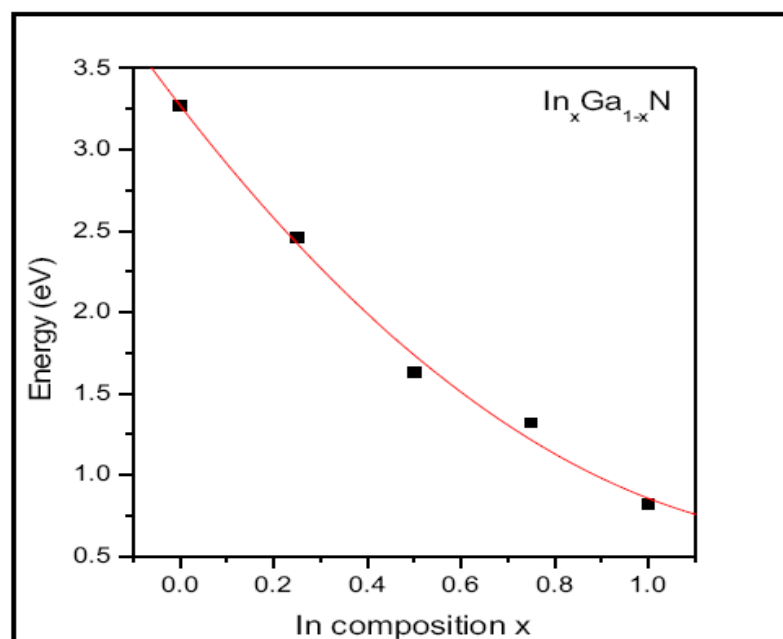


Figure 1.9: Énergie de bande interdite en fonction de la fraction molaire x dans l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ [164].

1.1.7.3 Nitrure de gallium-bore $\text{B}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

1.1.7.3.1 Introduction

Le nitrure de gallium-bore (BGaN) est un alliage entre le nitrure de bore (BN) et le nitrure de gallium (GaN). Les films de nitrure de bore à large bande interdite ont attiré une attention particulière en raison de leurs propriétés remarquables telles que la conductivité thermique, la dureté et une excellente stabilité chimique. De plus, les constantes de réseau de l'alliage BGaN peuvent être adaptées à celles du SiC ou de l'AlN si une incorporation de bore suffisante dans le réseau est obtenue.

Les propriétés électroniques et structurales de base du B GaN ne sont pas bien connues. Harrison a prédit une diminution du désaccord des paramètres de réseau pour une fraction croissante de bore dans l'alliage [168]. Conformément à la théorie du diélectrique quantique, la bande interdite de l'alliage $B_xGa_{1-x}N$ augmente avec l'augmentation de la teneur en bore x [169].

Les premiers résultats expérimentaux rapportés par Polyakov et al. [170] ont montré que la plus grande solubilité du bore dans GaN élaboré à 1000 °C sur le saphir était d'environ 1%. Wei et al. [171] ont rapporté un alliage B GaN sur AlN/SiC avec une teneur en bore la plus élevée de 1,5%. Récemment, Ougazzaden et al. [172] ont rapporté 5% d'incorporation de bore pour les multicouches minces de B GaN/GaN.

La croissance des nitrures à base de bore reste cependant difficile et nécessite une plus grande maturité technologique pour augmenter la teneur en bore. En raison d'une grande lacune de miscibilité, la théorie prédit une valeur de la teneur en bore maximale est de 5% dans l'alliage $B_xGa_{1-x}N$ [173].

1.1.7.3.2 Propriétés du B GaN

1.1.7.3.2.1 Variation du gap du $B_xGa_{1-x}N$ en fonction de la fraction molaire x

L'énergie de gap de l'alliage $B_xGa_{1-x}N$ est calculée par la relation suivante :

$$E_g^{B_xGa_{1-x}N} = x.E_g^{BN} + (1-x).E_g^{GaN} - x.(1-x).b \quad (1.10)$$

b est le paramètre de courbure qui est de l'ordre de 9.2 ± 0.5 eV, et l'énergie de gap du nitrure de bore est l'ordre de 5.5 eV [174,175].

La figure 1.10 représente l'énergie de gap en fonction des paramètres de maille pour les matériaux nitrurés binaires et ternaires.

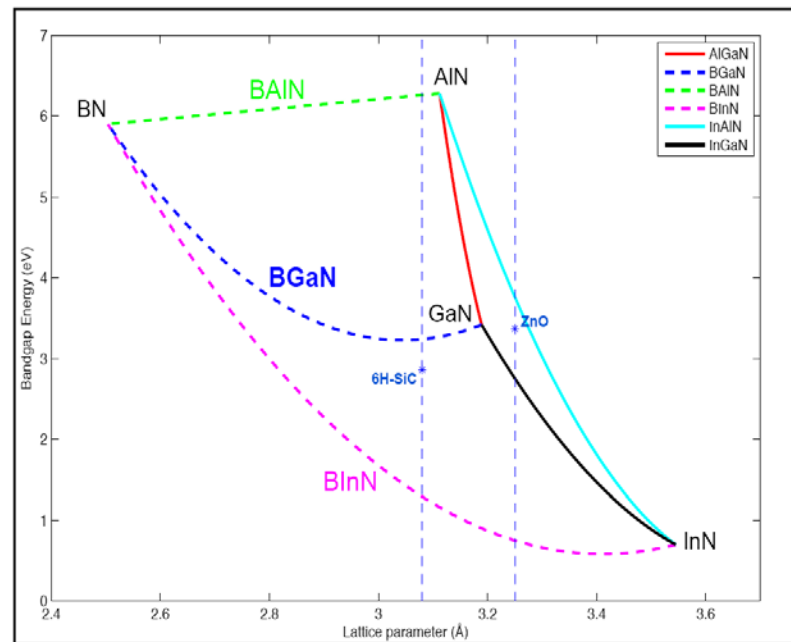


Figure 1.10: Énergie de gap en fonction des paramètres de maille avec représentation de composés nitrurés usuels (lignes droites) et des matériaux à base de nitrure de bore (lignes pointillées) [176].

1.1.7.3.2.2 Propriétés électriques

Baghdadli et al. ont montré que la résistivité électrique est fortement liée à l'incorporation de bore dans l'alliage BGaN, tandis que la mobilité augmente jusqu'à $290 \text{ cm}^2/\text{V}$ pour une teneur en bore de 1,75%, comme le montre la figure (1.11) [177]. Une concentration de porteurs élevée dans l'alliage BGaN pour une composition en bore inférieure à 0,3 %. Stampfl et al. ont observé une forte diminution de la concentration en porteurs dans l'alliage AlGaN, qui peut être liée à une diminution de la densité des porteurs [178]. Cela pourrait être la même chose pour l'alliage BGaN pour lesquels la résistivité augmente avec l'incorporation de bore dans les alliages BGaN.

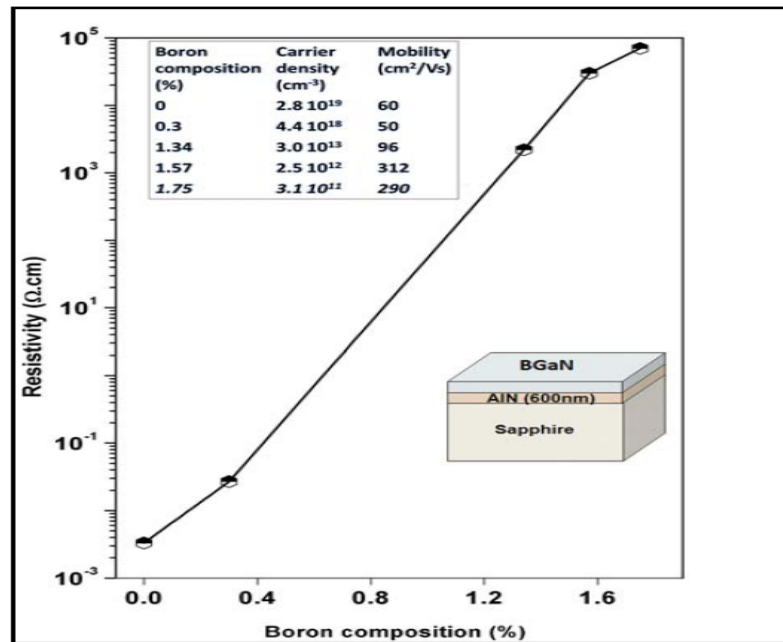


Figure 1.11: La résistivité électrique en fonction de la teneur en bore dans l'alliage $B_xGa_{1-x}N$ à température ambiante. Le tableau en incrustation montre la densité de porteurs et la dépendance de la mobilité avec la teneur en bore [177].

1.1.7.3.2.3 Propriétés optiques

Les propriétés optiques de l'alliage B_xGa_{1-x}N sont encore assez rares et considèrent généralement la comparaison du spectre de photoluminescence (PL) de B_xGa_{1-x}N avec celui de GaN [179-184]. Alors que plusieurs publications ont signalé l'élargissement de la bande interdite avec l'augmentation de la teneur en bore [180-185], des études ont montré une diminution de la bande interdite pour l'alliage B_xGa_{1-x}N avec une faible teneur en bore [182-184], ce qui correspond aux résultats des études théoriques [186, 187].

D'autres facteurs, tels que l'indice de réfraction a également été modulé par la concentration de bore incorporé dans l'alliage. Watanabe et al. ont mesuré la dépendance de la longueur d'onde et les indices de réfraction du B_xGa_{1-x}N et du BAlN dans la gamme des ultraviolets [188]. Une forte dépendance de l'indice de réfraction avec la composition en bore a été mise en évidence. La figure (1.12) représente l'évolution de l'indice de réfraction par rapport à la teneur en bore dans l'alliage B_xGa_{1-x}N et BAlN.

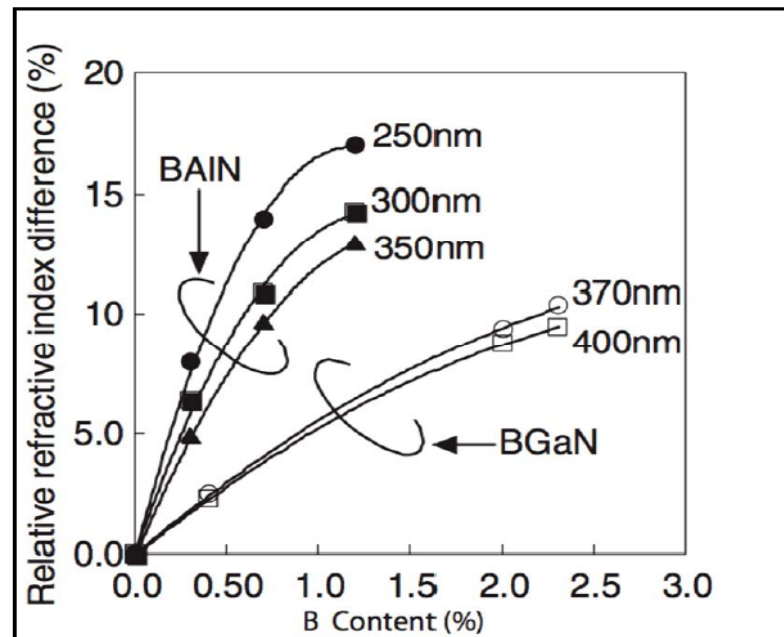


Figure 1.12: Indice de réfraction en fonction de la teneur en bore dans les alliages BGaN et BAIN [189].

1.1.8 Croissance des nitrures

La croissance des nitrurés de haute qualité est la condition préalable pour l'élaboration des dispositifs électroniques et optoélectroniques à base de ces matériaux. Les techniques d'élaboration des nitrures sont : l'épitaxie en phase vapeur à partir d'hydrure (EPVH), l'épitaxie par jets moléculaires (EJM), l'épitaxie en phase vapeur organométalliques (EPVOM) et la croissance par reprise d'épitaxie latérale (ELO).

1.1.8.1 Epitaxie en phase vapeur à partir d'hydrure (EPVH)

L'épitaxie en phase vapeur à partir d'hydrure (EPVH) ou HVPE (Hydride Vapor-Phase Epitaxy) est la première technique utilisée pour faire croître des couches épitaxiales de GaN.

La première couche de GaN monocristalline a été élaborée avec succès en 1969 par Maruska et Tietjen en utilisant la technique d'épitaxie en phase vapeur (EPVH) [190]. Au cours de cette technique, le précurseur de monochlorure de gallium (GaCl) est synthétisé dans un réacteur par réaction d'acide chlorhydrique (HCl) avec du gallium liquide (Ga) à des températures comprises entre 750 °C et 900 °C. Ensuite, le GaCl est transporté vers des substrats habituellement étrangers, par ex. Le saphir, le silicium, l'arséniure de gallium ou le carbure de silicium réagissent avec l'ammoniac (NH₃) à 900 °C – 1100 °C pour former un

film de GaN. Enfin, le substrat étranger peut être éliminé par des techniques telles que l'ablation au laser.

Le taux de croissance de GaN dépend linéairement de la pression partielle d'entrée du monochlorure de gallium. Le principal avantage de cette technique de croissance est le taux de croissance élevé car cette technique est rapide, comparée à d'autres. Elle permet d'atteindre des vitesses de croissance de l'ordre de 100 $\mu\text{m/h}$. Cependant, la qualité du matériau est moins bonne.

1.1.8.2 Epitaxie en phase vapeur organométallique (EPVOM)

L'épitaxie en phase vapeur organométallique (EPVOM) ou MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) est une autre technique de croissance des matériaux III-N couramment utilisée. La croissance consiste en la décomposition simultanée d'organométalliques (triéthylgallium (TEGa), triméthylaluminium (TMA), triméthylindium (TMI), biscyclopentadiénylmagnésium (Cp_2Mg) etc . . .) et d'hydrures (NH_3 , SiH_4) qui sont transportés par un gaz vecteur (azote (N_2) et/ou hydrogène (H_2)). Les flux des sources utilisées sont stabilisés, ensuite mélangés juste avant leur introduction dans le réacteur à une seule entrée alors qu'ils se mélangent au niveau du substrat dans le cas d'un réacteur à deux entrées. L'épitaxie s'effectue en général sur un substrat Al_2O_3 placé sur un suscepteur en graphite [191].

En 1986, Akasaki et Amano ont découvert qu'une couche tampon mince d' AlN à basse température pouvait améliorer la qualité cristalline du GaN [192]. Cette technique est appelée une méthode en deux étapes. La croissance EPVOM est largement utilisée pour une application commerciale dans les matériaux nitrurés III-N. Elle a un taux de croissance de quelques $\mu\text{m/h}$. Le film épitaxial possède des interfaces de haute qualité et généralement abruptes à l'échelle atomique. La croissance EPVOM des matériaux nitrurés III-N conduit toujours à une polarité Ga-face quelle que soit la couche de nucléation utilisée. Pour la croissance EPVOM de GaN, la croissance typique se produit à une température de ~ 1150 °C, une pression d'azote comprise entre 40 et 100 mmHg. La croissance EPVOM d' InGaN nécessite des températures de croissance inférieures à 1000 °C car la liaison In-N est thermiquement instable pour des températures supérieures à 630 °C [193]. Cependant, l'efficacité de craquage de l'ammoniac est faible à des températures inférieures à 1000 °C. Au contraire, la croissance EPVOM d' AlGaN nécessite une température de croissance plus élevée > 1100 °C car la liaison Al-N commence à se dissocier à environ 1040 °C. La figure (1.13) montre un schéma synoptique d'un bâti d'épitaxie par EPVOM.

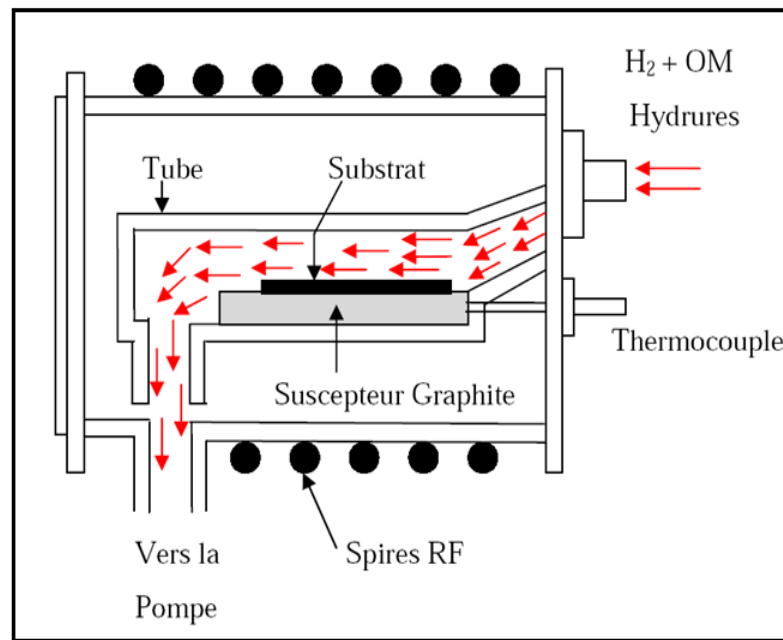


Figure 1.13: Schéma synoptique d'un bâti d'épitaxie par EPVOM [191].

1.1.8.3 Epitaxie par jets moléculaires (EJM)

L'épitaxie par jets moléculaires (EJM) ou MBE (Molecular Beam Epitaxy) est l'une des techniques modernes utilisées pour faire croître des monocristaux. Cette technique utilise l'évaporation sous vide de matériaux sources solides portés à haute température, lesquels se déposent sur un substrat à température de 700 à 750 ° est mis en rotation afin de garantir l'homogénéité des couches déposées.

Cette technique présente l'avantage de pouvoir travailler avec des vitesses de croissance lentes (0,5-2 $\mu\text{m/h}$) afin de laisser le temps aux atomes arrivant à la surface de migrer par diffusion vers les sites cristallographiques. Les principaux avantages de cette technique sont qu'elle permet de faire pousser des couches de haute qualité et qu'il est facile de contrôler le dopage, la concentration et l'épaisseur de la couche produite en raison de sa vitesse de dépôt lente. Ainsi, elle est particulièrement adaptée pour l'élaboration de structures multicouches constituées de couches extrêmement minces et aussi elle permet une croissance couche par couche. L'environnement à ultra-vide permet la surveillance en temps réel du taux de croissance, de l'épaisseur des couches, de la composition de l'alliage et de la reconstruction de l'atome à l'aide de la diffraction d'électrons à haute énergie (RHEED) (Reflexion High Energy Electron Diffraction) installée dans le bâti de dépôt qui va contrôler en temps réel la quantité d'éléments incorporés [194,195].

La croissance EJM des matériaux nitrurés III-N produit habituellement des films avec une polarité N. Il y a certains inconvénients de cette technique de croissance tels que l'exigence d'un vide poussé, un taux de croissance plus lent que l'EPVOM, et la difficulté de traiter plusieurs plaquettes. En raison de ces inconvénients, la technique EJM n'est pas largement utilisée pour des applications commerciales. Toutefois, la croissance EJM est très prometteuse pour la croissance de films d'InGaN à haute teneur en indium en raison de la température de croissance plus basse. La figure (1.14) montre le schéma synoptique général d'un bâti d'EJM destiné à la croissance de GaN.

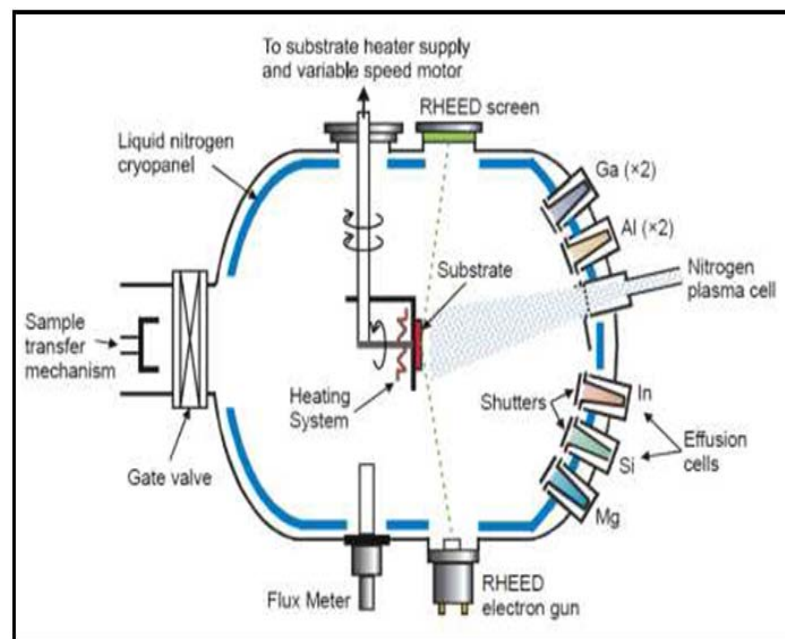


Figure 1.14: Schéma synoptique d'un bâti d'épitaxie par EJM [196].

1.1.9 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présentés les composés binaires et ternaires nitrurés tels que le nitrure de gallium (GaN), nitrure d'aluminium (AlN), nitrure d'indium (InN), nitrure de bore (BN), nitrure de gallium-aluminium (AlGaN), nitrure de gallium-indium (InGaN) et nitrure de gallium-bore (BGaN). Leurs structures cristallographiques ainsi que leurs différentes propriétés ont été présentées.

Le chapitre qui suit est dédié à l'étude des transistors à effet de champ tels que : JFET, MESFET, MOSFET et HEMT.

Chapitre 2

Transistor à haute mobilité électronique

2.1 Etude d'une hétérojonction

2.1.1 Introduction

L'hétérojonction est obtenue par la juxtaposition de deux matériaux semi-conducteurs de gaps différents. Le type de l'hétérojonction dépend du type des deux semi-conducteurs associés ; s'ils sont de même type, il s'agit d'une hétérojonction isotype et s'ils sont différents, l'hétérojonction est anisotype. La croissance cristalline d'un semi-conducteur sur l'autre, forme une hétérojonction. Pour minimiser la densité de dislocations et les défauts cristallins, la croissance nécessite deux matériaux semi-conducteurs ayant des propriétés cristallines voisines.

L'intérêt de l'hétérojonction réside dans le décalage créé entre les bandes d'énergies permises des deux matériaux semi-conducteurs. Ces matériaux ont des énergies de bande interdite différentes, ce qui engendre une discontinuité de bande de conduction ΔE_c et une discontinuité de bande de valence ΔE_v à l'interface de l'hétérojonction.

Le type d'hétérojonction dépend de la position des bandes interdites des deux matériaux semi-conducteurs. La figure (2.1) représente les différents types d'hétérojonction.

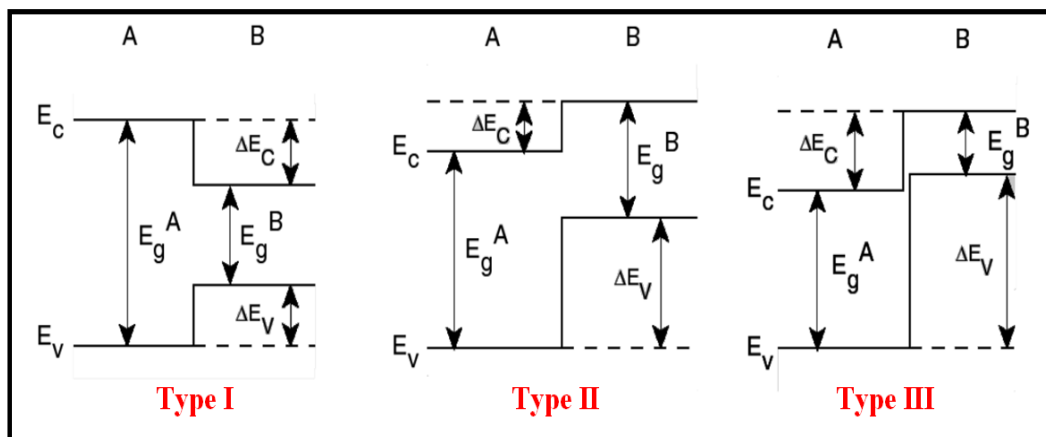


Figure 2.1 : Les différents types d'hétérojonctions entre deux matériaux semi-conducteurs A et B ayant des énergies de bande interdite E_g^A et E_g^B [197].

où :

E_c : désigne la bande de conduction.

E_v : désigne la bande de valence.

ΔE_c : discontinuité de bande de conduction.

ΔE_v : discontinuité de bande de valence.

2.1.2 Diagramme de bande d'une hétérojonction

La figure 2.2(a) représente l'état des deux matériaux semi-conducteurs avant contact. Chaque matériau a une bande interdite différente (E_G), ce qui entraîne des décalages au niveau des bandes de conduction (ΔE_C) et de valence (ΔE_V) lorsque les deux matériaux sont mis en contact, la flexion de la bande entraîne des discontinuités dans les bandes de conduction et de valence, comme illustré dans le diagramme de bande d'énergie de la figure 2.2(b).

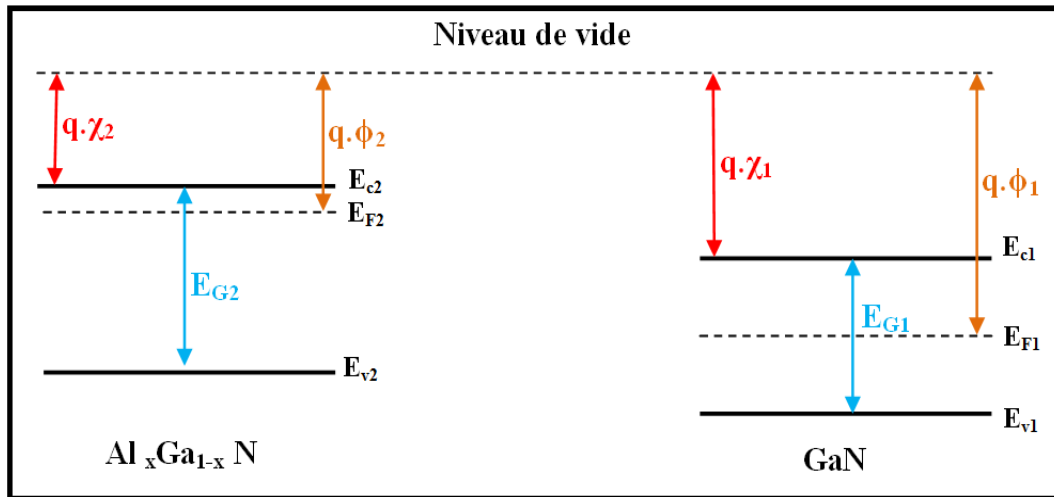


Figure 2.2(a) : Diagramme de bandes d'énergie des deux matériaux semi-conducteurs avant contact.

où:

E_G : valeurs des bandes interdites,

χ : affinité électronique,

$q\chi$: travail de sortie d'un électron (constante du matériau),

V_B : différence de potentiel entre les couches,

$q\phi$: travail existant entre le niveau de Fermi (E_F) et le niveau de référence (variable avec le dopage).

La figure 2.2(b)) montre le diagramme de bandes d'énergie d'une structure AlGaIn/GaN. A l'interface AlGaIn/GaN, la discontinuité ΔE_C forme un puits quantique, comme le montre la figure 2.2(b). Les électrons confinés dans un canal de conduction bidimensionnel (2DEG) ont une mobilité et une densité élevées, ce qui rend les transistors à effet de champ à base d'hétérojonction prometteurs pour les applications à haute fréquence et à forte puissance.

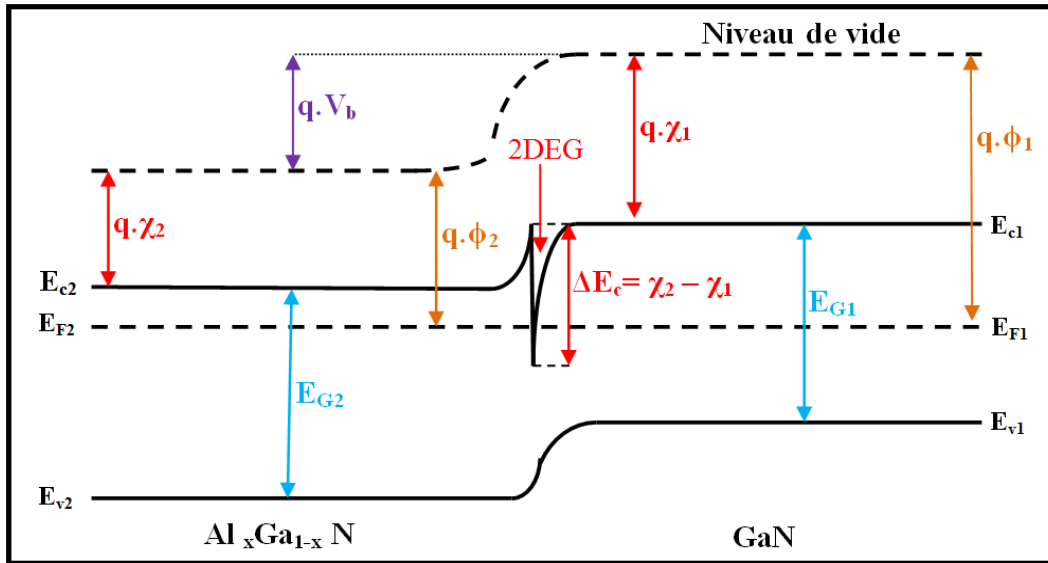


Figure 2.2(b) : Diagramme de bandes d'énergie après contact des deux matériaux semi-conducteur (Hétérojonction).

2.1.3 Gaz électronique à deux dimensions (2DEG)

Les électrons confinés dans le puits quantique sont séparés des atomes donneurs ionisés et possèdent de ce fait une mobilité extrêmement élevée. Ils sont généralement considérés comme un gaz électronique à deux dimensions qui est aussi appelé canal d'électrons, gaz d'électrons ou gaz 2DEG (Two-dimensional Electron Gas), qui est la propriété unique des transistors à haute mobilité électronique. A l'interface AlGaIn/GaN ou InGaIn/GaN se forme le canal d'électrons grâce à l'effet de la polarisation spontanée et de la polarisation piézoélectrique qui règnent dans les matériaux semi-conducteurs nitrurés.

Dans les matériaux III-N, la polarisation spontanée peut engendrer un champ électrique élevé et un champ piézoélectrique additionnel dû à la contrainte sur la couche supérieure de l'hétérostructure. Le champ électrique engendré par ces fortes polarisations forme un gaz bidimensionnel d'électrons. Ce gaz d'électrons est caractérisé par une densité de porteurs très élevée. L'accumulation des porteurs mobiles attirés (électrons dans le cas d'une charge positive σ) dans le gaz d'électrons à deux dimensions est confinée dans un puits quantique le long de l'hétérojonction et repose à la fois sur les effets induits par les polarisations piézoélectrique et spontanée, comme le montre la figure (2.3).

La très grande mobilité des électrons confinés dans le puits quantique et la vitesse de saturation élevée constituent la principale caractéristique des transistors à haute mobilité électronique HEMT.

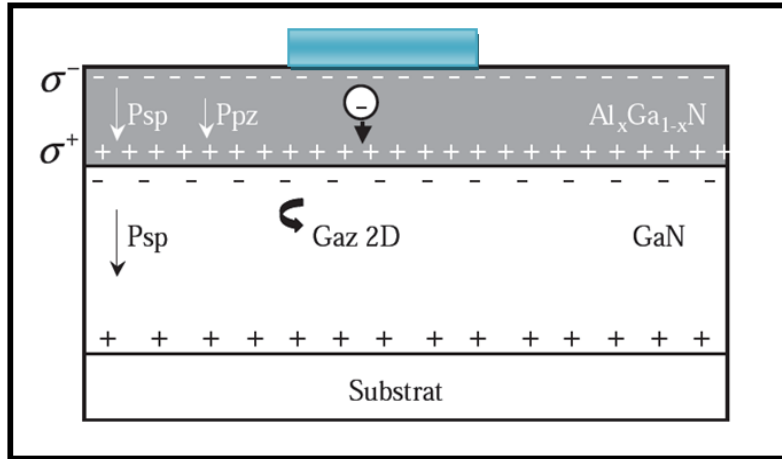


Figure 2.3 : Polarisation et charges dans les HEMT AlGaIn / GaN [198].

La charge induite σ créée à l'interface de hétérostructure AlGaIn/GaN, peut être écrite comme la différence entre la somme des champs de polarisation dans la couche supérieure $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{N}$ et celle du GaN ; la polarisation piézoélectrique du GaN ($P_{pz(\text{GaN})}$) est considérée comme une valeur négligeable. La charge induite peut être calculée par la relation (2.1) avec x le taux d'aluminium dans l'alliage $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{N}$.

$$|\sigma| = |P_{SP(\text{AlGaIn})}(x) + P_{PZ(\text{AlGaIn})}(x) - P_{SP(\text{GaN})}| \quad (2.1)$$

Une accumulation d'électrons libres apparaîtra à l'interface GaN, comme illustré dans la figure (2.3). La densité d'électrons $n_s(x)$ peut être calculée par la relation (2.2) [199] :

$$n_s(x) = \frac{\sigma(x)}{q} - \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{q^2 d} [q\phi_b(x) + E_F(x) - \Delta E_c(x)] \quad (2.2)$$

où σ est la densité de charge induite par la polarisation, q est la charge d'électrons, ϵ_0 est la permittivité du vide, ϵ_r est la permittivité relative, d est l'épaisseur de la barrière AlGaIn, $q\phi_b$ est la barrière de Schottky du contact de grille au-dessus d'AlGaIn, E_F est la position du niveau de Fermi par rapport au bord de l'énergie de la bande de conduction du GaN, et $\Delta E_c(x)$ est le décalage de l'énergie de la bande de conduction à l'interface AlGaIn/GaN.

2.2 Transistors à effet de champ

Le transistor à effet de champ (FET) a été conçu pour la première fois dans les années 1920, mais il n'a pas été développé. En 1945, Shockley avait une idée pour fabriquer un dispositif à semi-conducteurs à l'état solide. Il a estimé qu'un champ électrique puissant pouvait entraîner un flux électrique dans un semi-conducteur voisin et il a essayé d'élaborer

un FET, mais cela n'a pas fonctionné. Trois ans plus tard, Brattain et Bardeen construisirent le premier transistor en état de marche, conçu comme un transistor à jonction. En 1960, le scientifique de Bell, John Atalla, a développé un nouveau design basé sur les théories originales de Shockley sur les effets de champ. À la fin des années 1960, les fabricants sont passés des circuits intégrés à jonction aux dispositifs à effet de champ. Ce dispositif était connu sous le nom de transistor «unipolaire» car le terme fait référence au fait que le courant est transporté par des porteurs d'une polarité (majoritaire), alors que dans les transistors bipolaires classiques, le courant est transporté par des porteurs à deux polarités (majoritaire et minoritaire).

Dans les dispositifs à effet de champ, le courant est contrôlé par l'action d'un champ d'électrons plutôt que par l'injection de porteurs. Le FET représente une structure horizontale car le transport des électrons se fait horizontalement et les contacts ohmiques se trouvent sur le même plan. Son type dépend fortement de la nature du contact de grille élaboré. Il existe plusieurs types tels que :

- Transistor JFET "Junction Field Effect transistor" : dans ce type de transistor, la jonction grille-canal est une jonction PN.
- Transistor MESFET "Metal Semiconductor Field Effect Transistor" : dans ce type de transistor il s'agit d'une grille métallique à barrière Schottky.
- Transistor MOSFET "Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor" : grille métallique isolée par rapport au canal par un oxyde.
- Transistor HEMT "High Electron Mobility transistor" : grille métallique à barrière Schottky.

2.2.1 Transistors JFET et MESFET

Le transistor à effet de champ à jonction (JFET) est un dispositif à trois électrodes : grille (G), source (S) et drain (D)) appartenant au groupe des dispositifs à semi-conducteurs unipolaires. Le transistor MESFET est similaire au transistor JFET mais la jonction PN est remplacée par une barrière Schottky.

Dans les transistors à effet de champ FET, le courant circule dans un seul type de semi-conducteur (type n ou p). De ce fait, ce courant est dû uniquement soit au déplacement des trous pour un semi-conducteur de type p, soit au déplacement des électrons pour un semi-conducteur de type n. La région où circulent les porteurs est appelée le canal du transistor. Le contrôle du courant est induit par la variation de la résistance du canal du transistor. Dans les conditions de fonctionnement normales du FET, la jonction grille-canal est polarisée en

inverse et le flux de courant à travers la structure de transistor est contrôlé par la variation de la tension grille-source (V_{GS}).

Le principe de fonctionnement d'un transistor JFET repose sur la jonction grille-canal (jonction PN). Au voisinage de cette jonction, les électrons libres du semi-conducteur de type N migrent vers le côté de type P laissant des atomes donneurs ionisés au voisinage de la jonction. A l'équilibre thermodynamique, les atomes ionisés forment une zone de déplétion.

Le principe de fonctionnement d'un transistor MESFET est identique à celui d'un JFET, seulement la jonction PN est remplacée par une jonction Métal/Semi-conducteur. La figure (2.4) représente la coupe schématique d'un transistor JFET ou MESFET non polarisé avec une zone de charge d'espace de hauteur "h" dans le canal conducteur.

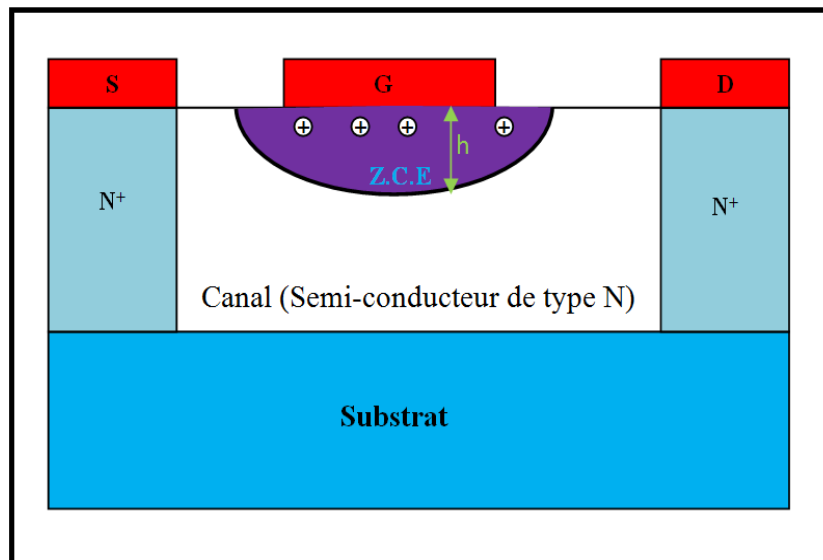


Figure 2.4 : Représentation schématique de la zone de charge d'espace (Z.C.E.) d'un transistor JFET ou MESFET non polarisé.

La largeur du canal dépend de la tension de commande (V_{gs}). Pour des faibles valeurs de V_{gs} , la région de la jonction grille-canal est petite et la largeur du canal est grande; dans ce cas la résistance drain-source du transistor est faible. Lorsque la tension de commande V_{GS} augmente en valeur absolue, l'épaisseur de la zone de charge d'espace augmente ; lorsque la cette tension atteint la tension dite de pincement, c'est-à-dire $V_{GS} = V_p$, la zone déplétée occupe la totalité du canal. Cela ferme complètement le canal et la résistance drain-source devient très élevée. La figure 2.5 représente un transistor JFET ou MESFET polarisé.

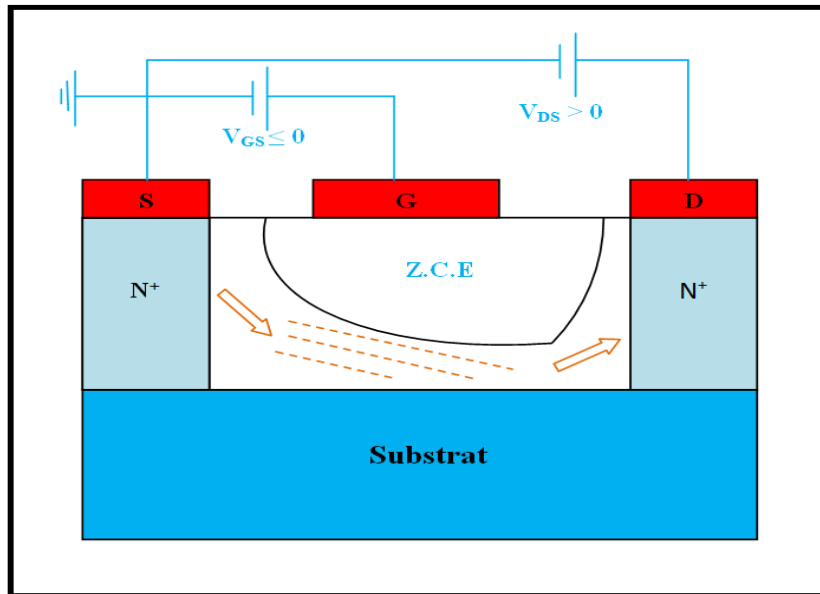


Figure 2.5 : Représentation schématique de la zone de charge d'espace (Z.C.E) d'un transistor JFET ou MESFET polarisé.

Lors de l'application d'une tension drain-source positive et d'une tension de commande sur la grille négative ou nulle, un courant drain-source (I_{DS}) circule entre le drain et la source. Le régime de saturation apparaît lorsque la tension drain-source atteint la tension de saturation V_{DSat} . Dans ce cas le courant I_{DS} devient constant (I_{DSat}) et la variation de la tension V_{DS} n'affecte plus le courant I_{DS} . La figure 2.6 représente la caractéristique de sortie d'un transistor à effet de champ.

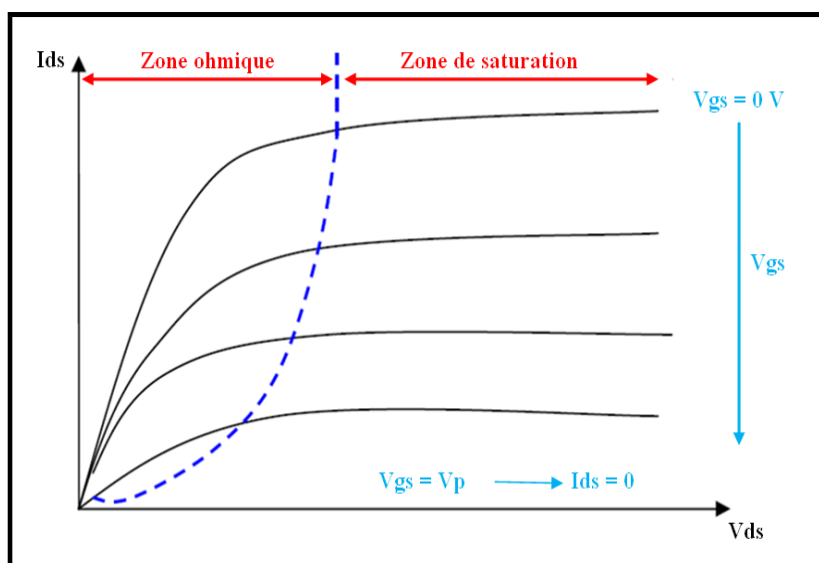


Figure 2.6 : Caractéristique de sortie d'un transistor FET.

2.2.2 Transistor MOSFET

Dans un transistor à effet de champ à grille isolée (MOSFET), la grille est isolée par rapport au canal (figure (2.7)). Le type le plus courant de FET à grille isolée utilisé dans de nombreux types de circuits électroniques est appelé MOSFET (Metal Oxyde Semi-conductor Field Effect Transistor). Le MOSFET est un transistor à effet de champ contrôlé en tension qui diffère d'un JFET, car il comporte une électrode de grille isolée électriquement du canal par une très fine couche de matériau isolant. L'isolation de la grille rend la résistance d'entrée du MOSFET extrêmement élevée, de l'ordre des mégohms ($M\Omega$). Ces transistors peuvent être de deux types : soit des transistors à enrichissement ou d'appauvrissement, et les deux peuvent être des MOSFET à canal n (NMOS) ou à canal p (PMOS).

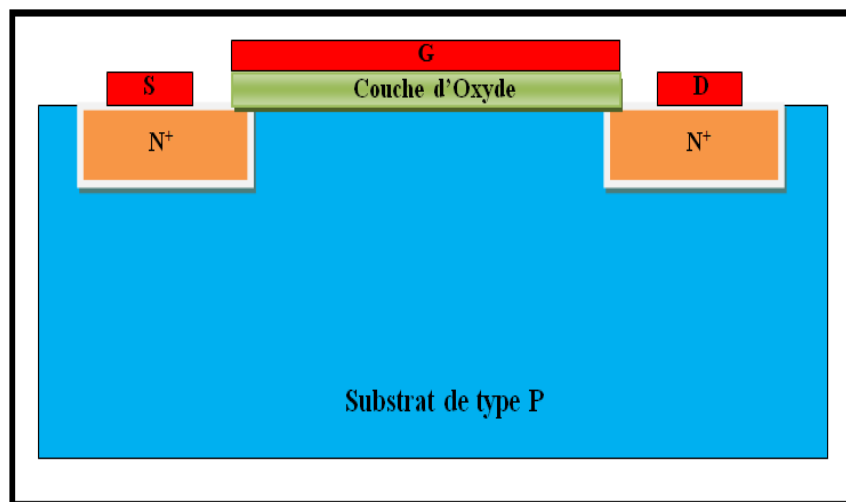


Figure 2.7 : Coupe Schématique d'un transistor MOSFET à enrichissement non polarisé.

Son principe de fonctionnement est basé sur la commande par une polarisation sur l'électrode de grille. La figure (2.8) représente un transistor MOSFET à enrichissement à canal n polarisé. Lorsqu'une tension grille-source est appliquée d'une valeur supérieure à la tension de seuil (V_{th}), un canal de type n est induit dans le corps de type p. Le canal induit permet au courant électrique de circuler entre le drain et la source (I_{ds}). La tension nécessaire pour former d'abord un canal conducteur est connue sous le nom de tension de seuil, mais la densité de charges négatives mobiles dans ce canal continue à augmenter avec une tension (V_{gs}) positive supplémentaire. Le courant peut circuler dans le canal dans les deux sens ; mais généralement, il passe du drain vers la source dans les applications FET à canal n. La densité de charges négatives mobiles du canal est en fait contrôlée par un champ électrique résultant de la tension entre la source et la grille. L'accumulation de charges positives à la

métallisation de grille et l'accumulation de charges négatives dans le canal n induit sont présentées dans la figure (2.8). Cela peut être considéré comme un condensateur à plaques parallèles avec un oxyde qui joue le rôle d'un diélectrique isolant. Le champ électrique résultant dans la couche d'oxyde est le mécanisme qui contrôle la densité de charges négatives mobiles à l'intérieur du canal et donc sa conductivité. Si une tension drain-source est appliquée, le courant I_{ds} sera proportionnel à cette tension.

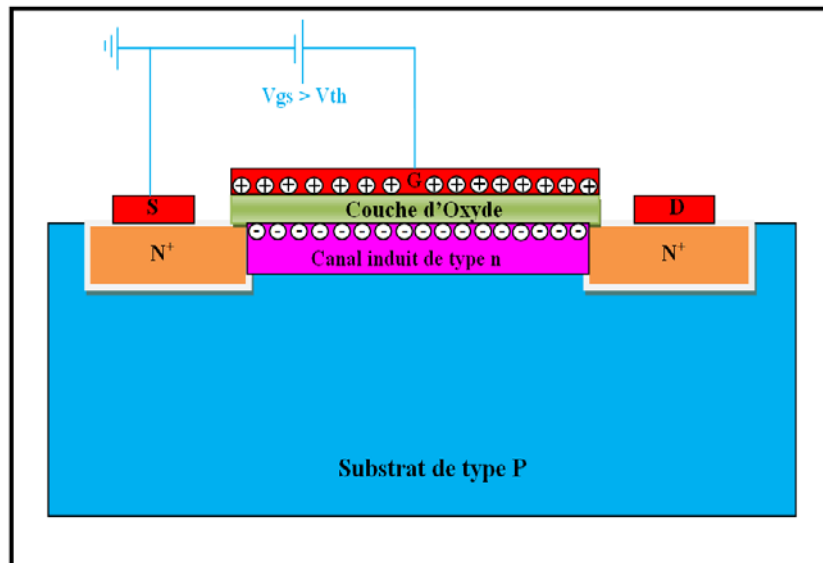


Figure 2.8 : Coupe Schématique d'un transistor MOSFET à enrichissement à canal n polarisé.

2.2.3 Transistor HEMT

2.2.3.1 Introduction

La première apparition du transistor à haute mobilité électronique (High Electron Mobility transistor HEMT) était en 1980 par Fujitsu et Thomson [200]. Le transistor HEMT est aussi appelé MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor), TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) et HFET (Heterojunction Field Effect Transistor). Le transistor à effet de champ à hétérojonction (HFET) possède une jonction entre deux matériaux de bandes interdites différentes (c'est-à-dire une hétérojonction), qui forme un puits quantique de forme triangulaire. Les électrons sont accumulés dans ce puits quantique pour former un canal conducteur. En raison de la mobilité accrue des canaux, HFET offre une transconductance et une vitesse de fonctionnement plus élevées. Ce dispositif a la capacité de fonctionner à des fréquences très élevées et présente également un facteur de bruit faible. Par conséquent, il est utilisé dans les domaines de la conception RF où il est impératif d'avoir de hautes performances à hautes fréquences RF [201].

Plusieurs années après que le FET de base soit devenu un composant électronique standard, HFET est entré sur le marché. La première étude sur le mode de transport spécifique utilisé dans les HFETs a eu lieu en 1969. Mais ; jusqu'en 1980, les premiers dispositifs expérimentaux n'étaient pas disponibles. Bien qu'ils aient commencé à être utilisés au cours des années 1980, leur coût initial était très élevé, ce qui en limitait l'utilisation. À mesure que le coût des HFETs diminuait, ils ont été intégrés à de larges applications dans les communications à micro-ondes, les télécommunications mobiles et d'autres applications RF [201].

L'exigence d'une vitesse de commutation élevée telle que celle requise dans le domaine des communications et de la technologie RF a poussé les transistors à évoluer avec une mobilité électronique élevée et des caractéristiques de transport supérieures. L'invention des dispositifs à haute mobilité électronique a été accréditée par T. Mimura qui a participé à la recherche sur les dispositifs semi-conducteurs à base des composés III-V pour les applications haute fréquence et haute vitesse dans laboratoire Fujitsu Ltd, à Kobe, au Japon. Suite à cela, le transistor HEMT a d'abord été utilisé commercialement comme amplificateur cryogénique à faible bruit à l'observatoire radio de Nobeyama (NRO), Nagano, Japon, en 1985 [202].

Les transistors MOSFET et MESFET doivent être construits avec des longueurs de canal très courtes, de sorte que la majorité des porteurs subissent un minimum de saturation en impuretés et une dégradation des performances réduite. De telles applications impliquent également des limitations de conception et de performances nécessitant un courant de saturation élevé ainsi qu'une transconductance importante, ce qui peut être obtenu par un dopage important. Pour dépasser ces limitations, les dispositifs HEMT incorporent des hétérojonctions formées par deux matériaux de bandes interdites différentes, où les électrons sont confinés dans un puits quantique afin d'éviter la dispersion d'impuretés. Le matériau à bande interdite directe, GaAs, a été utilisé en haute fréquence ainsi que dans les circuits intégrés optoélectroniques en raison de sa mobilité électronique et de sa constante diélectrique plus élevées. Les alliages AlGaAs sont les candidats les plus appropriés pour le matériau barrière de GaAs possédant presque la même constante de réseau et une bande interdite supérieure à celle de GaAs. C'est pourquoi l'hétérostructure GaAs/AlGaAs est considérée comme le choix le plus conforme à incorporer dans les HEMT. Cependant, le transistor HEMT à base des matériaux nitrurés AlGaN/GaN est un autre excellent dispositif qui a fait l'objet de nombreuses recherches au cours des dernières années. Il peut fonctionner à de très hautes fréquences avec des performances satisfaisantes et une vitesse d'électrons élevée en

saturation [203]. Le GaN présente une très forte polarisation piézoélectrique qui facilite l'accumulation d'énormes porteurs à l'interface AlGa_N/Ga_N. Dans ce type de HEMTs, les performances du dispositif dépendent des paramètres physiques et géométriques du dispositif tels que le type des matériaux utilisés, l'épaisseur des couches et la concentration de dopage de la couche AlGa_N, offrant une flexibilité dans le processus de conception.

2.2.3.2 Structure physique d'un HFET

La figure (2.9) représente la structure physique d'un transistor HFET, nous allons citer le rôle de toutes les couches qui le constituent.

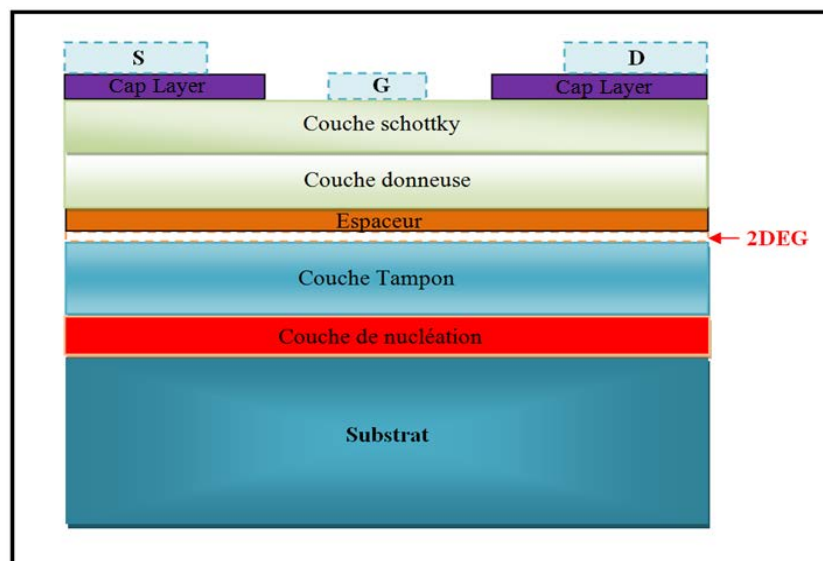


Figure 2.9 : Structure d'un transistor HFET.

Substrat : Il joue le rôle d'un support mécanique ; les matériaux souvent utilisés sont le silicium, le saphir et le carbure de silicium.

Couche de nucléation : Cette couche sert à minimiser le désaccord de maille entre le substrat et la couche tampon.

Couche tampon : Cette couche a pour rôle d'empêcher la diffusion des électrons vers le substrat et le gaz bidimensionnel se forme dans sa partie supérieure, elle est également appelée Buffer.

Espaceur : Pour minimiser les interactions entre les électrons du canal et les impuretés ionisées de la couche donneuse. Elle est soumise à un compromis par rapport à son épaisseur ; plus cette couche est fine plus la concentration des charges dans le canal augmente, présentant

ainsi une forte densité de courant. Plus elle est épaisse, meilleure mobilité sera dans le canal et la densité des porteurs de charge diminue.

Couche donneuse : Cette couche a pour rôle de fournir les électrons libres au canal ; son dopage est généralement volumique et dans laquelle la zone de charge d'espace se forme.

Cap : C'est une fine couche sur laquelle sont réalisés les contacts ohmiques, elle permet de réduire les résistances d'accès.

La figure (2.10) représente la structure physique d'un transistor à effet de champ à double hétérojonction (DHFET). Cette structure consiste à introduire une couche active entre la couche tampon et l'espaceur, qui va jouer le rôle d'un canal. Pour cela, nous avons une double hétérojonction qui va améliorer le confinement d'électrons dans le canal.

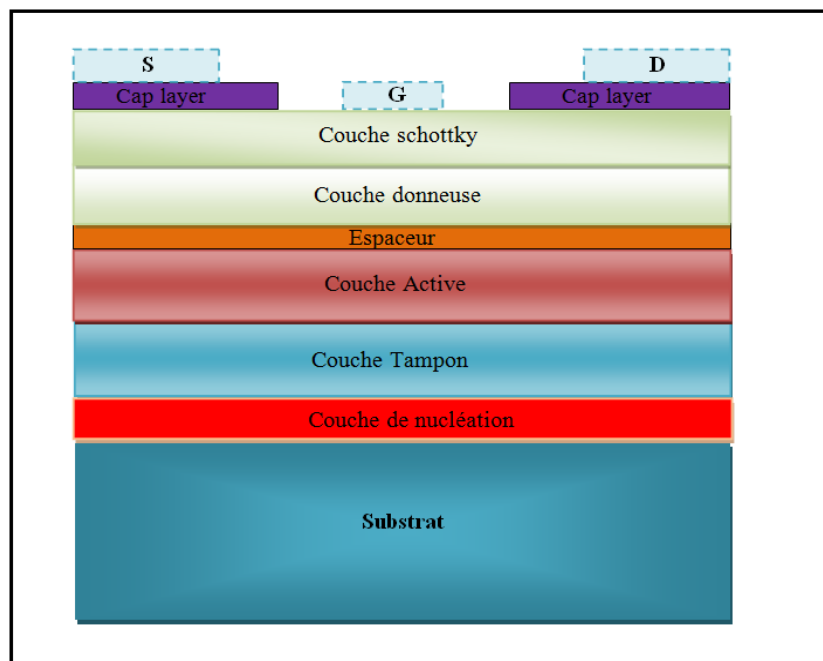


Figure 2.10 : Structure d'un transistor DH-FET.

2.2.3.3 Paramètres physiques d'un transistor HEMT

2.2.3.3.1 Mobilité des porteurs

La mobilité des porteurs dans un semi-conducteur est l'un des paramètres les plus importants pour le fonctionnement des dispositifs électroniques. En réalité, la mobilité mesure la capacité des porteurs libres (électrons ou trous) à se déplacer dans le matériau soumis à un champ électrique externe et elle est notée μ ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$). La mobilité des porteurs dépend fortement de la pureté et de la masse effective de porteurs, elle est importante dans les semi-conducteurs qui se caractérisent par une pureté élevée et une faible masse effective des

porteurs [204]. L'élévation de la température influe de façon néfaste sur la mobilité car elle crée des perturbations dans le semi-conducteur. Les relations (2.3) et (2.4) représentent respectivement, la mobilité de porteurs dans un semi-conducteur et le temps de relaxation [205].

$$\mu = \frac{q \cdot \tau}{m^*} \quad (2.3)$$

Avec

$$\tau = \frac{\tau_c}{2} \quad (2.4)$$

Où :

τ_c : le temps de collision

τ : Temps de relaxation

Dans un semi-conducteur de type n, l'interaction des électrons avec les impuretés et les phonons (dispersion par le réseau) contrôle et détermine la mobilité, elle est exprimée par la relation (2.5).

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{imp}} + \frac{1}{\mu_{rés}} \quad (2.5)$$

$\mu_{imp} \propto T^{3/2}$ et $\mu_{rés} \propto T^{-\theta}$ avec $1.5 \leq \theta \leq 2.5$

Quand la température augmente, la probabilité d'interaction des électrons avec les impuretés diminue et les phonons sont plus excités ; cela signifie que la probabilité d'interaction avec les phonons croît avec la température [206].

2.2.3.3.2 Densité surfacique du gaz d'électron

Delagebeaudeuf et Linh [207] ont proposé un modèle d'un transistor à haute mobilité électronique pour la première fois, et une relation linéaire entre la densité surfacique (n_s) et la tension de commande du dispositif (V_g) a été proposée. L'aspect de la variation du niveau de fermi avec densité surfacique a été pris en compte par Drummond et al. [208] et Lee et al. [209] dont le but était de faire une extension de la relation linéaire. Dans les HEMTs, la prédiction du courant sous-seuil n'était pas possible dans ce modèle. La modélisation correcte des régimes linéaires et sous seuil a été proposé par Byun et al. [210]. Des modèles qui unifient le régime linéaire et le régime de saturation ont été trouvés dans d'autres travaux [211, 212]. La concentration par unité de surface (n_s) est définie par la relation (2.6) [207, 208].

$$n_s = \frac{\varepsilon}{q \times d} \times (V_g - V_{th}) \quad (2.6)$$

Où:

ε : Permittivité dielectrique

d : L'épaisseur de la couche barrière

V_{th} : La tension de seuil.

2.2.3.4 Principe de fonctionnement d'un HEMT

Dans les structures HEMT les plus courantes, la barrière à large bande interdite est dopée de type n, tandis que le canal reste non dopé. À l'interface de l'hétérojonction, un puits quantique triangulaire est formé dans le matériau à faible gap non dopé. Les électrons du matériau de grand gap s'accumulent dans ce puits potentiel et sont confinés à l'intérieur du puits. La barrière dopée n dans le dispositif fournit des électrons au canal non dopé ; une zone désertée est générée dans la couche donneuse, dû au transfert de charges. L'hétérojonction permet la séparation spatiale des porteurs de charge du canal de leurs donneurs ionisés, de ce fait les électrons libres ne sont plus soumis aux interactions avec les impuretés ionisées. De cette manière, le canal à hétérostructure est capable de délivrer une concentration de porteurs élevée avec une mobilité élevée équivalente à celle du matériau intrinsèque. De plus la tension grille-source (V_{GS}) a pour but de contrôler la densité d'électrons dans le canal. La variation de la tension V_{GS} influe sur la densité d'électron (n_s). Plus la tension V_{GS} diminue, plus n_s diminue. Selon les paramètres physiques et géométriques du dispositif, il existe une certaine valeur V_{th} (threshold voltage) de V_{GS} qui annule n_s . La figure (2.11) représente le mécanisme interne d'un transistor HEMT.

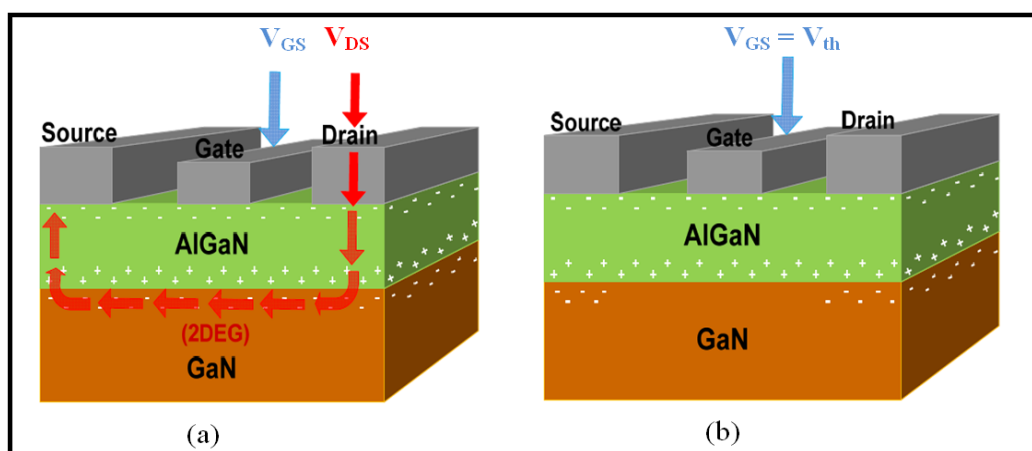


Figure 2.11 : Mécanisme interne d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN [213].

La fonction principale d'un HEMT varie selon l'application soit de commuter des signaux électroniques, soit de les amplifier. La figure (2.12) montre la caractéristique de sortie qui représente le courant drain-source en fonction de la tension drain-source ($I_{ds} = F(V_{ds})$). Cette caractéristique servira d'aide à la description du fonctionnement du dispositif. L'électrode de grille est l'entrée tandis que l'électrode de drain est la sortie et la source est la borne commune. Le signal d'entrée de la grille agit comme signal de commande du dispositif et permet de contrôler le dispositif. Dans un dispositif en mode épuisement, la mise hors tension nécessite l'application d'une tension négative pour pincer le canal d'électrons, ce qui donne un canal très résistif dans lequel aucun courant ne circulera. C'est ce que l'on appelle un "pinch-off". L'expression qui relie le nombre de porteurs dans le canal à la tension de polarisation appliquée est donnée par la relation (2.7) [214].

$$n_s = \frac{\epsilon_{AlGaN}}{q(d_{AlGaN} + \Delta d)} (V_{GS} - V_{Th}) \tag{2.7}$$

où n_s est la densité de charges par unité de surface du 2DEG, d_{AlGaN} est l'épaisseur de la couche barrière, Δd est la distance effective du 2DEG à l'hétérointerface, V_{GS} est la tension grille-source c'est la tension de polarisation de la grille et V_{Th} est appelée tension de seuil.

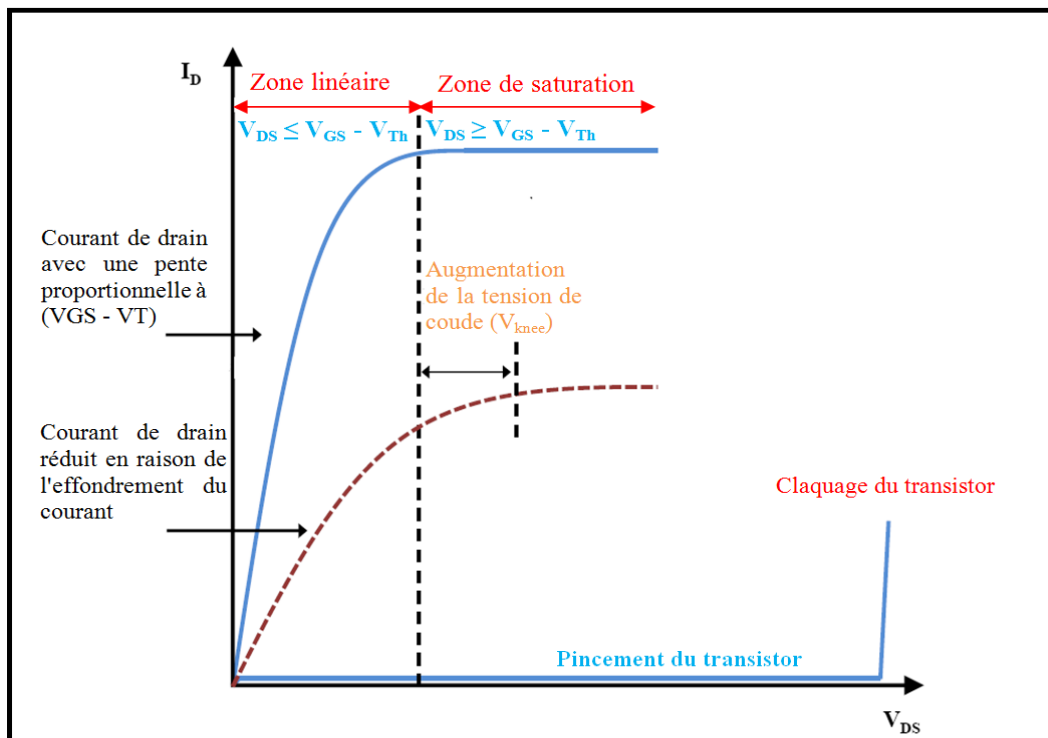


Figure 2.12 : Caractéristique de sortie d'un HEMT [221].

Lorsque $V_{GS} = V_{th}$, le terme $(V_{GS} - V_{th})$ dans Eqn. (2.3) sera égal à zéro, résultant à une densité d'électrons (n_s) dans le canal nulle ; le dispositif devient alors éteint. Lorsque $V_{GS} = 0$ V, le canal sera naturellement très peuplé d'électrons et l'application d'une tension de drain induit un flux de courant entre la source et le drain.

Selon la caractéristique de sortie représentée dans la figure (2.12) : pour les faibles tensions de drain, c'est-à-dire $V_D < V_{GS} - V_{th}$, le dispositif fonctionne dans le régime linéaire où la vitesse des électrons dans le canal est proportionnelle au champ électrique appliqué, de sorte que le courant augmente avec ce champ.

L'expression (2.8) donne le courant drain-source I_{DS} circulant entre la source et le drain.

$$I_{DS} = q \cdot n_s \cdot V_{eff} \cdot W_G \quad (2.8)$$

Où V_{eff} est la vitesse effective des électrons dans le canal, et W_G est la largeur de la grille. La vitesse des électrons dans le canal dépend de leur mobilité et du champ électrique appliqué, elle est donnée par la relation (2.9) [215,216].

$$v = \mu_n \cdot E \quad (2.9)$$

Où :

μ_n : est la mobilité électronique

E : le champ électrique appliqué.

Selon la relation (2.9), la vitesse de l'électron augmente linéairement avec le champ appliqué. La relation (2.8) montre alors que le courant augmente linéairement pour les champs faibles lorsque $V_{DS} < V_{GS} - V_{Th}$. En augmentant le champ appliqué de sorte que la polarisation du drain soit $V_{DS} > V_{GS} - V_{Th}$, la vitesse des électrons commence à saturer et devient indépendante du champ appliqué.

Lorsque la polarisation du drain augmente jusqu'à $V_D > V_{GS} - V_{Th}$, la polarisation latérale sous la grille commence à pincer le canal. Ceci continue jusqu'à un point où le flux d'électrons dans le canal est resserré et limite la quantité d'électrons pouvant s'écouler jusqu'au contact de drain. Dans ce cas, le dispositif passe dans ce qu'on appelle le régime de saturation et toute augmentation ultérieure de la polarisation du drain n'entraîne pas une augmentation du courant (comme le montre la figure (2.12)). Cette région de fonctionnement du dispositif est analogue à un JFET dans lequel la zone de déplétion pénètre dans le canal près du drain

lorsque la polarisation du drain augmente [38]. Le courant de drain peut être exprimé par la relation (2.10).

$$I_D = \frac{\epsilon_{AlGaN} v_{sat} W_G}{q(d_{AlGaN} + \Delta d)} (V_{GS} + V_T) \quad (2.10)$$

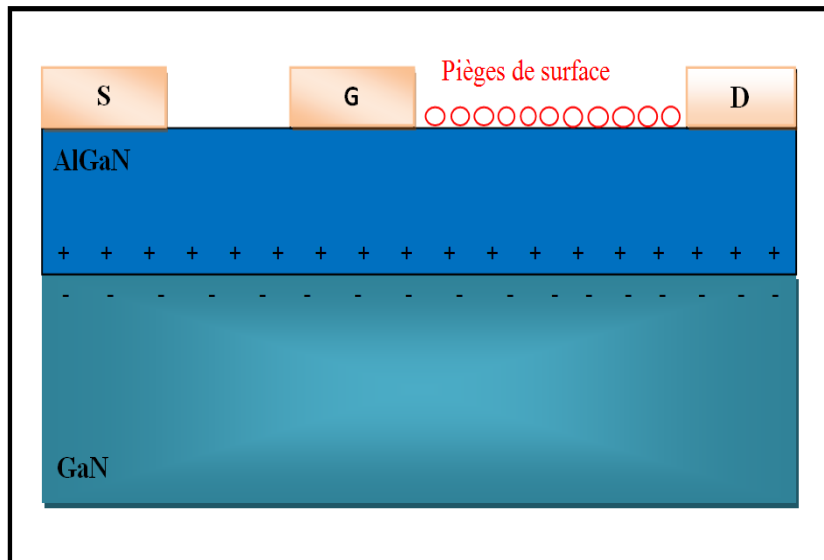
où v_{sat} est la vitesse de saturation des électrons.

2.2.3.5 Dégradation des performance du HEMT

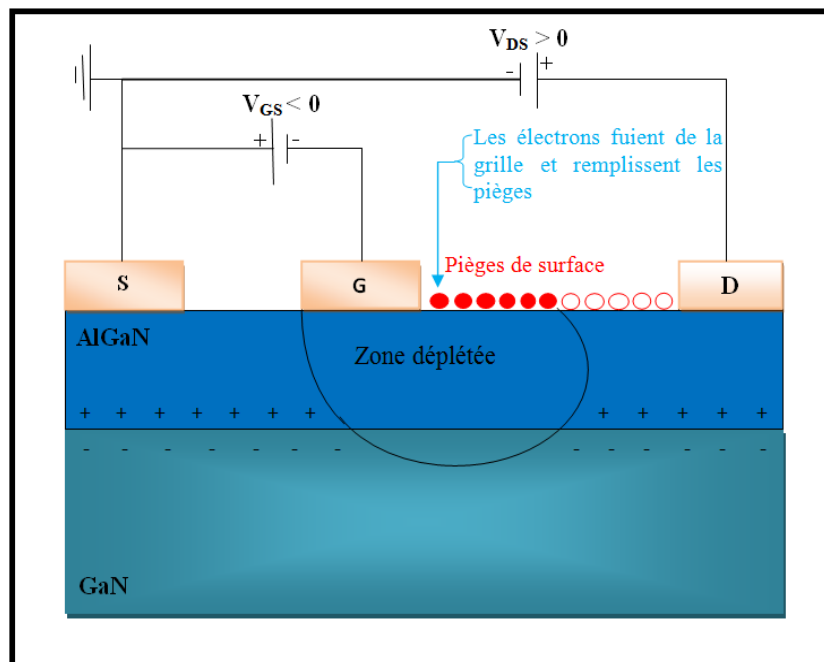
2.2.3.5.1 Effondrement du courant (Current collapse)

Il a été démontré expérimentalement que dans des conditions RF ou pulsées, le courant de drain est temporairement réduit [217]. Cette diminution du courant de sortie est le résultat direct des pièges qui existent à la surface et aux niveaux profonds et qui réduisent le nombre d'électrons disponibles dans le canal [218]. Cet effet a également pour conséquence d'augmenter la tension de coude (figure 2.12) du dispositif puisque la résistance effective augmente dans le canal (alors que le courant diminue). Ce phénomène est souvent appelé dispersion, effondrement du courant et / ou affaissement / compression du courant.

L'effondrement du courant résulte de l'application d'une tension de polarisation de grille négative importante, au cours de laquelle des électrons peuvent fuir de la grille et remplir les états de piège dans les zones de surface, formant ce qu'on appelle une «grille virtuelle». Cette "grille virtuelle" a pour effet de moduler la zone de déplétion, puis pincer partiellement le canal d'électrons (comme le ferait la grille elle-même en cas de polarisation négative), ce qui entraîne une réduction du courant de sortie global du dispositif. Le phénomène d'effondrement du courant est plus apparent dans les conditions RF ou à impulsions, où la grille commute de l'état ON à l'état OFF. Comme les impulsions ON-OFF continuent, les électrons ne répondent pas immédiatement ce qui provoque ce phénomène. Les électrons sont piégés dans la surface et leurs constantes de temps transitoires dépendent des niveaux d'énergie des pièges [219]. La figure 2.13 représente les pièges de surface d'un transistor HEMT polarisé et non polarisé.



(a)



(b)

Figure 2.13 : (a) : Transistor HEMT sans polarisation, les pièges de surface sont représentés par des cercles blancs, (b) : HEMT polarisé avec une tension négative sur la grille [221].

Les électrons peuvent fuir de la grille, et des états de piège sont représentés par des cercles rouges (figure 2.13 (b)). Cela crée une région de charge négative appelée grille virtuelle qui va dépléter le canal [217].

Pendant le fonctionnement pulsé, la tension de grille passe brusquement d'une valeur négative à zéro volt et une partie des électrons piégés peut rester, entraînant la réduction du

courant de drain de sortie (et donc de la puissance). Ceci est connu sous le nom d'effondrement de courant (Current collapse).

Afin de minimiser l'impact des états de surface créant cette grille virtuelle, la passivation avec du nitrure de silicium (Si_3N_4) a été montrée en tant que technique préventive [217] (figure 2.14). Le fait que Si_3N_4 empêche la grille virtuelle d'exister, prouve que les états de surface sont bien responsables de sa formation. De ce point de vue, tout diélectrique peut très bien avoir le même effet, mais ce n'est pas le cas. Cependant, Si_3N_4 fonctionne particulièrement bien en raison des atomes de Si agissant en tant que donneurs dans des sites de piégeage à la surface de l'AlGaN. Cela a pour double effet de minimiser l'effet des électrons qui s'échappent de la grille pour créer la grille virtuelle, et de contribuer également à améliorer le 2DEG, permettant ainsi des courants de sortie plus importants. La figure (2.14) représente un transistor HEMT avec une couche de passivation, comment la couche de passivation empêche la création d'une grille virtuelle et minimise ainsi l'impact de l'effondrement du courant.

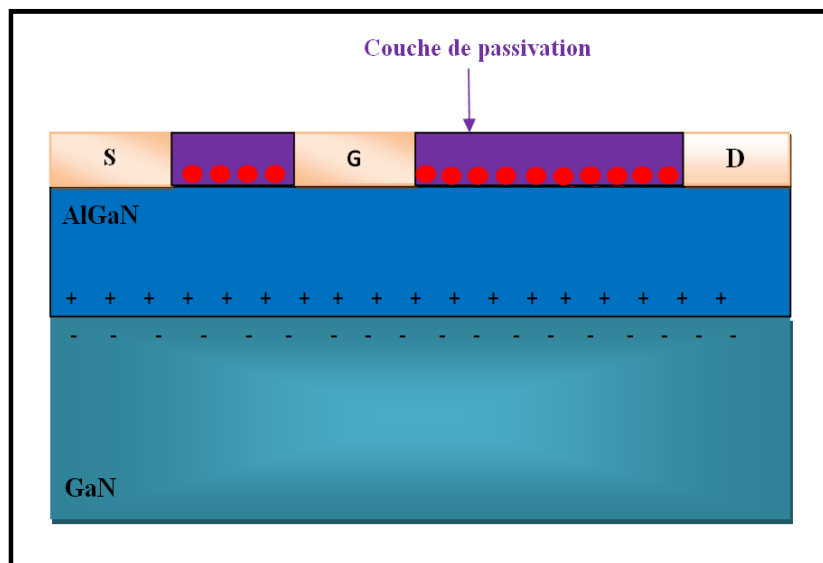


Figure 2.14 : Transistor HEMT avec une couche de passivation [221]

2.2.3.5.2 Mécanismes de tension de claquage

Les mécanismes provoquant la tension de claquage dans les HEMTs à base d'hétérojonction AlGaN/GaN sont une question complexe et pour laquelle il n'existe pas de théorie uniforme dans la littérature. La théorie la plus commune dans la littérature qui explique la rupture est attribuée à l'ionisation par impact, bien qu'un emballement thermique a été également suggéré dans [220]. L'ionisation par impact provient de la fuite d'électrons de la

grille dans le semi-conducteur, qui tire alors suffisamment d'énergie d'un champ électrique élevé au bord du drain pour provoquer l'ionisation des atomes environnants.

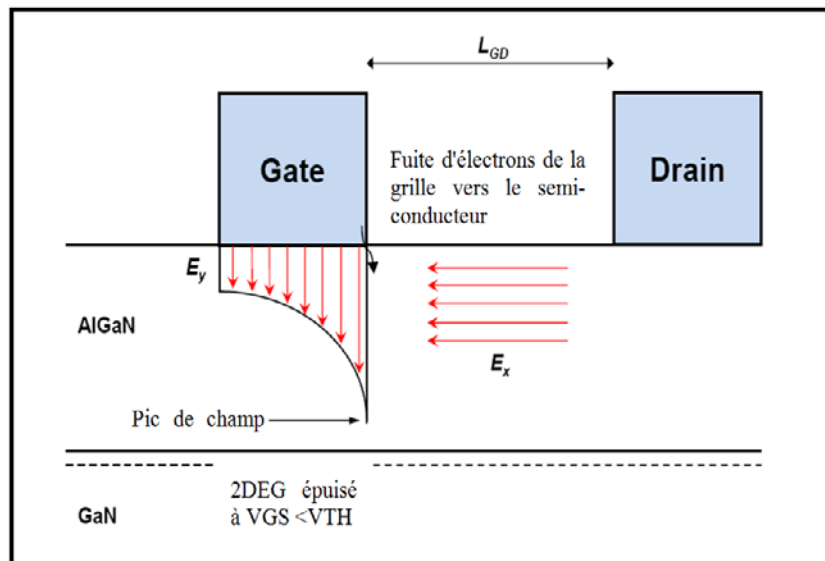


Figure 2.15 : Coupe transversale de la surface sous la grille d'un HEMT et représentation du pic de champ [221].

Les électrons de la grille pénètrent dans le semi-conducteur à $V_{GS} < V_{TH}$, qui reçoivent suffisamment d'énergie du champ électrique pour provoquer une ionisation par choc, puis le claquage du dispositif.

À l'état bloqué, la grille est polarisée en inverse de telle sorte que $V_{GS} < V_{TH}$ et par conséquent, le canal situé directement sous la grille devrait être entièrement vide d'électrons. Dans ce cas, le canal du dispositif sera hautement résistif et aucun courant ne doit circuler de la source vers le drain. Lorsque la tension de drain augmente, la zone de déplétion se dilate latéralement du bord de la grille vers le drain [222]. La répartition de charge qui en résulte est telle que les champs électriques atteignent des sommets en dessous de la grille du côté drain, comme indiqué dans la figure (2.15). Ce champ électrique qui se trouve sous la grille du côté drain provoque une dégradation électrique des transistors HEMT à base d'hétérojonction AlGaN/GaN [222-226].

Le claquage des transistors HEMT à base d'hétérojonction AlGaN/GaN est dû à une ionisation par impact dans le canal qui provient de la fuite d'électrons de la grille [227-230]. La fuite est due à l'émission de champ thermo-ionique et au creusement de tunnel assisté par le champ [227]. Les mesures de tension de claquage dépendantes de la température effectuées, révèlent un coefficient de température positif, c'est-à-dire que la tension de claquage

augmente avec la température [230,231]. Cela signifie que le libre parcours moyen des électrons (qui est limité par la diffusion de phonons) est plus court pour les températures plus élevées, de sorte qu'un champ électrique plus élevé est nécessaire pour que les électrons gagnent suffisamment d'énergie pour provoquer une ionisation par impact.

Les mécanismes du phénomène de claquage à l'état bloqué peuvent être résumés de la manière suivante :

- La fuite d'électrons de la grille vers le canal lors du pincement et d'une polarisation positive du drain.
- Lorsque la tension de polarisation du drain augmente, le champ électrique augmente et ainsi les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour provoquer une ionisation par impact qui provoque un effet d'avalanche et une augmentation brusque du courant de drain.
- Une augmentation de la température entraîne une tension de claquage plus élevée, car l'ionisation par choc nécessite plus d'énergie en raison d'une réduction du temps libre moyen des électrons.

2.2.3.6 Zone de déplétion

Le mécanisme de fuite d'électrons de la grille vers les pièges de surface crée une grille virtuelle et peut ensuite entraîner une réduction du courant de sortie dans les conditions d'impulsion (appelée effondrement du courant). Si le dispositif est maintenu au pincement, les pièges de surface commenceront à se remplir plus vers le drain tant qu'une polarisation de drain positive est appliquée. Cela étendra la zone de déplétion latéralement vers le drain, comme illustré à la figure (2.16).

Les pièges de surface sont remplis en raison de la fuite d'électrons de la grille ce qui épuise le canal et augmente la zone de déplétion [221].

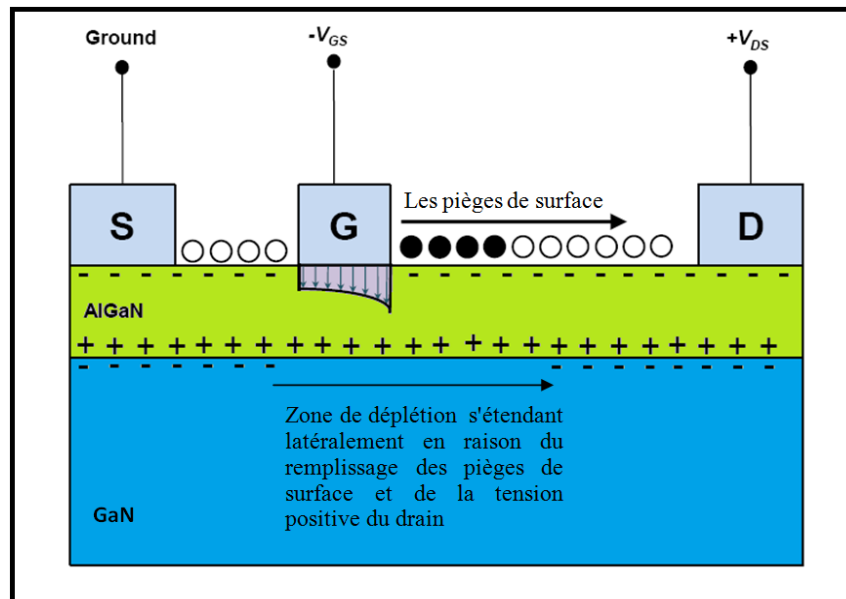


Figure 2.16 : HEMT sous tension de pincement et de polarisation élevée sur le drain [221].

2.2.3.7 Caractéristiques électriques

2.2.3.7.1 Caractéristiques statiques

La caractéristique statique d'un HEMT est représentée par la figure 2.17, elle représente le courant drain-source en fonction de la tension drain-source avec une tension grille-source donnée. Sur la caractéristique de sortie trois zones possibles qui représentent le régime de fonctionnement du transistor :

- **Zone linéaire** : c'est le régime ohmique, le courant drain-source (I_{ds}) croit linéairement en fonction de la tension drain-source (V_{ds}). Cette zone est limitée par une tension de coude (V_{knee}). L'accroissement linéaire du courant I_{ds} est dû à l'augmentation de la mobilité des électrons grâce à l'augmentation de la tension V_{ds} . La limite de cette zone par la tension de coude (V_{knee}) est proportionnelle à la vitesse de saturation des électrons c'est-à-dire plus la vitesse de saturation est faible plus cette zone est petite, et l'inverse est vrai.
- **Zone de saturation** : dans cette zone le courant drain-source est quasi-constant mais varie selon la tension grille-source. Le régime de saturation est limité par la tension de coude (V_{knee}) et la tension d'avalanche (V_{BR}). Dans cette zone le courant I_{ds} atteint un niveau de saturation car les électrons du canal atteignent leur vitesse de saturation.
- **Zone d'avalanche** : dans cette zone le courant drain-source augmente de façon brusque et brutale jusqu'à la destruction du composant. Ce phénomène se produit lorsque le champ dans canal atteint la valeur critique de claquage.

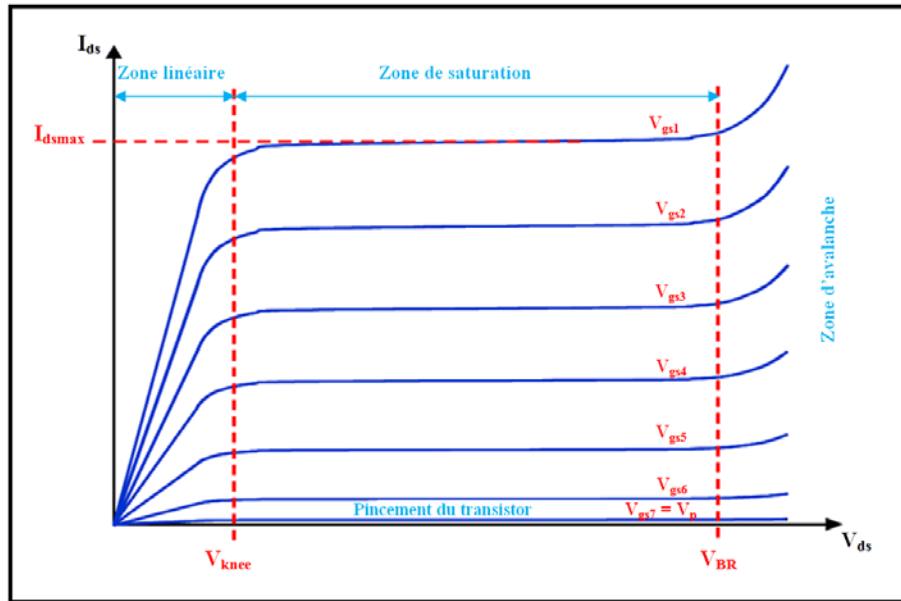


Figure 2.17 : Caractéristique de sortie $I_{ds} = F(V_{ds})$ d'un HEMT.

A partir de la caractéristique de sortie, on remarque que le courant I_{ds} varie selon la tension de commande appliquée sur l'électrode de grille. Le courant I_{ds} décroît quand la tension V_{gs} augmente en valeur absolue. Lorsque la tension de commande devient de plus en plus négative, la densité d'électrons dans le canal diminue entraînant une diminution du courant I_{ds} et il devient nul lorsque la tension de commande atteint la valeur de pincement (V_p) propre du dispositif.

2.2.3.8 Fonctionnement en fréquence

2.2.3.8.1 Fréquence de transition

La fréquence de coupure du gain en courant est la fréquence à laquelle le gain en courant du transistor en court-circuit chute à l'unité. La fréquence de coupure (F_t) d'un HEMT est donnée par l'équation (2.11).

$$F_t = \frac{g_m}{2\pi \cdot (C_{gs} + C_{gd})} \quad (2.11)$$

Où :

g_m : transconductance du dispositif

C_{gs} : capacité grille-source

C_{gd} : Capacité grille-drain

2.2.3.8.2 Fréquence maximale d'oscillation

La fréquence maximale d'oscillation (F_{\max}) est définie comme la fréquence à laquelle le gain en puissance unilatéral (GU) du transistor est égal à l'unité. La fréquence de coupure du gain en courant sert principalement à mesurer les performances du dispositif physique, mais une mesure plus pratique de la performance à haute fréquence est la fréquence de coupure du gain en puissance, car elle est déterminée non seulement par le système de matériau, mais également par les paramètres de conception de la technologie et des dispositifs [232]. La fréquence maximale d'un transistor HEMT est donnée par l'équation (2.12).

$$F_{\max} = \frac{F_t}{\sqrt{4g_{ds}R_i}} \quad (2.12)$$

Où g_{ds} est la conductance de sortie, et R_i la résistance d'entrée du dispositif intrinsèque [232].

2.2.3.9 Fonctionnement en puissance

2.2.3.9.1 La puissance de sortie

La puissance de sortie maximale théorique d'un transistor HEMT peut être estimée à partir de sa caractéristique de sortie $I_{DS} = F(V_{DS})$ par la relation (2.13) [217].

$$P_{\text{out}} = \frac{1}{8} I_{\text{DMAX}} \cdot (V_{\text{BR}} - V_{\text{KNEE}}) \quad (2.13)$$

Où I_{DMAX} est le courant de drain maximal, V_{BR} est la tension de claquage du dispositif et V_{KNEE} est la tension coude à laquelle les courbes I-V passent de la région linéaire à la région de saturation.

2.2.3.10 Schéma électrique équivalent petit signal

La figure (2.18) représente le schéma électrique équivalent d'un transistor FET, petit signal. Ce modèle électrique se compose d'une partie intrinsèque qui modélise la partie active. Les éléments de la partie intrinsèque dépendent de la polarisation. Ainsi, une partie extrinsèque qui modélise les éléments d'accès du dispositif, ces éléments sont indépendants de la polarisation.

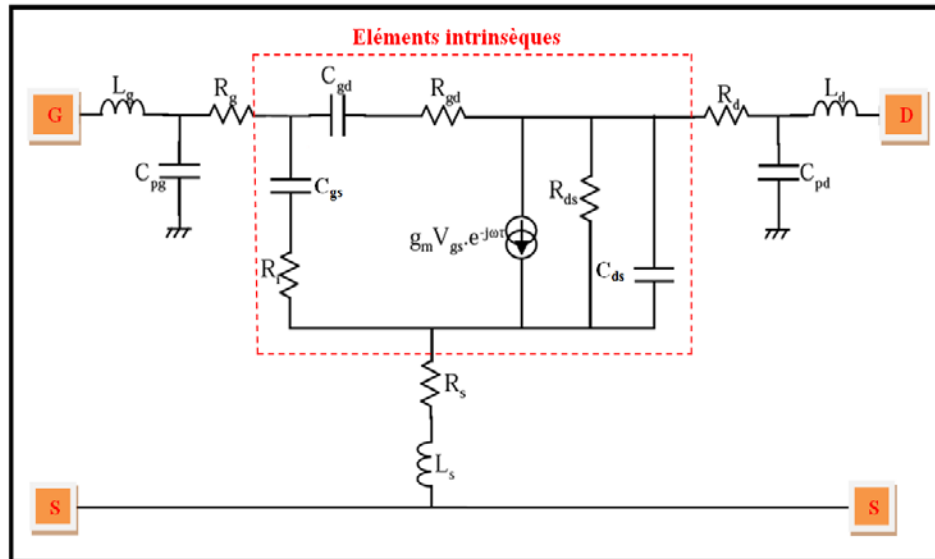


Figure 2.18 : Schéma équivalent d'un transistor FET.

2.2.3.10.1 Éléments intrinsèques

Les éléments intrinsèques décrivent l'aspect actif intrinsèque du transistor. Chaque élément représente une propriété électrique du transistor :

Où :

g_m : la transconductance

g_d : La conductance de sortie ($g_d=1/R_{ds}$)

C_{gs} : représente la capacité grille-source

C_{gd} : représente la capacité grille-drain

C_{ds} : représente la capacité drain-source

R_i : représente la résistance d'entrée.

2.2.3.10.1.1 Transconductance

La transconductance fait simplement référence à la variation du courant de sortie du drain du dispositif pour une variation donnée de la tension d'entrée de la grille ; elle est donnée en unités de milli Siemens (mS). La relation (2.14) représente la transconductance.

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}} = cte \quad (2.14)$$

La transconductance dépend de la géométrie du dispositif ainsi que de la mobilité des porteurs et des tensions de seuil [233]. En règle générale, une largeur de dispositif accrue,

une longueur de canal raccourcie et une couche barrière plus fine donneront une valeur de g_m plus élevée, la valeur opposée restant vraie pour une valeur de g_m plus faible.

2.2.3.10.1.2 La conductance

La variation du courant drain-source dans le canal par rapport à la variation de la tension drain-source à une tension grille-source constante représente la conductance de sortie.

$$g_d = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs} = cte} \quad (2.15)$$

Où : I_{ds} est le courant drain-source du transistor et dépend des tensions de V_{gs} et V_{ds} .

2.2.3.10.1.3 Les capacités

➤ Capacité grille-source (C_{gs})

La capacité grille-source (C_{gs}) représente la variation de la charge accumulée sous la grille dans la zone déplétée. Cette capacité est déterminée par la variation de la charge par rapport à la variation de la tension grille-source pour une tension grille-drain constante.

$$C_{gs} = \left. \frac{\partial Q_g}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{gd} = cte} \quad (2.16)$$

➤ La capacité grille-drain (C_{gd})

La capacité grille-drain (C_{gd}) représente la variation de la charge accumulée sous la grille située dans la zone déplétée. Cette capacité est déterminée par la variation de la charge par rapport à la variation de la tension grille-drain pour une tension grille-source constante.

$$C_{gd} = \left. \frac{\partial Q_g}{\partial V_{gd}} \right|_{V_{gs} = cte} \quad (2.17)$$

➤ La capacité drain-source (C_{ds})

La capacité drain-source (C_{ds}) représente le couplage capacitif entre les deux contacts drain et source et elle est définie par la relation (2.18) où Q_d représente la charge accumulée sous l'électrode de drain.

$$C_{ds} = \left. \frac{\partial Q_d}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs} = cte} \quad (2.18)$$

2.2.3.10.1.4 Les résistances R_i ou R_{gs} et R_{gd}

La résistance R_i représente la résistance d'entrée du transistor ; R_{gd} représente la résistance drain-source et parfois négligée.

2.2.3.10.2 Eléments extrinsèques

Les éléments extrinsèques sont représentés sur la figure (2.18). Ces éléments dépendent principalement des accès à la partie intrinsèque. Ainsi ils sont liés aux paramètres géométriques du dispositif.

- ✓ R_s et R_d représentent respectivement les résistances de source et de drain. Ces résistances modélisent l'effet résistif des contacts ohmiques des électrodes externes (source et drain).
- ✓ R_g représente la résistance de grille, elle est due principalement aux pertes métalliques [234] et elle est distribuée sur toute la longueur de grille.
- ✓ Les capacités C_{pg} et C_{pd} sont les capacités parasites induites par les accès de grille et de drain par rapport au substrat [235].
- ✓ L_g et L_d sont des inductances appelées aussi des selfs parasites. Ces selfs modélisent les fils de connexions aux électrodes du dispositif. Ces éléments représentent l'effet inductif des fils de contact [236].
- ✓ L_g représente l'inductance d'accès de l'électrode de grille. Cette inductance modélise les effets inductifs du contact de grille.

2.2.3.11 Contacts métalliques

Il existe deux types de contacts métalliques utilisés pour appliquer des tensions de polarisation et obtenir des courants de sortie dans les transistors à haute mobilité électronique: contact Ohmique et contact Schottky. En règle générale, les HEMTs ont un contact de source et de drain ohmique et un contact de grille Schottky. Cela ne doit pas toujours être le cas ; en effet, les contacts ohmiques traditionnels avec des transistors HEMTs à base d'hétérostructure AlGaIn/GaN sont recuits à des températures très élevées, ce qui leur donne une morphologie de surface très rugueuse. Cela peut dégrader les performances du dispositif et un contact de bonne qualité serait donc plus souhaitable. La stabilité mécanique et thermique est également très importante, en particulier dans les dispositifs à haute puissance.

2.2.3.12 Contacts ohmiques

Les contacts ohmiques sont conçus pour obtenir une très faible résistance afin de maximiser le flux de courant et de réduire la résistance conduisant aux basses tensions de

coude V_{KNEE} (la tension à laquelle le courant du transistor sature). L'empilement métallique typique utilisé pour les HEMTs AlGaN/GaN est constitué de titane, d'aluminium, de nickel et d'or. Les métaux sont évaporés à l'aide d'un évaporateur métallique à faisceau d'électrons, puis sont rapidement recuits à 800 °C pendant 30 secondes dans une atmosphère de N_2 afin de former un contact de faible résistance. Chaque métal a un attribut spécifique qui contribue à la formation du contact global après le recuit. Ce sont comme suit :

1- Titane

Il fournit une bonne adhésion au matériau ainsi qu'une stabilité mécanique. Une fois recuit, il dissout les oxydes natifs qui peuvent encore être présents sur le matériau et extrait l'azote (N_2) du GaN formant TiN en laissant une densité élevée de lacunes d'azote (N) (donneurs) près de l'interface qui fixe le niveau de Fermi. Les électrons peuvent alors passer facilement du contact entre le 2DEG et le contact [237].

2- Aluminium

Il réagit avec Ti en formant de Al_3Ti qui empêche l'oxydation de la couche de Ti. Il est également responsable de l'amélioration de la résistance de contact [237].

3- Nickel

Le but de cette couche est d'empêcher la diffusion de la couche d'or supérieure sur l'Al et inversement, ce qui forme un alliage très résistif [238].

4- Or (Gold)

Non seulement il empêche l'oxydation du contact, mais il améliore également la conductivité du contact pendant le fonctionnement.

Ces contacts étant recuits à haute température, leur morphologie une fois achevée est assez rugueuse [239], ce qui constitue un effet plutôt indésirable lors de la conception de dispositifs à haute puissance. Des contacts recuits à basse température ont été réalisés [240], et des contacts de drain et Schottky (qui ne nécessitent pas de recuit) ont été développés selon les références [241, 242].

2.2.3.13 Contacts Schottky

Pour une conception HEMT typique, c'est-à-dire avec l'électrode de grille au milieu du dispositif qui sépare les contacts de source et de drain, un contact de grille Schottky est utilisé. Pour créer un contact Schottky efficace, il faut choisir une structure métallique présentant les attributs suivants :

1. Bonne adhésion à la surface du matériau,
2. Fonction de travail suffisante pour que les courants de fuite soient réduits au minimum.
3. Stable thermiquement et mécaniquement tout en fonctionnant sous des tensions de polarisation élevées.

2.2.3.14 Champ de claquage

Le champ de claquage ou champ critique est un paramètre important pour le fonctionnement des transistors à effet de champ à base d'hétérojonction. Le claquage consiste à une augmentation rapide du courant de drain qui se produit, lorsque la tension de drain atteint une valeur critique.

Le champ de claquage dépend du champ électrique critique du matériau et la valeur de ce champ est liée à la largeur du gap du matériau utilisé selon la relation (2.19) [243].

$$E_c \approx E_g^{3/2} \quad (2.19)$$

Où:

E_c : le champ critique

E_g : énergie du gap du matériau

Les matériaux à grand gap se caractérisent par un champ de claquage important car le champ de claquage est proportionnel à l'énergie du gap du matériau. Lorsque la température augmente le champ de claquage diminue [244]. Les dispositifs électroniques élaborés à base de ces matériaux supporte des tensions de polarisation importantes ce qui les rend des dispositifs prometteurs pour les applications de puissance.

2.2.3.15 Claquage du canal

L'un des phénomènes qui détruit les transistors à effet de champ c'est le claquage du canal. Ce phénomène est principalement dû à l'effet d'ionisation par impact.

Dans les transistors à effet de champ, l'effet par ionisation par impact se produit lorsque le champ électrique devient important dans le canal grâce à l'augmentation de la tension drain-source. Ce fort champ généré dans le canal côté drain accentue l'accélération des électrons et engendre la collision des porteurs avec les atomes du réseau. Lors de la collision, les atomes percutés vont acquérir une énergie et lorsque cette énergie est suffisante il y aura une succession de génération de paires électron-trou. Ce phénomène représente l'ionisation par

impact. Le semi-conducteur passe alors d'un électron sur la bande de conduction à deux électrons et un trou. Le phénomène d'avalanche se déclenche si les porteurs générés arrivent à leur tour à acquérir suffisamment d'énergie est créé à leur tour d'autres paires électrons/trou. La figure 2.19 représente le phénomène d'ionisation par impact suivi par l'effet d'avalanche à l'aide d'un diagramme de bandes d'un semi-conducteur, et la figure 2.20 représente le mécanisme d'ionisation par impact dans le canal.

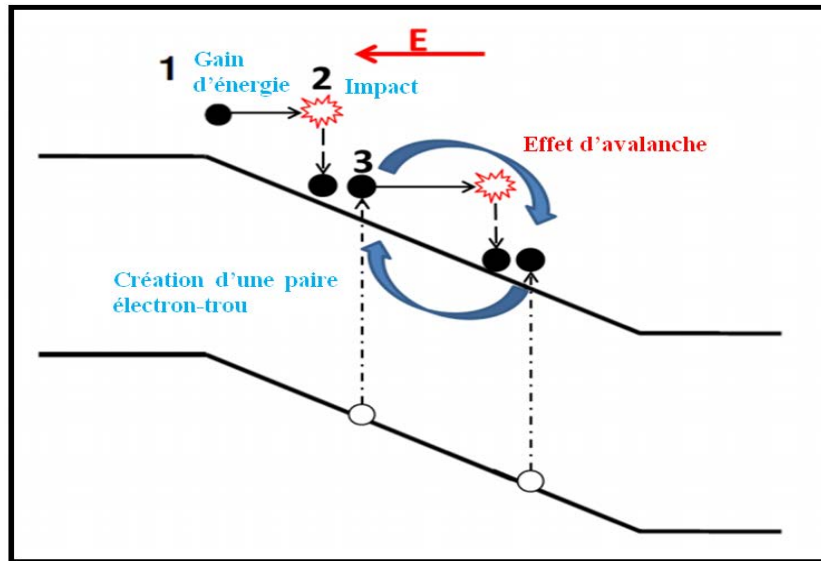


Figure 2.19 : Phénomène d'ionisation par impact suivie par l'effet d'avalanche à l'aide d'un diagramme de bandes d'un semiconducteur [245].

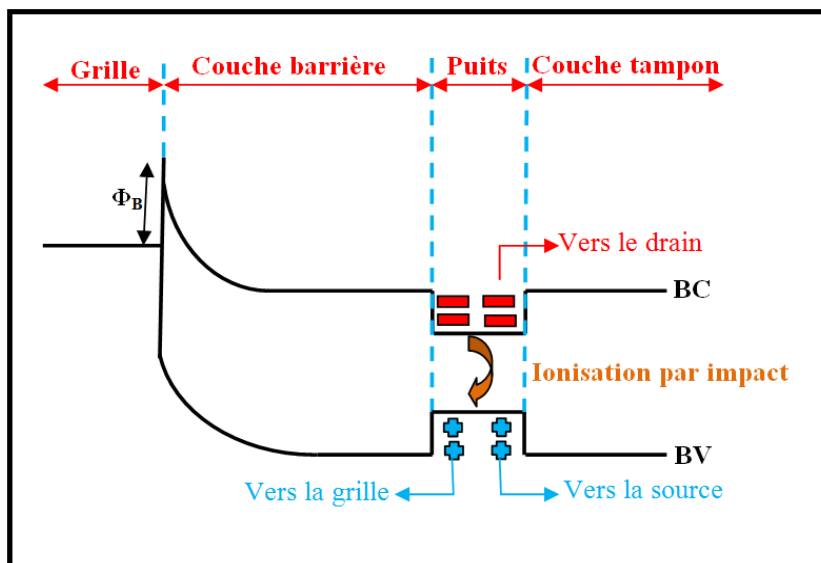


Figure 2.20 : Représentation schématique du mécanisme d'ionisation par impact dans le canal.

Dans un transistor à effet de champ à base d'hétérojonction, le phénomène d'ionisation par impact peut être provoqué par l'application d'une tension drain-source de valeur importante car le champ devient suffisamment intense. Les électrons générés par ce phénomène participent au courant de drain tandis que les trous créés vont soit franchir la couche barrière et migrer vers la grille, soit être collectés par la source.

2.2.3.16 Problèmes de fiabilité

Les performances des dispositifs HEMTs à base des matériaux nitrurés ont été largement rapportées, mais les problèmes de fiabilité persistent, ce qui limite la commercialisation de ces dispositifs. Les mécanismes importants qui dégradent les performances et affectent la fiabilité de ces dispositifs sont le phénomène d'auto-échauffement et dégradation du bord de la grille.

2.2.3.16.1 Effets d'auto-échauffement et d'électrons chauds

Les effets d'auto-échauffement (SHE) et d'électrons chauds sont les principaux problèmes qui affectent négativement les performances du dispositif et sa fiabilité [246, 247]. La densité de puissance élevée et le champ électrique de répartition élevé permettent le fonctionnement du dispositif, même en cas de présence simultanée d'un champ électrique très élevé et d'une densité d'électrons élevée dans le canal. Les conditions de polarisation élevée appliquée induisent un champ électrique élevé dans la structure du dispositif, et en particulier le champ électrique de crête qui est situé au bord de la grille du côté drain. La figure (2.21) montre la coupe transversale schématique d'un dispositif HEMT AlGa_N/Ga_N décrivant la région de champ électrique élevé. Le champ électrique élevé génère une chaleur importante ainsi qu'un courant important dans la région de canal du dispositif. Par conséquent, les électrons circulant dans le canal acquièrent une énergie élevée et deviennent des porteurs chauds [248]. Ces porteurs chauds se déplacent dans un libre parcours moyen inélastique de la région du canal avant de transférer cette grande énergie acquise, au réseau cristallin et par conséquent la température du canal augmente considérablement, accélérant à son tour la diffusion des phonons [246]. Cela va dégrader la mobilité des porteurs et donc le courant de drain. La pente négative observée dans les caractéristiques du courant de drain est due à l'effet d'auto-échauffement [246].

Les électrons chauds créent des défauts dans les différentes couches du dispositif qui capturent des électrons [249].

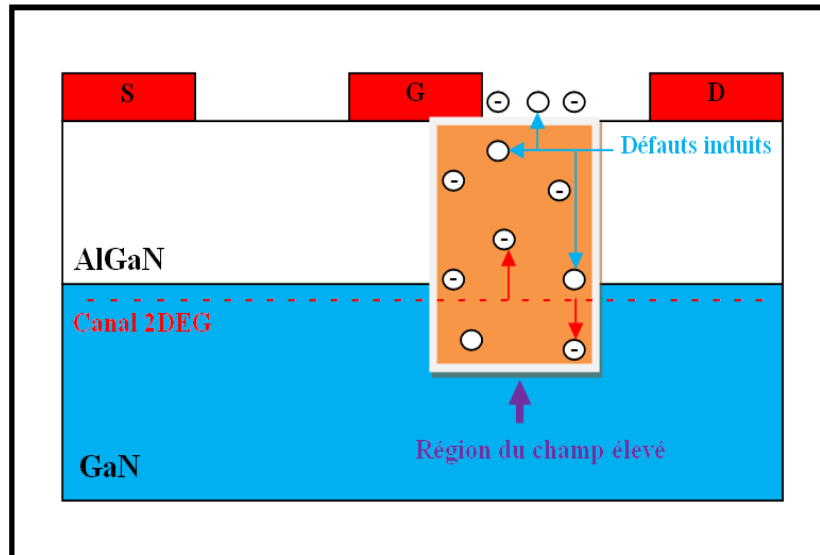


Figure 2.21. Coupe schématique d'un transistor HEMT décrivant la région de champ électrique élevé [249].

La génération d'électrons chauds dans le canal est particulièrement importante pour les dispositifs d'une longueur de grille inférieure au micron. Ces électrons chauds peuvent facilement surmonter les barrières d'énergie, transférer la grande énergie acquise en entrant en collision avec le réseau cristallin et créer des défauts ou des liaisons pendantes à l'intérieur des couches du dispositif, servant de pièges pour les porteurs de charge. Les pièges peuvent être générés dans le canal, dans la barrière ou dans les régions d'interface, en fonction de l'énergie cinétique des électrons chauds. De plus, les électrons peuvent passer directement du canal à la grille ou à la couche barrière ou couche tampon, et être capturés par des pièges préexistants à l'intérieur du dispositif [246]. Par conséquent, ce processus épuise partiellement le canal 2DEG et conduit à la dégradation du courant de drain. Les principales conséquences de l'effet de dégradation des électrons chauds sont le décalage de la tension de pincement, la réduction de la transconductance et l'augmentation de la résistance du dispositif [246, 247].

Dans les HEMTs en GaAs, la dégradation induite par les électrons chauds peut être identifiée en surveillant l'augmentation du courant de fuite de la grille, provoqué par la collecte de trous générés par le processus d'ionisation par impact [247]. Cependant, dans les dispositifs HEMTs à base de GaN, le taux d'ionisation par impact est considéré comme négligeable et le courant de fuite de la grille est généralement contrôlé par le processus de tunnelage d'électrons (tunneling à travers une barrière d'AlGaN). Par conséquent, l'effet de dégradation par électrons chauds dans les HEMTs à base de GaN est généralement caractérisé par des mesures d'électroluminescence (EL) [250].

2.2.3.16.2 Dégradation du bord de la grille

Lorsque le HEMT fonctionne à l'état bloqué, la jonction Schottky est dégradée en raison des conditions de polarisation inverse appliquée : le mécanisme est appelé dégradation de bord de grille. La polarisation inverse élevée appliquée à la jonction Schottky induit un champ électrique élevé dans le dispositif, augmentant ainsi la contrainte de traction et l'énergie élastique stockée (effet piézoélectrique inverse) de la région d'accès grille-drain [251, 252]. Une fois qu'une valeur critique d'effort de traction ou d'énergie élastique est atteinte au niveau du bord de la grille côté drain, cette contrainte est relâchée par la formation de défauts cristallographiques dans la région barrière AlGa_N. Cela favorise l'injection d'électrons du métal de la grille dans la barrière AlGa_N, par le biais d'un mécanisme de tunneling assisté par piège, créant des chemins parasites pour le courant de fuite. Il en résulte une augmentation du courant de fuite de la grille dans le dispositif et contribue également à d'autres effets liés au piégeage. Les conséquences majeures de l'effet de dégradation sont l'augmentation du courant de fuite de la grille, l'augmentation de la résistance du drain parasite (source) et une diminution du courant de drain saturé (I_{DSS}). La dégradation du bord de grille peut être étudiée à l'aide de plusieurs techniques de mesure telles que l'analyse par microscopie électronique en transmission (MET), la microscopie à électroluminescence et l'analyse physique destructive (DPA) [252].

2.2.3.16.3 Courant de fuite de la grille

Le courant de fuite de la grille est l'un des problèmes majeurs affectant les performances des HEMT à base des matériaux nitrurés tels que le GaN. Il fait référence à une fuite de courant à travers la grille par un processus de tunnelage d'électrons qui dégrade les performances RF [253-255]. Le canal d'électrons des HEMT à base de GaN est contrôlé par le contact Schottky de grille et une polarisation négative nécessaire est généralement appliquée pour bloquer le dispositif. Par conséquent, la fuite de la grille devient importante pour les performances et la fiabilité de ces dispositifs. Une recherche approfondie a été menée pour analyser les dépendances de la fuite de grille avec la température et la polarisation dans les transistors HEMT [256-258].

Il est important que le courant de fuite à l'état bloqué soit maintenu au minimum dans ces transistors, en particulier lorsqu'ils sont incorporés dans des circuits et des systèmes où une faible consommation d'énergie (négligeable) est souhaitable. La fuite de la grille est généralement mesurée entre la grille et le drain ; il a été proposé qu'il existe deux chemins de

fuite possibles dans les HEMT à base d'une hétérojonction AlGaIn/GaN : vertical à travers la zone de la grille principale, et latéral à partir du bord de la grille [259].

Des techniques telles que la passivation de surface avec SiO₂ [260] ou Si₃N₄ [261], une couche de recouvrement en GaN [262] et un recuit post-grille [227] se sont toutes révélées efficaces pour éliminer le courant de fuite de grille dans ces dispositifs.

2.2.3.17 Phénomènes de piège

Les effets de piégeage sont l'un des principaux facteurs qui limitent les performances des dispositifs HEMT à base d'hétérojonction AlGaIn/GaN [263]. La présence de défauts dans les matériaux et le désaccord de maille entre les matériaux, créent des niveaux profonds à l'intérieur du dispositif qui servent de piège pour les porteurs de charge. Les charges parasites entrant et sortant de ces pièges situés dans différentes régions du dispositif altèrent ses performances dynamiques et leur fiabilité [264]. Les différents emplacements des pièges à l'intérieur du dispositif provoquent différents effets parasites qui dégradent les performances telles que le courant de sortie, la transconductance, la résistance à l'état passant (R_{ON}) ou la puissance de sortie [264,265]. De plus, il est important de noter que la correspondance définie entre l'effet parasite et l'emplacement associé des pièges à l'intérieur du dispositif n'est pas bien comprise. Cependant, de nombreux travaux rapportés dans la littérature par plusieurs groupes de recherche montrent des résultats cohérents associant l'effet parasite à la localisation physique des pièges dans le dispositif.

2.2.3.17.1 Phénomène de Gate-lag

Le phénomène Gate-lag est utilisé pour décrire la réponse transitoire lente observée dans la mesure du courant de drain lorsque la tension de grille appliquée varie de manière abrupte. Le gate-lag est observé grâce à deux mécanismes physiques. Le premier est lié à la présence de pièges sur la surface du dispositif. La tension de polarisation inverse élevée appliquée à l'électrode de grille provoque la fuite d'électrons entre le bord de la grille du côté du drain et la région d'accès au drain ; les donneurs ionisés de surface capturent ces électrons, entraînant une augmentation de la région d'épuisement du canal. Cet effet a été modélisé comme une grille virtuelle. Le second mécanisme est lié au décalage positif de la tension de pincement du dispositif en raison du processus de piégeage de la charge sous la grille [266]. Ces pièges sont situés dans la couche barrière AlGaIn ou dans la couche GaN. La figure (2.22) montre la représentation schématique du mécanisme gate-lag ; le courant de fuite de grille dans le dispositif injecte les électrons nécessaires pour charger les états de piège situés

sous la grille lors de l'application d'une tension inverse de grille. L'utilisation d'une couche de passivation peut réduire les effets de gate-lag [263].

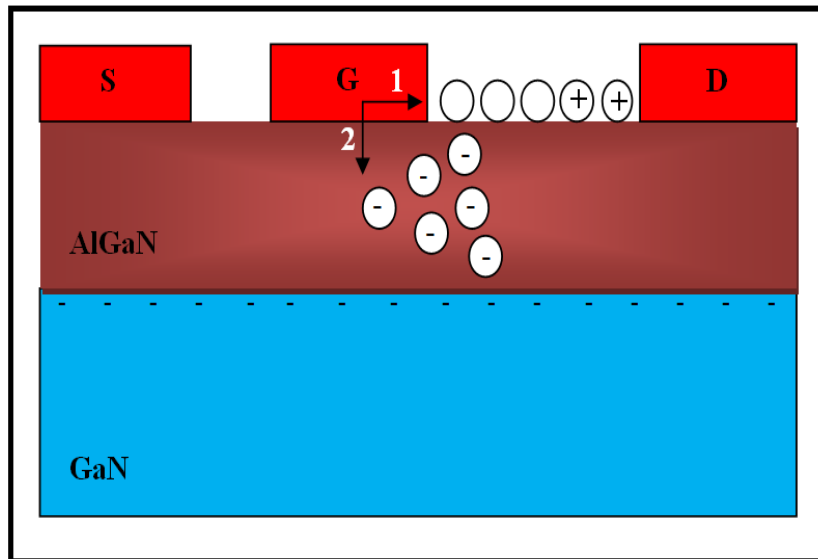


Figure 2.22 : Description schématique du mécanisme gate-lag ; le premier mécanisme représente les piégeages de surface et le deuxième représente le piégeage sous la grille [249].

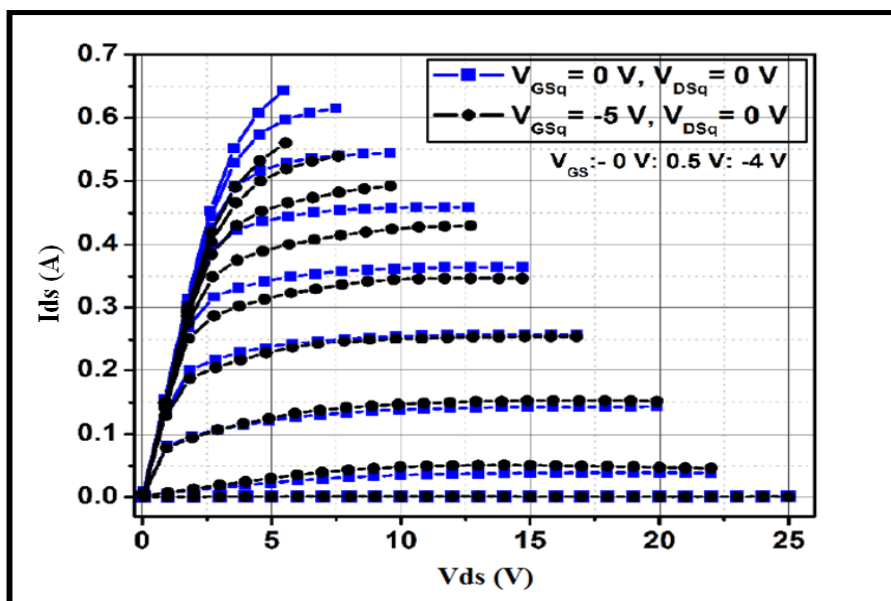


Figure 2.23 : Caractéristiques I-V pulsées mesurées d'un HEMT à base de GaN/AlGaN/GaN élaboré sur un substrat de SiC, illustrant l'effet de Gate-lag [249].

La figure (2.23) représente les caractéristiques I-V pulsées du dispositif dans deux conditions de polarisation : l'une à $V_{GSq}, V_{DSq} = (0 \text{ V}, 0 \text{ V})$ et l'autre à $V_{GSq}, V_{DSq} = (-5 \text{ V}, 0 \text{ V})$. La durée des impulsions appliquées au drain sont respectivement de 900 ns et 900 μ s. La

pulsation du dispositif à partir de conditions de polarisation en régime permanent (0 V, 0 V) donne les caractéristiques idéales I-V, mais une réduction drastique du courant de drain due au mécanisme de gate-lag est observée dans des conditions de polarisation (-5 V, 0 V).

2.2.3.17.2 Phénomène de drain-lag

Le terme drain-lag est utilisé pour décrire le régime transitoire lent observé dans la mesure du courant de drain lorsque la tension de drain appliquée du dispositif est pulsée brusquement et qu'une polarisation négative élevée (inférieure à V_p) est appliquée à l'électrode de grille du dispositif. Par conséquent, l'effet drain-lag est la réponse combinée des conditions de polarisation de grille et de drain appliquées. La figure (2.24) montre l'explication schématique du mécanisme de drain-Lag observé dans les HEMT. Une très forte polarisation négative appliquée au dispositif induit l'effet gate-Lag du fait de la fuite d'électrons à la surface du dispositif, ce qui module les électrons disponibles dans le canal 2DEG. De plus, impulser la borne de drain dans des conditions de polarisation plus élevées entraîne une augmentation du champ électrique à travers le dispositif. La figure (2.25) montre l'effet du phénomène drain-lag. Les caractéristiques I-V pulsées ont été mesurées dans deux conditions de polarisation : l'une à $V_{GSq}, V_{DSq} = (-5 \text{ V}, 0 \text{ V})$ et l'autre à $V_{GSq}, V_{DSq} = (-5 \text{ V}, 15 \text{ V})$, afin de montrer l'influence de l'effet drain-lag. Par conséquent, les électrons dans le canal sont excités en raison des conditions de polarisation de drain appliquées plus élevées et ces électrons excités peuvent s'échapper du canal et se piéger dans la couche tampon du dispositif [263], entraînant ainsi une réduction significative du courant de drain.

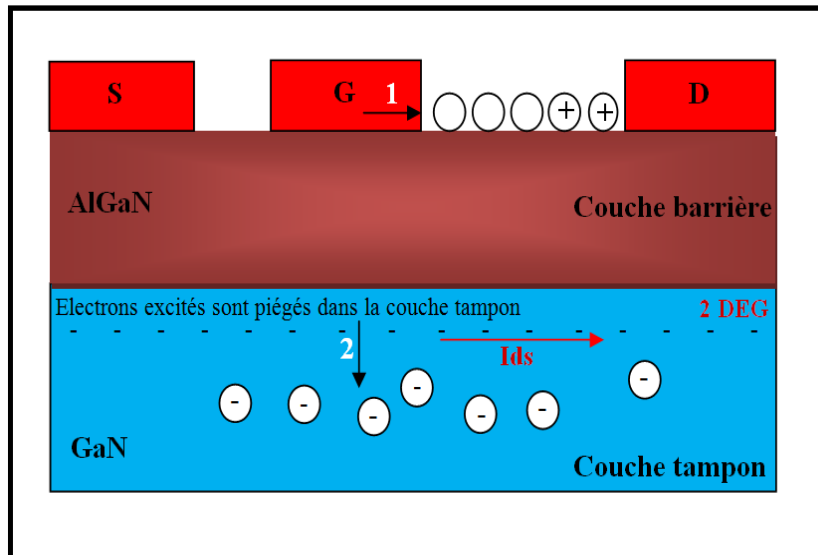


Figure 2.24 : Représentation schématique du mécanisme drain-Lag [249].

Le mécanisme 1 représente les pièges de surface, lorsqu'une polarisation négative élevée appliquée à la grille provoque le tunneling des électrons de la grille à la surface.

Le mécanisme 2 représente le piégeage dans la couche tampon : une polarisation élevée du drain provoque l'excitation des électrons du canal et ces électrons pourraient facilement être piégés dans la couche tampon.

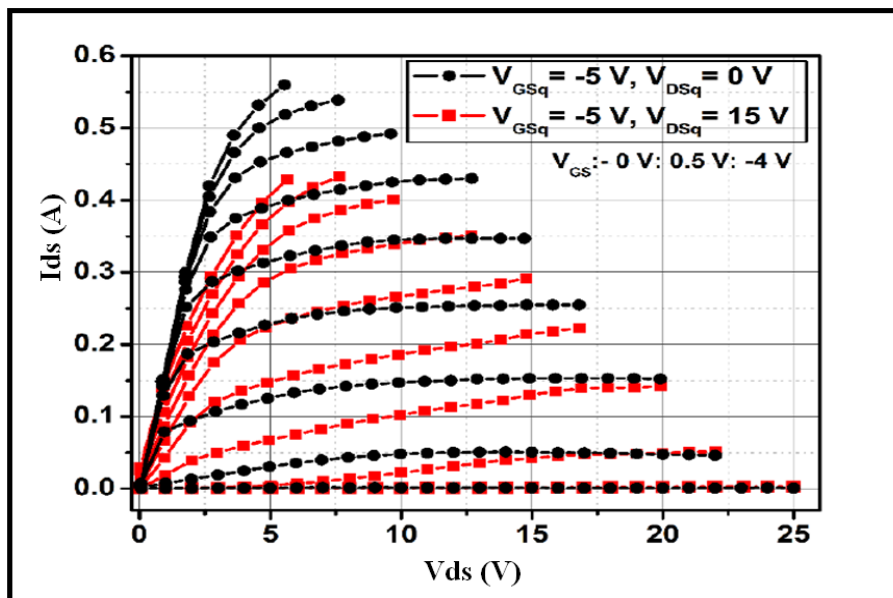


Figure 2.25 : Caractéristiques de sortie $I_{ds} = F(V_{ds})$ pulsées mesurées d'un HEMT GaN/AlGaN/GaN sur substrat SiC, illustrant l'effet de drain-lag [249].

2.2.3.18 Substrats

Les propriétés physiques les plus importantes des matériaux de substrats pour les dispositifs à base des matériaux III-N, sont le désaccord de maille, la conductivité thermique et le désaccord du coefficient de dilatation thermique.

Les hétérojonctions AlGaIn/GaN sont largement élaborées sur des substrats saphir, SiC et Si en raison du coût important et des complications liées à la production de grandes quantités de plaquettes de GaN. Cependant, le GaN peut être le substrat idéal, car il ne devrait pas y avoir de désaccord de réseau, ce qui réduirait le nombre de défauts générés dans le dispositif. Récemment, le diamant a été considéré comme un autre choix en raison de sa conductivité thermique élevée, mais il reste néanmoins coûteux à utiliser. L'un des principaux rôles du substrat est de conduire et de dissiper efficacement la chaleur générée pendant le fonctionnement du dispositif. Le tableau (2.1) présente certaines propriétés importantes du substrat qui doivent être prises en compte lors de la fabrication de dispositifs électroniques à haute fréquence.

Propriétés	GaN	AlN	SiC	Saphir	Si
Conductivité thermique à 300 K (W / cm. K)	1.3	2.0	4.55	0.35	1.54
Désaccord du coefficient de dilatation thermique (%)	0	-	25	34	56
Désaccord de maille avec le GaN (%)	0	1	3.5	14-23	17
Coût	très coûteux	très coûteux	coûteux	Modéré	Moins coûteux

Tableau 2.1: Résumé des différentes propriétés des matériaux substrats utilisés pour les dispositifs GaN [249].

2.2.3.18.1 Saphir

Le saphir est un matériau isolant à faible conductivité thermique. Il présente également un désaccord de maille avec le GaN, par rapport aux autres matériaux de substrats couramment utilisés. En fonction de l'orientation relative avec le GaN, le désaccord du réseau varie généralement entre 14% et 23%. Le désaccord du réseau provoque des défauts dans les couches de GaN. Cette inadéquation du réseau a également une influence sur la réduction de la mobilité des porteurs, la réduction de la durée de vie des porteurs minoritaires dans le

dispositif et la diminution de la conductivité thermique ; ces effets influent sur les performances du dispositif. Cependant, ce substrat est économiquement viable et disponible dans des diamètres de plaquettes de grande taille. Il est largement utilisé pour les dispositifs électroniques et malgré le désaccord de réseau, des densités de puissance très impressionnantes et des puissances de sortie élevées ont été atteintes [267, 268].

2.2.3.18.2 Carbure de silicium

Le carbure de silicium (SiC) est le matériau le plus approprié pour les substrats des dispositifs élaborés à base de GaN, car son désaccord de maille avec GaN est inférieur à 4%. Il est l'un des matériaux substrats le plus attrayant pour les applications électroniques [269, 271]. Il possède une conductivité thermique élevée (4,55 W/cm. K) qui est cruciale pour les applications à forte puissance, ainsi qu'un décalage relativement faible du coefficient de dilatation thermique (TEC). La densité de dislocations lorsque la couche de GaN est développée sur un substrat SiC est inférieure à 10^8 cm^{-2} . Le SiC est généralement considéré comme le meilleur matériau pour la production de dispositifs électroniques puissants et comme un choix attrayant de substrat pour les applications RF commerciales à base de GaN. Malgré ses grands avantages, le SiC est un substrat relativement coûteux sur le marché et par conséquent des alternatives moins chères sont préférées.

2.2.3.18.3 Silicium (Si)

En raison de son importance économique et de son utilisation répandue, le silicium est le matériau semi-conducteur et substrat le plus important ; ce qui rend son utilisation comme substrat souhaitable, principalement pour des raisons de rentabilité.

Le silicium (Si) est probablement le substrat le plus attractif parmi tous les autres en raison de la disponibilité de plaquettes de grand diamètre et de son faible coût.

Son désaccord de maille avec GaN est de 17% et sa constante de réseau est supérieure à celle de GaN. Par conséquent, les couches de GaN développées sur substrat Si subissent une contrainte de traction qui entraîne la génération de défauts cristallins et de dislocations ; ceci dégrade les performances du dispositif. Cependant, le matériau Si présente une conductivité thermique modérée de 1,54 W/cm.K. Ces dernières années, de nombreux travaux ont été consacrés au développement du substrat GaN-sur Si.

L'utilisation du silicium introduit toutefois des problèmes critiques et des défis techniques pour les dispositifs à base des matériaux III-N. Certaines difficultés d'utilisation de substrats de silicium comprennent la différence entre les coefficients de dilatation thermique du

substrat et du matériau semiconducteur GaN, en particulier pour le fonctionnement à haute puissance, et l'impact du désaccord du réseau sur la qualité du matériau, les défauts et la fiabilité du dispositif [272].

2.2.3.18.4 Substrats GaN et AlN

Les substrats GaN et AlN ont récemment été développés et utilisés pour les applications électroniques, bien qu'ils soient particulièrement importants pour les applications optoélectroniques. Ces substrats font l'objet d'une attention croissante en raison de l'amélioration attendue de la fiabilité des dispositifs électroniques [273]. AlN est hautement résistif et présente une meilleure conductivité thermique que GaN.

2.2.3.19 Avantages et inconvénients d'un transistor HFET

Le transistor à effet de champ à base d'hétérojonctions est considéré comme un composant caractérisé par son faible bruit et sa faible consommation d'énergie, et il est devenu un dispositif robuste pour les applications à grande vitesse et haute fréquence. Son comportement électronique est une source de courant commandée par une tension.

➤ Avantages

- Un gain élevé
- Une vitesse de commutation élevée
- Des performances excellentes en bruit
- Un rendement important et une grande efficacité
- Une puissance élevée
- Une mobilité électronique très élevée dans le canal d'électrons
- Une faible résistance de source
- Un gain de bande passante élevé et fonctionnement à très haute fréquence en raison de la vitesse élevée des électrons dans des champs électriques importants
- Une transconductance élevée due à une faible séparation grille-canal ainsi un courant de sortie important.
- Une résistance de sortie élevée
- Des performances en puissance excellentes pour les applications à faible tension d'alimentation et un courant important
- Une conductivité thermique importante.

➤ Inconvénients

- Une technologie très coûteuse
- Une exigence d'une qualité critique des matériaux utilisés lors de l'élaboration
- Une tension de commande difficile à maîtriser à cause de l'épaisseur et du dopage de la zone grand gap.

2.3. Conclusion

Au début ce chapitre nous avons étudié l'hétérojonction et on a conclu que cette dernière est la base des dispositifs électroniques conçus pour les applications de grande puissance et haute fréquence. Puis, nous avons fait une étude théorique sur les transistors à effet de champs tels que les JFET, MESFET, MOSFET et HEMTS ainsi que leurs structures, leurs principes de fonctionnement et leurs caractéristiques. En outre, les principaux défis et problèmes de dégradation des performances et fiabilité des dispositifs HEMT, tels que les effets d'effondrement de courant, le phénomène d'auto-échauffement et les phénomènes de piège, ont été décrits ainsi la description du courant de fuite de la grille et les différents mécanismes physiques responsables de ce phénomène.

Le chapitre suivant sera consacré aux résultats de la simulation de notre propre structure.

Chapitre 3

Résultats et discussions

3.1 Introduction

L'objectif de la simulation des dispositifs électroniques est de prévoir leurs caractéristiques et performances avant d'entamer l'étape d'élaboration car elle est très coûteuse.

Au début de ce chapitre nous présentons l'outil de simulation utilisé durant ce travail de thèse ; nous présentons par la suite les résultats obtenus et leurs interprétations.

Ce travail est divisé en trois grandes parties :

- La première partie est dédiée à l'étude d'un transistor à effet de champ à double hétérojonction (DH-FET). La simulation consiste à étudier un DH-FET $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{B}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{N}/\text{GaN}$, la présentation de la structure étudiée et ses caractéristiques DC et AC.
- La deuxième partie est consacrée à simuler l'influence du taux d'indium dans le canal sur les performances d'une deuxième structure qui est un DH-FET $\text{GaN}/\text{GaN}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{B}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{N}/\text{GaN}$. Les résultats obtenus sont alors donnés avec interprétations.
- Dans une troisième partie, nous simulons un transistor à haute mobilité électronique à double grille et double hétérojonction (DG-HEMT) $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$. Nous comparons les résultats obtenus avec d'autres travaux publiés. Nous faisons aussi une comparaison entre les trois structures.

3.1.1 Présentation du logiciel SILVACO

SILVACO est une société Américaine, « Silvaco International » ayant son siège à Santa Clara en Californie ; cette société fournit des logiciels de simulation par éléments finis et de conception assistée par ordinateur. Les outils de conception assistée par ordinateur (TCAD : Technology Computer Aided Design) sont des outils de simulation permettant de modéliser le traitement et le comportement des dispositifs électroniques. Ces outils sont utilisés par l'industrie microélectronique dans le domaine de la recherche, du développement et de la conception de dispositifs à base des semi-conducteurs. La société a été fondée en 1984 par le Dr. Ivan Pesic. Le produit initial, Utmost (Universal Transistor Modeling Software), est devenu rapidement le standard de l'industrie pour l'extraction de paramètres, la caractérisation et la modélisation des dispositifs. Il a été suivi en 1985 par SmartSpice qui a amené Silvaco sur le marché de la simulation de circuits SPICE. SmartSpice a ensuite été complété par une famille de produits de simulation de circuits pour l'analogie, le signal mixte et la RF. En 1987, Silvaco entre sur le marché du TCAD et devient en 1992 le fournisseur

dominant de TCAD avec le simulateur de processus Athena et le simulateur de dispositifs Atlas. Celles-ci évolueront plus tard dans une famille complète de produits de simulation de processus, de dispositifs et de contraintes 2D et 3D.

Le simulateur peut prévoir la structure résultant de plusieurs étapes (simulation de processus d'élaboration) ou prédire le comportement électrique d'un dispositif à base des semi-conducteurs dans des conditions de polarisation spécifiées. Les entrées du simulateur de dispositif sont les propriétés du matériau à partir desquelles le dispositif est élaboré, ainsi que les dimensions et les profils de dopage de toutes les régions du dispositif. De plus, des modèles physiques décrivant le comportement des porteurs sont introduits. Ensuite, une structure est discrétisée en créant un maillage et en associant toutes les propriétés physiques des régions à des nœuds (points de maillage). Le simulateur résout ensuite un ensemble d'équations physiques ainsi que les modèles définis pour prédire le comportement électrique du dispositif.

3.1.1.1 Equations de base des semi-conducteurs

Des années de recherche en physique des dispositifs ont abouti à un modèle mathématique qui fonctionne sur tout dispositif à semi-conducteurs [274]. Ce modèle consiste en un ensemble d'équations fondamentales qui relient le potentiel électrostatique et les densités de porteurs dans un domaine de simulation. Ces équations, qui sont résolues dans tout simulateur d'appareil à usage général, ont été dérivées des lois de Maxwell et consistent en l'équation de Poisson, les équations de continuité et les équations de transport.

- Équation de Poisson : elle relie les variations du potentiel électrostatique aux densités de charge locales.
- Équation de continuité et de transport : elles décrivent la manière dont les densités d'électrons et de trous évoluent en fonction des processus de transport, des processus de génération et des processus de recombinaison.

3.1.1.2 Équation de Poisson

Elle relie les variations du potentiel électrostatique aux densités de charge d'espace :

$$\text{div}(\varepsilon \nabla \psi) = -\rho$$

où:

ψ : le potentiel électrostatique

ε : la permittivité

ρ : la densité de charge d'espace locale

La densité de charge d'espace locale est la somme des contributions de toutes les charges fixes et mobiles, y compris les électrons, les trous et les impuretés ionisées. Le champ électrique est obtenu à partir du gradient du potentiel.

$$\vec{E} = -\nabla\psi$$

3.1.1.3 Équation de continuité des porteurs

Les équations de continuité pour les électrons et les trous sont définies par les équations suivantes :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_n + G_n - R_n$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_p + G_p - R_p$$

où:

n et p : sont la concentration en électrons et en trous

\vec{J}_n et \vec{J}_p : sont les densités de courant d'électrons et de trous

G_n et G_p : sont les taux de génération d'électrons et de trous

R_n et R_p : sont les taux de recombinaison pour les électrons et les trous

q : est la magnitude de la charge d'un électron.

3.1.1.4 Équation de transport

L'équation de Poisson et les équations de continuité fournissent le comportement général pour la simulation de dispositifs. Des équations secondaires sont nécessaires pour spécifier des modèles physiques pour J_n , J_p , G_n , R_n , G_p , R_p .

Les équations de densité de courant, ou modèles de transport de charge, sont généralement obtenues en appliquant des approximations et des simplifications à l'équation de transport de Boltzmann. Ces hypothèses peuvent donner lieu à différents modèles de transport, tels que le modèle de dérive-diffusion, le modèle de transport de bilan énergétique et le modèle hydrodynamique.

- **Modèle dérive diffusion** : Le modèle de transport de charge le plus simple, il est approprié pour presque tous les dispositifs techniquement réalisables. Ce modèle prend la température des électrons égale à celle du réseau cristallin.
- **Le modèle thermodynamique (TD)** est une extension du modèle DD pour inclure les effets d'auto-échauffement dans le dispositif en résolvant l'équation de flux de chaleur sur réseau ainsi que des équations de continuité de courant et en estimant ainsi l'impact du gradient

de température sur les densités de courant. En supposant une seule température pour les électrons, les trous et le réseau de dispositif [275]. Ainsi le modèle de transport du bilan énergétique (Energy Balance) ajoute des équations de continuité pour les températures des porteurs et traite les mobilités et les coefficients d'ionisation d'impact en fonction des températures des porteurs plutôt que en fonctions du champ électrique local.

- **Modèle hydrodynamique :** ce modèle utilise la notion de température car il prend le cas où les électrons ont une énergie. Dans ce cas il prend la température des électrons supérieure à celle du réseau cristallin.

3.1.1.5 Présentation de l'outil ATLAS

ATLAS est un simulateur de dispositif 2D et 3D. Il prédit le comportement électrique de structures à base des semi-conducteurs et donne un aperçu sur les mécanismes physiques internes associés au fonctionnement du dispositif.

La structure des dispositifs peut être définie de trois manières différentes pour une utilisation dans ATLAS :

- Lire une structure existante à partir d'un fichier.
- La structure est créée par une exécution antérieure d'ATLAS.
- La structure est créée par un autre programme tel que Athena ou DevEdit.

Atlas utilise deux types de fichiers d'entrée :

- ✓ un fichier texte contenant des commandes Atlas.
- ✓ un fichier de structure qui définit la structure à simuler.

Atlas produit trois types de fichiers de sortie :

- ✓ La sortie d'exécution qui donne des messages d'erreur et d'avertissement au cours de la simulation.
- ✓ Le fichier journal qui stocke les tensions et les courants de l'analyse dispositif.
- ✓ Le fichier de structure qui stocke les données 2D et 3D relatives aux valeurs des variables de la solution.

La figure (3.1) représente les différents fichiers d'entrée et de sortie de l'outil ATLAS.

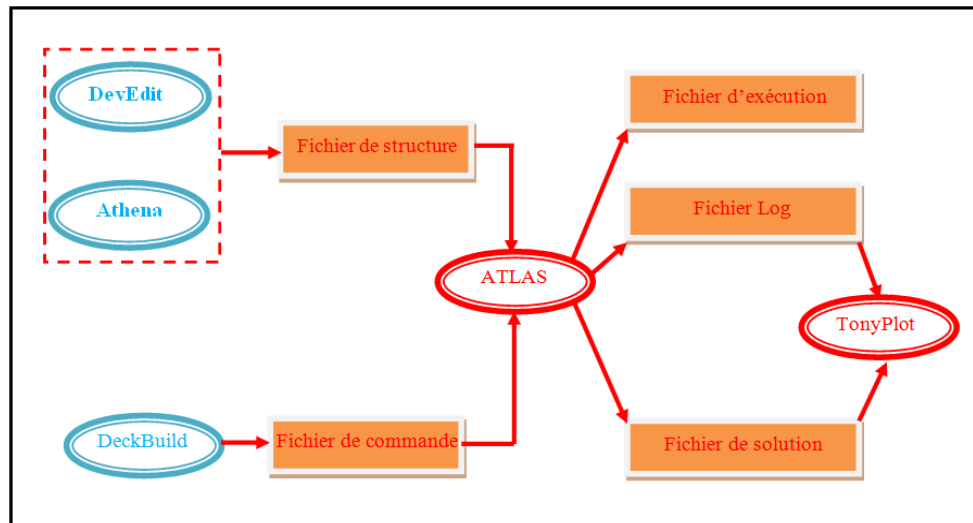


Figure 3.1 : Fichiers d'entrée et de sortie d'ATLAS [274].

- DevEdit : c'est un éditeur de structure 2D, 3D et de maillage. Il sert aussi comme un outil interactif de maillage et de raffinement.
- ATHENA : permet de simuler les procédés technologiques et les différentes étapes nécessaires à effectuer lors de l'élaboration du dispositif.
- DeckBuild : il fournit un environnement d'exécution interactif. Il joue rôle d'une interface avec les différents outils de simulation.
- ATLAS : c'est un simulateur 2D et 3D des dispositifs à semi-conducteurs. Il prédit le comportement électrique des structures spécifiées et donne un aperçu des mécanismes physiques internes associés au fonctionnement du dispositif.
- TonyPlot : c'est un outil qui permet la visualisation des résultats de la simulation.
- Fichier d'exécution : ce fichier concerne les progressions, les erreurs et les avertissements lors de la simulation. Pour activer ce fichier il faut introduire la commande PRINT dans « MODELS ».
- Fichier Log : stocke les caractéristiques calculées par ATLAS. Ce sont le courant et la tension pour chaque électrode dans les simulations DC. Dans les simulations transitoires, l'heure est stockée. Dans les simulations AC, la fréquence du signal, les conductances et les capacités sont enregistrées.
- Fichier de solution (ou fichier de structure) : il fournit des données relatives aux valeurs des variables de solution à une condition de polarisation donnée (solution à courant continu ou point de solution transitoire).

3.1.1.6 Ordre des commandes ATLAS

L'ordre dans lequel les instructions apparaissent dans un fichier d'entrée ATLAS est important. La logique de programmation d'ATLAS contient cinq groupes de commandes. Ces groupes doivent être organisés dans le bon ordre. Si l'ordre des groupes n'est pas respecté, un message d'erreur apparaît généralement, ce qui peut entraîner un fonctionnement incorrect ou l'arrêt du programme. Par exemple, si les paramètres ou les modèles du matériau utilisé ne sont pas définis dans le bon ordre, ils ne peuvent pas être utilisés dans les calculs. L'ordre des instructions dans la définition du maillage, la définition structurelle et les groupes de solutions est également important pour la fiabilité des résultats. La figure 3.2 représente l'ordre des commandes de la logique de programmation d'ATLAS [274].

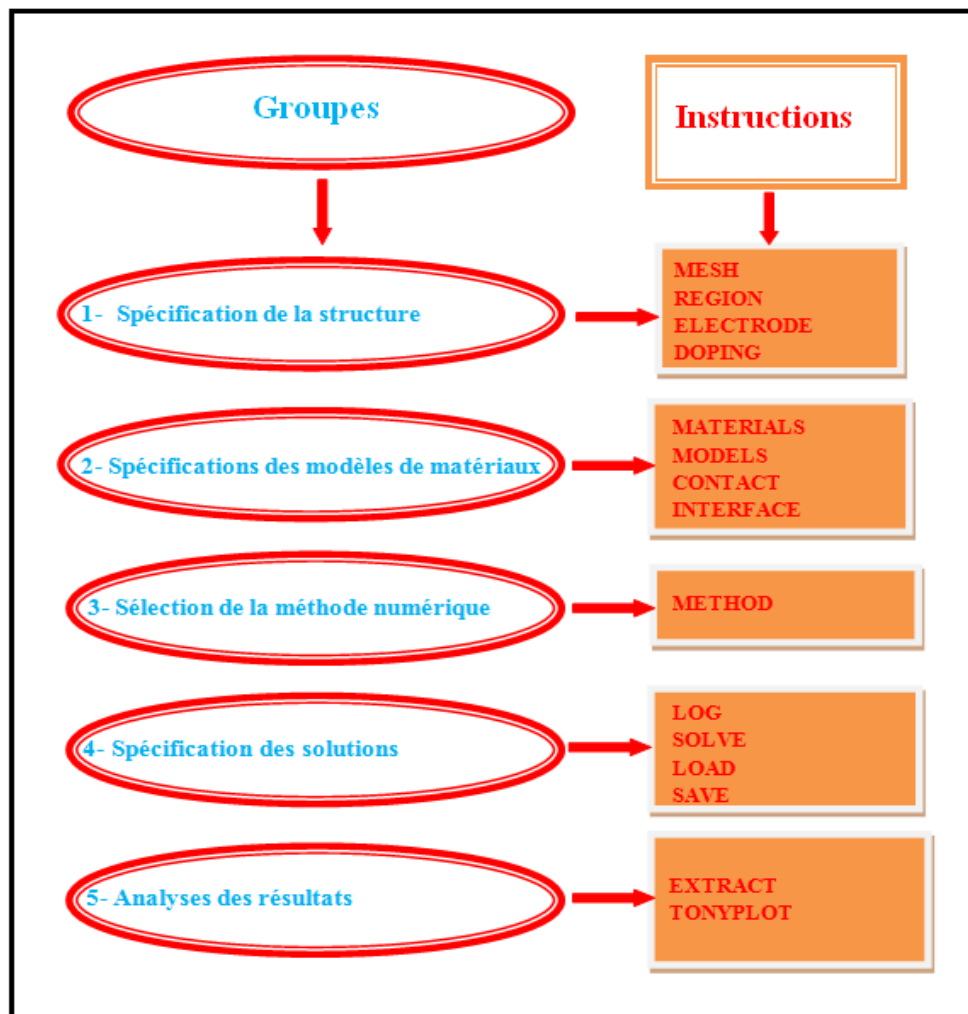


Figure 3.2 : Ordre des groupes de commandes d'ATLAS avec leurs instructions [274].

Les instructions fondamentales de chaque groupe sont les suivants [274] :

- MESH : cette instruction produit un maillage dans la structure simulée.

- REGION : pour définir l'endroit des matériaux et leurs limites géométriques.
- ELECTRODE : cette instruction définit l'endroit et les noms des électrodes.
- DOPING : indique le profile de dopage dans chaque région ou matériau.
- MATERIAL : cette instruction permet la spécification des propriétés de matériaux des régions définies.
- MODEL : Pour indiquer les mécanismes physiques à étudier lors de la simulation.
- CONTACT : cette instruction permet l'indication des attributs physiques des électrodes.
- INTERFACE : cette instruction est utilisée lorsque la structure contient un matériau isolant. Elle permet l'indication des paramètres d'interface semi-conducteur/isolant.
- METHOD : pour spécifier la méthode numérique à utiliser pour résoudre les équations et les paramètres liés à ses algorithmes lors de la simulation.
- LOG : pour sauvegarder les résultats finaux dans un fichier. (log : signifie le type du fichier et LOG : la commande dans le programme).
- SOLVE : cette instruction permet l'exécution d'une solution pour des points de polarisation donnés.
- LOAD : cette instruction charge uniquement la solution enregistrée dans ATLAS ou charge les solutions précédentes des fichiers en tant que suppositions initiales vers d'autres points de polarisation. Le maillage, les électrodes, le dopage, les régions, les paramètres de contact, les paramètres de matériau, les modèles et les méthodes numériques doivent tous être spécifiés avant toute instruction LOAD.
- SAVE : pour enregistrer les résultats de la simulation dans des fichiers de sortie.
- EXTRACT : les extractions peuvent être effectuées une fois que la simulation est terminée. Pour extraire les résultats d'une simulation MIXEDMODE, l'instruction EXTRACT doit être spécifiée après la réinitialisation d'ATLAS (GO ATLAS). Donc l'instruction EXTRACT est utilisée pour extraire les paramètres des fichiers de log et de solution.
- TONYPLOT : cette instruction lance le programme TonyPlot de post-processeur graphique des données.

3.1.1.7 Modèles physiques

Les modèles physiques sont spécifiés à l'aide des instructions MODELS et IMPACT. Ces modèles peuvent être regroupés en cinq classes [274] :

- Mobilité
- Recombinaison

- Statistiques des porteurs
- Ionisation par impact
- Effet tunnel.

Tous les modèles sont spécifiés dans l'instruction MODELS sauf l'ionisation par impact qui est spécifiée dans la déclaration IMPACT.

Les modèles les plus utilisés et les plus importants sont les suivants :

3.1.1.8 Modèle de mobilité

Les électrons et les trous sont accélérés par les champs électriques, mais perdent de leur élan en raison des processus de diffusion, qui inclut :

- Vibrations de réseau (phonons)
- Ions d'impuretés
- Imperfections des matériaux telles que la rugosité de surface.

Les modèles physiques qui définissent la mobilité sont les suivants [274] :

- CONMOB (Concentration Dependent) : ce modèle prend en compte du fait que la mobilité dépend de la concentration.
- CCSMOB (Carrier-Carrier Scattering) : ce modèle est important lorsque la concentration de porteurs est élevée.
- FLDMOB (Parallel Electric Field Dependence) : la mobilité dépend du champ électrique parallèle, ce modèle est nécessaire pour modéliser tout type d'effet de saturation de vitesse.
- ANALYTIC (Concentration and Temperature Dependent) : dans ce modèle la mobilité dépend de la concentration et de la température. Il est conçu pour des températures qui varient de 77 à 450 K.
- CVT (Lombardi (CVT) Model) : c'est un modèle complet. Il prend en compte les effets de la concentration du dopant, la température et les champs parallèle et perpendiculaire, ainsi il est conçu pour les dispositifs non planaires.
- KLA (Klaassen Model) : ce modèle prend en compte la dépendance entre la mobilité et la concentration des électrons, concentration du dopant et aussi la température. Il prend la mobilité des porteurs majoritaires séparée de celle des minoritaires : il est recommandé pour les dispositifs bipolaires.

3.1.1.9 Modèle de génération-recombinaison des porteurs

Le modèle de génération-recombinaison des porteurs est le processus par lequel le matériau semi-conducteur tente de revenir à l'équilibre après en avoir été écarté. Les processus responsables de la génération-recombinaison sont les suivants [274] :

- Transitions de phonons
- Transitions de photons
- Transitions d'Auger
- Recombinaison de surface
- Ionisation par impact.

Les modèles physiques qui définissent la génération-recombinaison des porteurs sont les suivants :

- SRH (Shockley-Read-Hall) : ce modèle utilise des durées de vie fixes des porteurs minoritaires. Il devrait être utilisé dans la plupart des simulations.
- CONSRH (Concentration Dependent) : ce modèle spécifie la recombinaison Shockley-Read-Hall ; ainsi, il prend en compte la dépendance de la durée de vie et la concentration. Il est recommandé pour le Si.
- AUGER : ce modèle spécifie la recombinaison Auger et il est important pour les densités de courant élevées.

3.1.1.10 Modèles statistiques des porteurs

- Boltzmann : Modèle par défaut
- FERMI (Fermi-Dirac) : ce modèle réduit les concentrations de porteurs dans les régions fortement dopées (approche statistique).
- BGN (Bandgap Narrowing) : c'est un modèle recommandé pour les régions fortement dopées. Il utilise le modèle Klaassen.

3.1.1.11 Modèle d'ionisation par impact

L'ionisation par impact est un terme de génération pure. Pour chaque électron créé dans la bande de conduction, un trou correspondant est également créé dans la bande de valence. Une région de charge d'espace avec une polarisation inverse suffisamment élevée induit un champ électrique qui accélère les porteurs libres. Si le champ électrique est suffisamment élevé et que la distance entre les collisions des porteurs est suffisante pour permettre une accélération à grande vitesse, les porteurs libres acquièrent suffisamment d'énergie avant d'entrer en collision avec les atomes du cristal ; cela signifie que plus de porteurs libres sont

générés. Si le taux de génération de porteurs libres est élevé, un phénomène d'avalanche se produit.

Les modèles physiques qui définissent l'ionisation par impact sont les suivants :

- **IMPACT SELB (Selberherr's Model)** : c'est un modèle recommandé pour la plupart des cas. Il inclut les paramètres qui dépendent de la température.
- **IMPACT CROWELL (Crowell-Sze)** : il utilise la dépendance à la longueur de diffusion du porteur.

3.1.1.12 Modèles de tunneling et modèles d'injection de porteurs

- **FNORD (Fowler-Nordheim (electrons))** : c'est un modèle qui permet le calcul du tunneling à travers des isolateurs. Il est utilisé dans les EEPROMs
- **FNHOLES (Fowler-Nordheim (holes))** : ce modèle est identique à FNORD mais il prend les trous en compte.
- **BBT.STD (Band-to-Band (standard))** : c'est un modèle conçu pour les transitions directes. Il est recommandé pour des champs très élevés.
- **BBT.KL (Klaassen Band-to-Band)** : il inclut les transitions directes et indirectes.

3.1.1.13 Méthodes numériques

Plusieurs méthodes numériques différentes peuvent être utilisées pour calculer les solutions aux problèmes des dispositifs à semi-conducteurs. Les méthodes numériques sont données dans les instructions METHOD du fichier d'entrée. Il existe trois types de techniques de solution : Gummel, Newton et Block.

Si plus d'une méthode est spécifiée dans la même instruction METHOD, chaque méthode de solution sera appliquée successivement jusqu'à ce que la convergence soit obtenue. L'ordre dans lequel les méthodes de résolution seront appliquées est Gummel, puis Block, puis Newton. Si aucune méthode de solution n'est spécifiée, la méthode Newton est appliquée par défaut.

- **Gummel (découplé)** : La méthode de Gummel résout successivement chaque inconnue, en maintenant les autres variables constantes et en répétant le processus jusqu'à obtention d'une solution stable. Cette méthode tolère des suppositions initiales relativement faibles. Généralement, cela est utile lorsque le système d'équations est faiblement couplé mais ne présente qu'une convergence linéaire.

- Block : La méthode Block résout certaines équations totalement couplées tandis que d'autres sont découplées. Il est utile lorsque des équations de température de réseau ou de bilan énergétique (energy balance) sont incluses.
- Newton (entièrement couplé) : la méthode de Newton résout l'ensemble de système total des inconnues. C'est utile lorsque le système d'équations est fortement couplé et présente une convergence quadratique. Il peut passer plus de temps à résoudre des quantités essentiellement constantes ou faiblement couplées. Cependant ; dans presque tous les cas, cette méthode est recommandée et est la méthode par défaut. Dans les cas suivants, la méthode de Newton doit être définie pour les simulations de dérive diffusion isotherme : Conditions aux limites du courant, Analyse AC et Ionisation par impact.

Nous présenterons les résultats de ce travail de thèse en trois grandes parties, soit pour trois structures.

3.1.2 Résultats de la simulation

3.1.2.1 Première partie : première structure

3.1.2.1.1 Structure étudiée et ses paramètres physiques et géométriques

Dans cette partie nous étudions un transistor à effet de champ à double hétérojonction (DH-FET) $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{B}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{N}/\text{GaN}$. Cette étude consiste à simuler les caractéristiques électriques, ainsi que leur optimisation. La figure 3.3 représente la coupe schématique de notre transistor et le tableau (3.1) comporte ses différents paramètres physiques et géométriques.

Dans un HEMT conventionnel, la couche espaceur admet un gap supérieur à ceux de la couche barrière et de la couche active. Dans notre structure, la couche barrière a un gap supérieur à celui de la couche espaceur qui est à son tour supérieur à celui de la couche active. On a donc une structure un peu semblable à celle d'une cellule solaire « Tandem ». Nous avons en plus, les électrodes « source et drain » qui descendent jusqu'à la couche active.

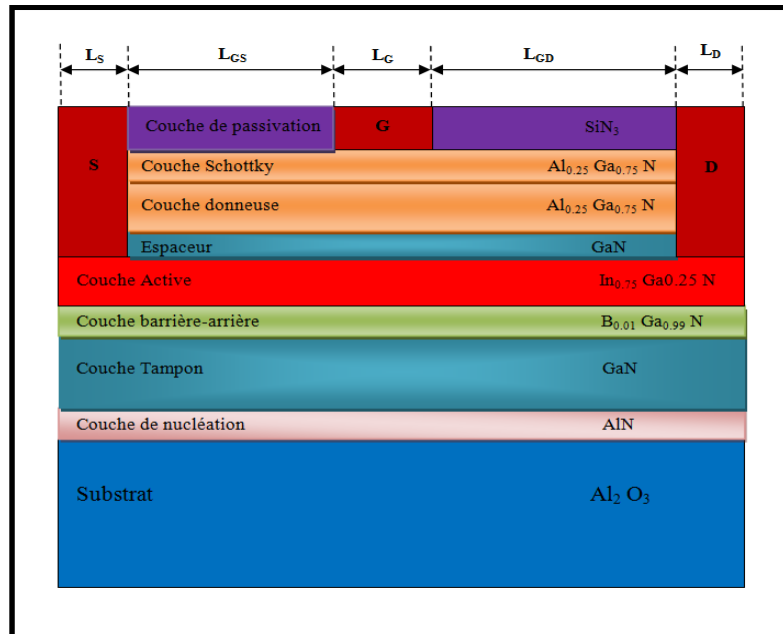


Figure 3.3 : Coupe schématique du DH-FET étudié.

Couche	Matériaux	Eg (eV)	Epaisseur (nm)	Dopage (atoms/cm ³)
Couche Schottky	Al _{0.25} Ga _{0.75} N	3.91	1	n.i.d
Couche Donneuse	Al _{0.25} Ga _{0.75} N	3.91	2	5. 10 ¹⁹
Couche Espaceur	GaN	3.42	1	n.i.d
Couche active	In _{0.75} Ga _{0.25} N	1.164	10	n.i.d
Couche Back-Barrière	B _{0.01} Ga _{0.99} N	3.33	10	n.i.d
Couche Tampon	GaN	3.42	95	n.i.d
Couche de nucléation	AlN	6.2	60	n.i.d
Substrat	Sapphire	-	321	n.i.d

Tableau 3.1 : Paramètres physiques et géométriques.

3.1.2.1.2 Structure simulée et maillage

La figure (3.4) représente la structure simulée qui a une dimension de 200 μm sur l'axe des z (profondeur), son maillage est représenté par la figure (3.5). La structure comporte les différentes couches constitutives et les électrodes, elle est donnée par Silvaco.

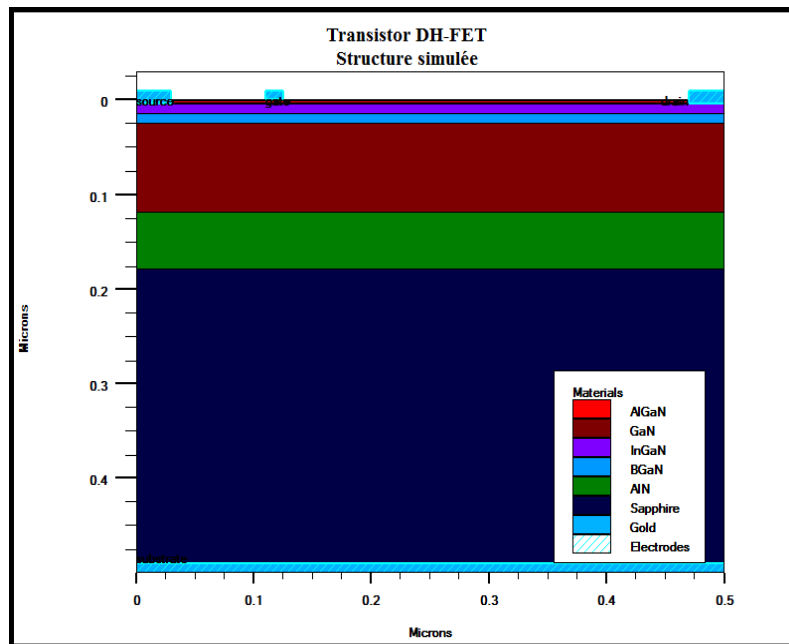


Figure 3.4 : Structure simulée du transistor DH-FET.

Le maillage consiste à diviser la structure simulée en un certain nombre de points (nœuds). Ces nœuds sont les points où les caractéristiques électriques du dispositif seront calculées à l'aide de simulations numériques. Par conséquent, le processus de maillage a une influence significative sur la validité et la précision des résultats obtenus par la simulation du dispositif. L'augmentation de la densité du maillage dans la simulation augmente la précision du calcul, mais a un impact négatif sur le temps de simulation. Il est donc essentiel de faire un compromis entre la précision et le temps de simulation afin d'avoir une solution très précise. Le maillage doit être bien raffiné dans les régions où le fonctionnement du dispositif se concentre. Dans le cas des transistors à base d'hétérojonction tels que les HEMT, il est recommandé de raffiner le maillage dans les interfaces de l'hétérojonction, dans la couche active, dans la couche donneuse et sous les électrodes.

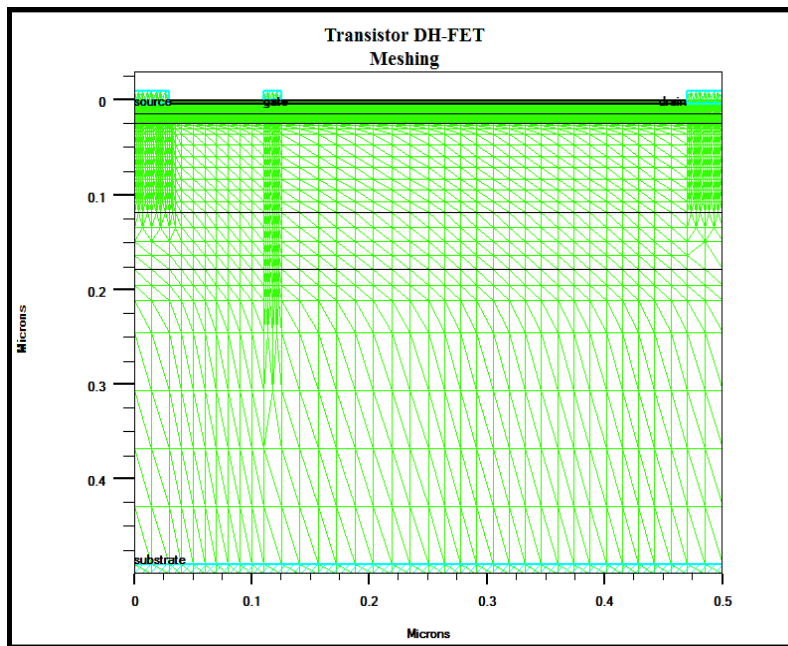


Figure 3.5 : Maillage de la structure.

3.1.2.1.3 Diagramme de bande d'énergie et paramètres internes

La figure (3.6) représente le diagramme de bande d'énergie de la structure étudiée. On y représente les énergies de bandes de conduction et de valence en fonction de la profondeur, à partir de la surface.

Les figures (3.7), (3.8) et (3.9) représentent respectivement la mobilité des électrons, le champ électrique dans le canal suivant l'axe des x et le champ électrique interne suivant l'axe y.

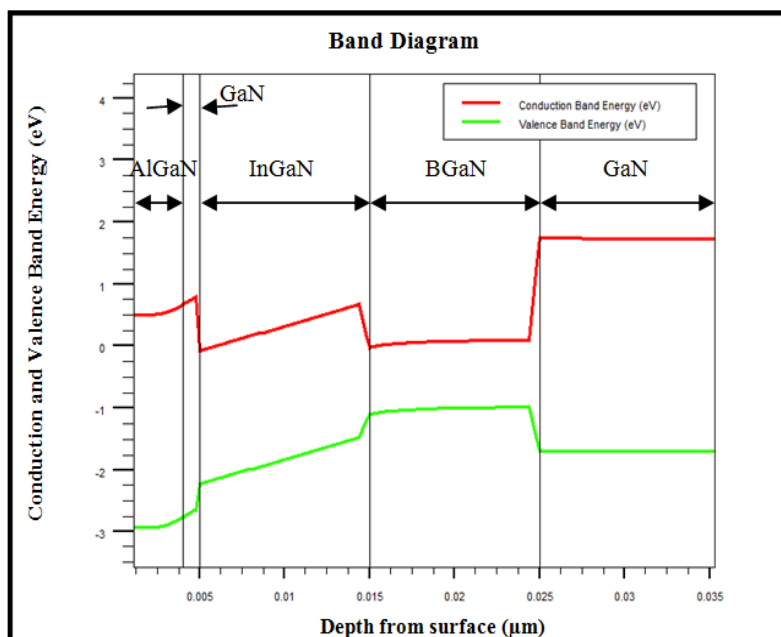


Figure 3.6 : Diagramme de bande d'énergie.

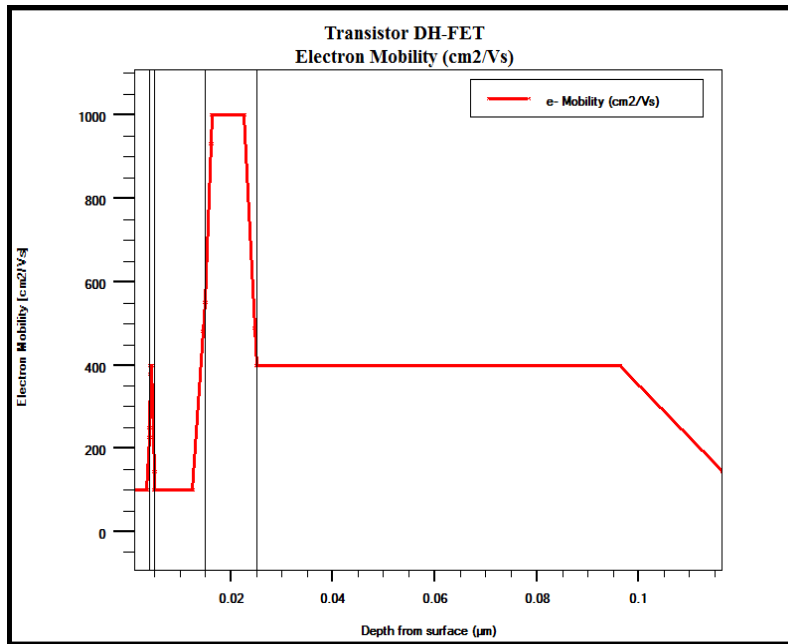


Figure 3.7 : La mobilité des électrons.

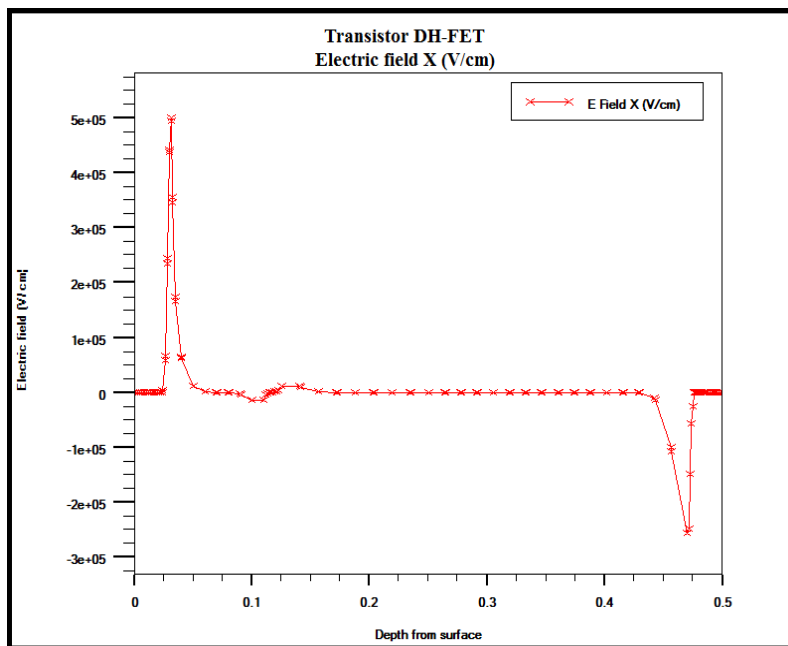


Figure 3.8 : Champ électrique dans le canal suivant l'axe x.

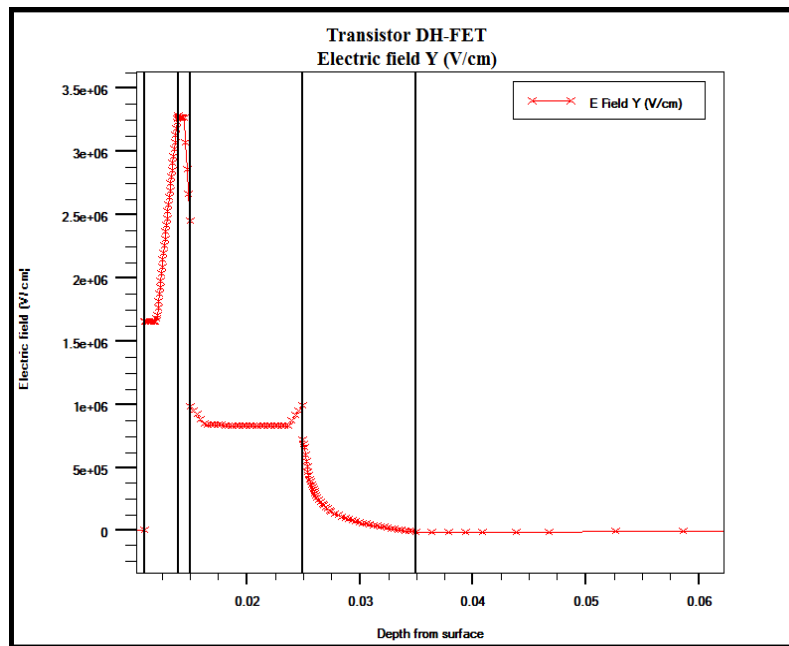


Figure 3.9 : Champ électrique interne suivant l'axe y.

A partir de ces caractéristiques on remarque que la mobilité des électrons est de l'ordre de $1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à l'interface de la couche active et la couche barrière-arrière. Le champ électrique dans le canal est de l'ordre de $5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ du côté source et de -2.5×10^5 du côté drain ; et un pic de champ électrique interne du dispositif atteint une valeur maximale de l'ordre de $3.25 \times 10^6 \text{ V/cm}$ dans la couche espaceur.

3.1.2.1.4 Caractéristiques électriques

3.1.2.1.4.1 Caractéristique de sortie

La figure (3.10) représente la caractéristique de sortie de la structure étudiée ; c'est l'évolution du courant drain-source (I_{ds}) en fonction de la tension drain-source (V_{ds}) à différentes valeurs de la tension grille-source (V_{gs}). Nous faisons varier la tension drain-source de 0.0 à 5.0 V et la tension de commande grille-source de 0.5 à -1.8 V.

Lors de la simulation, les paramètres physiques et géométriques fixés sont les suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de $1 \times 10^{16} \text{ atomes/cm}^3$ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 2 nm et son dopage est de $5 \times 10^{19} \text{ atomes/cm}^3$
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de $1 \times 10^{16} \text{ atomes/cm}^3$ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de $1 \times 10^{16} \text{ atomes/cm}^3$ (n.i.d)

- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche tampon est de 95 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de grille est de 15 nm.

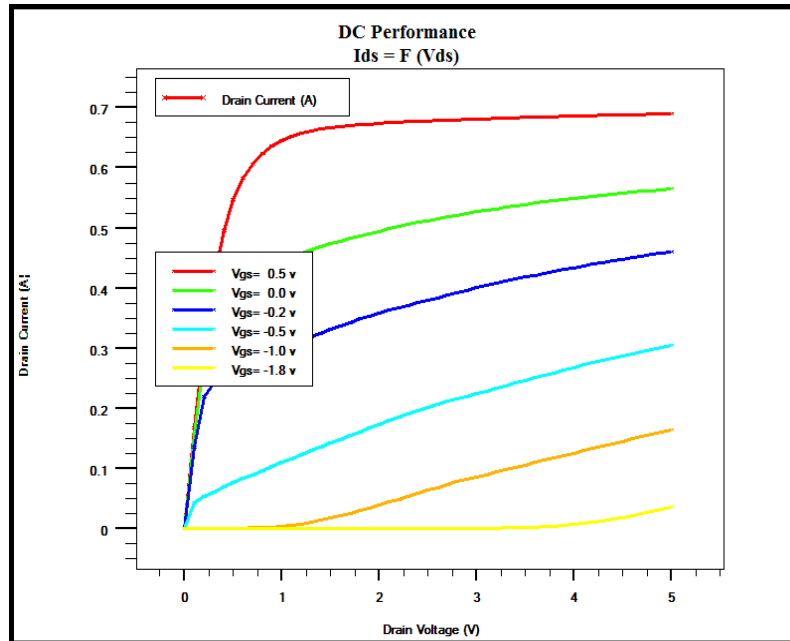


Figure 3.10 : Le courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour différentes tensions grille-source.

Nous obtenons un courant drain-source (I_{ds}) maximum de l'ordre de 0,55 A et une densité de courant de 5.5 kA/mm^2 pour une tension de commande de 0,0 V, un courant drain-source (I_{ds}) de 0,7 A et une densité de courant de 7.0 kA/mm^2 pour une tension de commande de 0,5 V.

Le courant drain-source (I_{ds}) décroît lorsque la tension de commande grille-source diminue. Lorsque la tension de commande devient de plus en plus négative, la position du niveau de Fermi se déplace vers le bas par rapport aux énergies dans le canal entraînant une diminution du courant drain-source, à cause de la diminution de la densité de charges dans le canal. Lorsque la tension de commande grille-source atteint la tension de seuil V_{th} du dispositif, le courant I_{ds} devient nul.

3.1.2.1.4.2 Caractéristique de transfert

La caractéristique de transfert (figure 3.11) représente l'évolution du courant drain-source (I_{ds}) en fonction de la tension grille-source pour une tension drain-source constante fixée ici à 1.0 V. Nous prenons aussi, pendant la simulation de cette caractéristique, les paramètres physiques et géométriques suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 2 nm et son dopage est de 5×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche Active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche tampon est de 95 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de grille est de 15 nm.

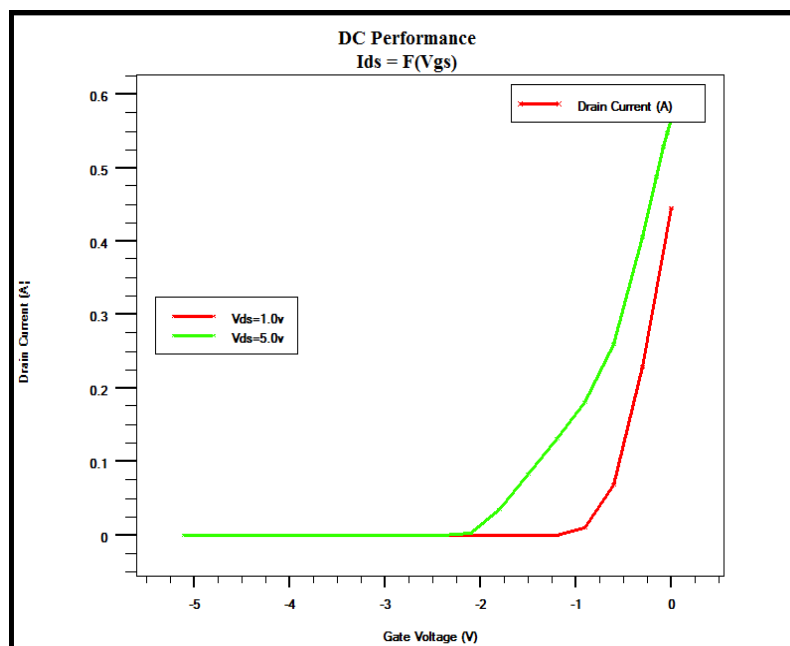


Figure 3.11 : Caractéristique de transfert.

On parle de la tension de seuil lorsque la zone désertée occupe la totalité du canal. La tension de seuil est la tension de commande nécessaire pour pincer le canal.

La tension de seuil est de -1.002 V (valeur extraite de Silvaco) pour une tension drain-source de 1.0 V ; et elle peut aller jusqu'à -1.8 V pour une tension drain-source de 5.0 V.

3.1.2.1.4.3 Tension de claquage

La figure (3.12) illustre la tension de claquage du dispositif. Le phénomène d'avalanche se produit lorsque le champ dans le canal atteint une valeur critique et il induit le claquage ; après cette valeur le courant augmente brutalement et le dispositif est détruit.

La tension de seuil est de -1.002 V pour $V_{ds} = 1.0$ V, et elle diminue quand V_{ds} augmente.

Pour garantir alors le pincement du canal, nous fixons la tension V_{gs} à -3.8 V.

Nous obtenons pour cette structure, une tension de claquage de l'ordre de 30 V.

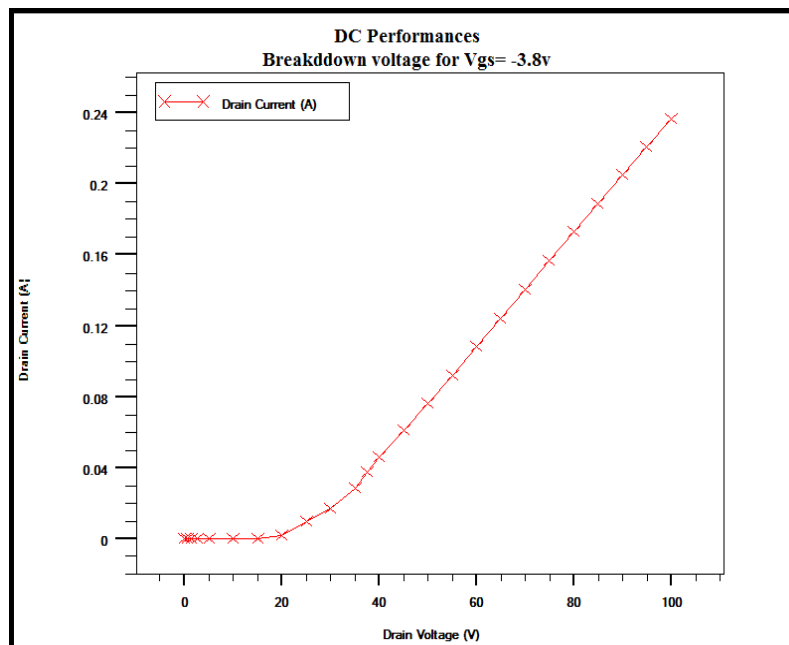


Figure 3.12: Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source à $V_{gs} = -3.8$ V.

3.1.2.1.4.4 Transconductance

La transconductance exprime la variation du courant drain-source par rapport à la variation de la tension grille-source, pour une tension drain-source constante (figure 3.13). Cette simulation est effectuée pour une tension grille-source qui varie de 0.0 à -3.0 V et une tension drain-source fixée à 1.0 V.

Lors de la simulation de cette caractéristique, nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 2 nm et son dopage est de 5×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche tampon est de 95 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de grille est de 15 nm.

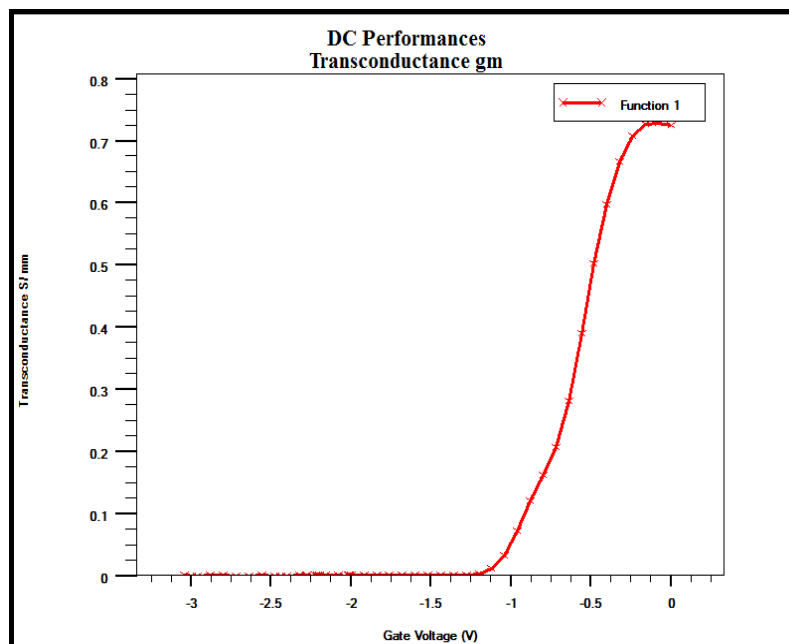


Figure 3. 13 : Transconductance.

Nous obtenons une transconductance maximale de l'ordre de 750 mS/mm à $V_{gs} = 0.0$ V, pour une tension drain-source de 1.0 V.

3.1.2.1.4.5 Courant de fuite et courant de commutation

La figure (3.14) représente le courant de fuite de la grille. Les paramètres physiques et géométriques fixés pendant la simulation sont les suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)

- L'épaisseur de la couche donneuse est de 2 nm et son dopage est de 5×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche tampon est de 95 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de grille est de 15 nm.

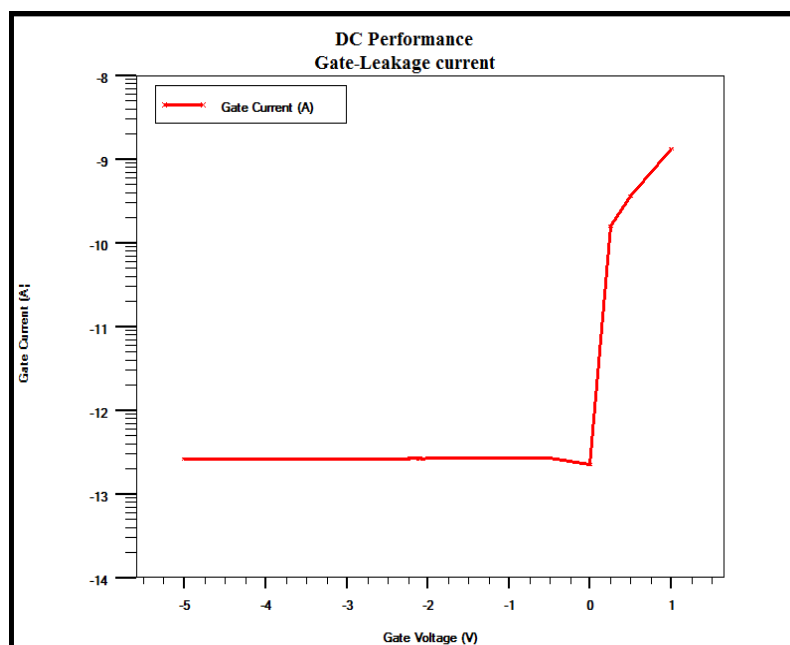


Figure 3.14 : Courant de fuite de la grille.

Cette caractéristique représente le courant grille-source tracé avec une échelle logarithmique en fonction de la tension grille-source pour une tension drain-source de 1.0 V.

Il est important que le courant de fuite à l'état bloqué soit réduit au minimum dans toute configuration de transistor, en particulier lorsqu'il est intégré à des circuits et systèmes où une faible consommation d'énergie (négligeable) à l'état bloqué est souhaitable.

Le dispositif simulé offre un courant de fuite de la grille invariant avec la polarisation de la grille, il est de l'ordre de 0.1 pA pour une tension drain-source de 1.0 V. Cette valeur, extrêmement basse, est indicatrice d'une bonne qualité du dispositif simulé.

La figure (3.15) représente le rapport I_{on}/I_{off} . Cette caractéristique représente le courant drain-source tracé avec une échelle logarithmique en fonction de la tension grille-source pour

une tension drain-source de 1.0 V. Une valeur élevée du rapport I_{on}/I_{off} est un paramètre crucial pour une application de puissance.

Le SS est calculé par l'équation suivante :

$$SS = \Delta V_{gs} / \Delta \log(I_{ds}) = (V_{gs2} - V_{gs1}) / \text{dec} = [-1.4 - (-1.25)] \text{ V/dec} = 0.15 \text{ V/dec}$$

$$SS = 150 \text{ mV/dec}$$

Le dispositif simulé offre un rapport I_{on}/I_{off} d'environ 0.5×10^{10} qui est une très bonne valeur et une pente sous seuil (SS) de l'ordre de 150 mV/dec. Cela est très important pour la qualité du composant et la consommation d'énergie dans les applications d'alimentation statique et de secours.

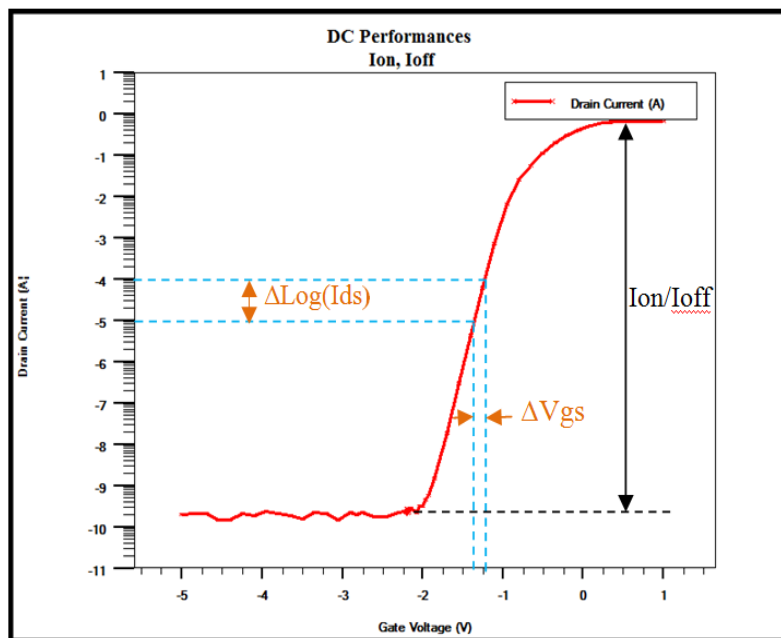


Figure 3.15 : Courants I_{on} et I_{off} .

3.1.2.1.4.6 Abaissement de barrière induit par drain (DIBL) et pente sous seuil

Les paramètres nécessaires aussi qui indiquent la qualité du dispositif sont l'abaissement induit par le drain (DIBL) et la pente sous seuil (SS). Ces paramètres sont beaucoup influençables par les effets des canaux courts (Short Channel Effect : SCE). Ce sont des phénomènes limitatifs des performances et ils apparaissent lorsque la longueur de grille devient courte car la longueur de grille influe sur le fonctionnement du dispositif.

Pour déterminer le DIBL, on varie la tension drain-source et on relève la tension de seuil correspondante. Sa valeur est estimée par le rapport entre la variation de la tension de seuil et la variation de la tension drain-source.

La figure 3.16 représente l'évolution du courant drain-source en fonction de la tension grille-source pour deux valeurs de V_{ds} : 1.0 V et 2.0 V.

Pour cela nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- Epaisseur de la couche Schottky et de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 2 nm et son dopage est de 5×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche tampon est de 95 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- La longueur de grille est de 15 nm.

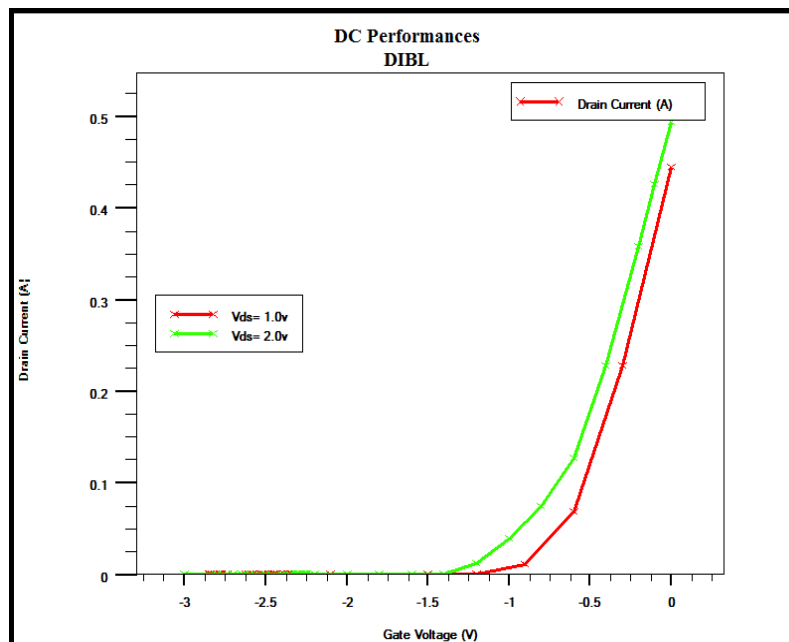


Figure 3.16 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension grille-source à $V_{ds} = 1.0$ et 2.0 V.

Les tensions de seuil obtenues par extraction sont -1.002 V et -1.060 V, respectivement pour les tensions drain-source de 1.0 V et 2.0 V. Nous obtenons alors un DIBL de 58 mV/V.

3.1.2.1.4.7 Auto-échauffement

La figure (3.17) représente l'évolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour une tension grille-source nulle. Pour montrer le phénomène d'auto-échauffement nous simulons les deux courbes sans et avec effet de la température qu'on doit introduire dans le programme de simulation, dans la même caractéristique, pour montrer

l'impact de la température sur les performances du dispositif. Durant la simulation nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 2 nm et son dopage est de 5×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche tampon est de 95 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- La longueur de grille est de 15 nm.

La simulation de ce phénomène consiste à introduire un nouveau modèle physique qui va activer la résolution de l'équation de température du réseau.

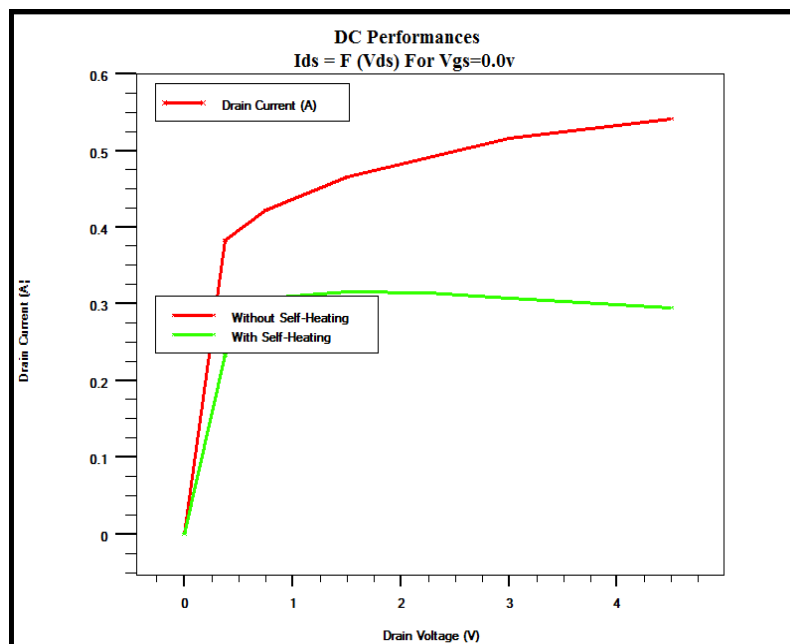
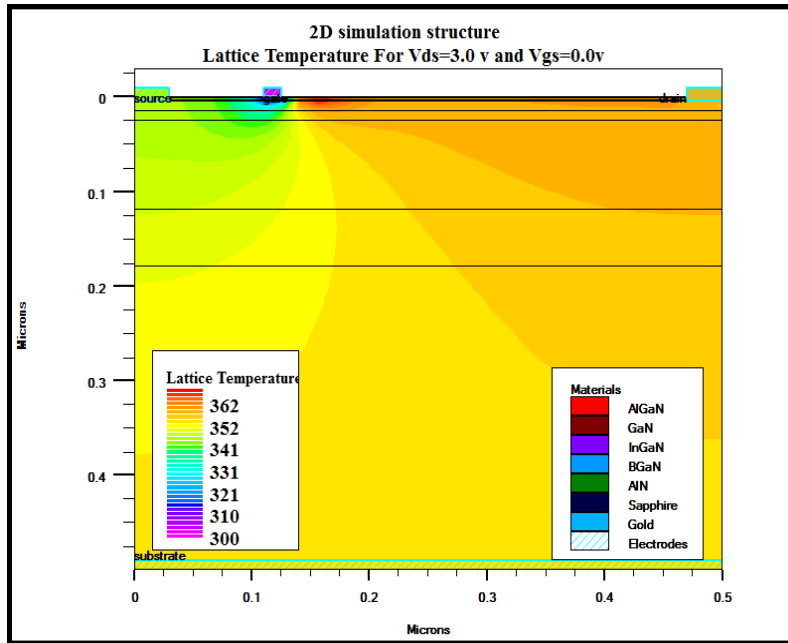


Figure 3.17 : Phénomène d'auto-échauffement.

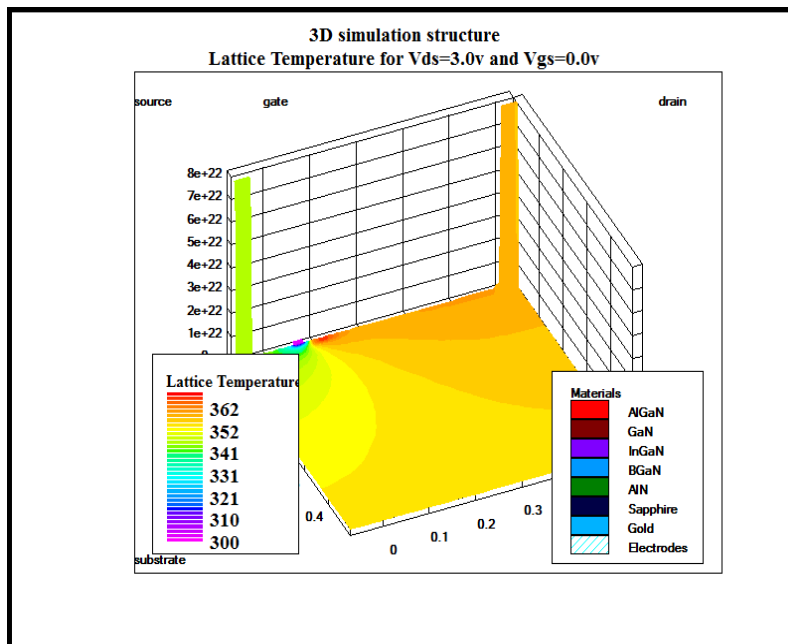
A partir de la caractéristique on remarque que la température influe de façon néfaste sur les performances du composant car le courant drain-source devient plus faible lorsque l'effet de la température est appliqué. Dû à la température, les interactions électron-phonon augmentent et entraînent cette diminution de courant. Nous pouvons dire aussi que la résistance de sortie du transistor diminue.

3.1.2.1.4.8 Profil de la température

Les figures (3.18) (a) et (b) représentent respectivement la distribution de la température en 2D et 3D dans toute la structure pour une tension grille-source nulle et une tension de polarisation drain-source de l'ordre de 3.0 V. On remarque que le point le plus chaud se situe entre la grille et le drain.



(a)

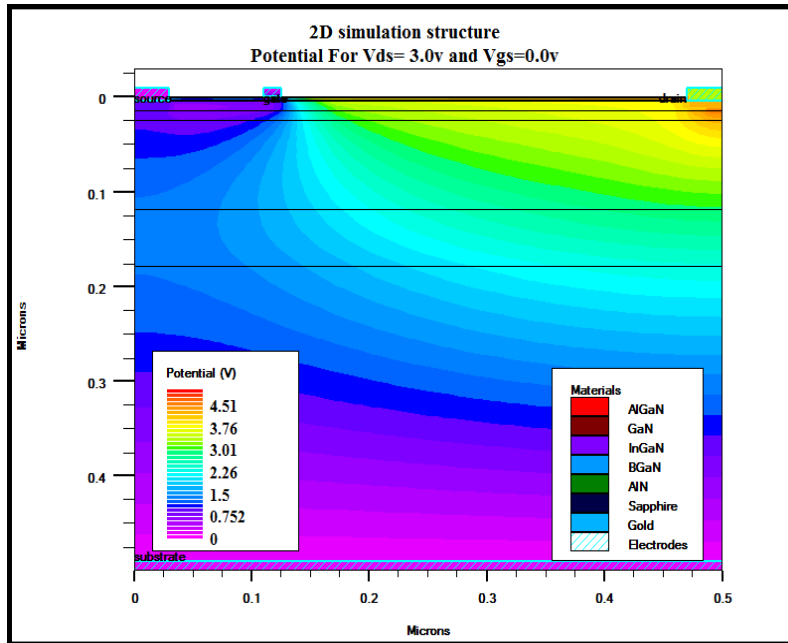


(b)

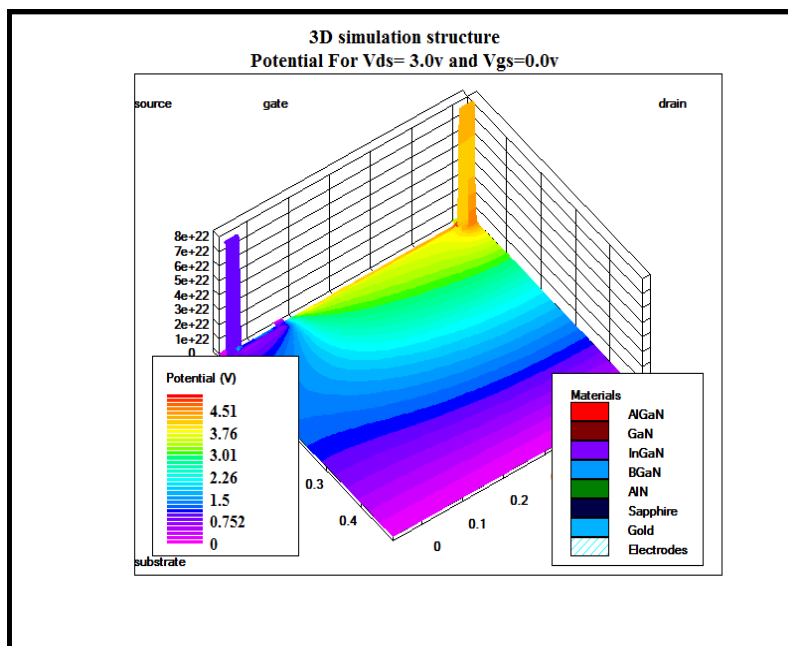
Figure 3.18 : Distribution de la température en (a) 2D, et (b) 3D.

3.1.2.1.4.9 Potentiel électrique

Les figures 3.19 (a) et (b) représentent respectivement le potentiel électrique en 2D et 3D, pour une tension grille-source nulle et une tension de polarisation drain-source de 3.0 V. Le potentiel est faible entre la grille et la source, et il augmente progressivement entre la grille et le drain jusqu'à atteindre sa valeur maximale.



(a)



(b)

Figure 3.19 : Potentiel en (a) 2D, et (b) 3D.

3.1.2.1.4.10 Influence des paramètres physiques sur les performances du transistor

✓ Influence du dopage de la couche donneuse

La figure (3.20) représente la caractéristique de sortie du transistor avec différents dopages de la couche donneuse. Pour cela ; nous varions la tension drain-source de 0.0 à 5.0 V, et la tension de commande est fixée à 0 V. Les paramètres physiques et géométriques sont :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)

- L'épaisseur de la couche donneuse est de 2 nm avec différents dopages

- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)

- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)

- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³ (n.i.d)

- L'épaisseur de la couche tampon est de 95 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)

- La longueur de grille est de 15 nm.

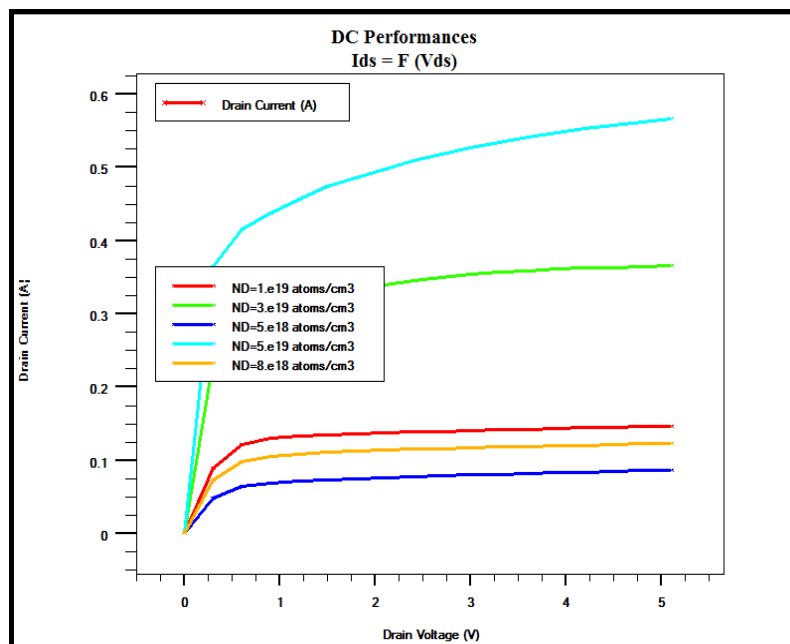


Figure 3.20 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour une tension grille-source nulle et différents dopages type n de la couche donneuse.

Le courant de sortie augmente avec le dopage type n de la couche donneuse ; ceci est logique car la couche donneuse a pour rôle de fournir les électrons libres au canal, ce qui améliore la densité du gaz d'électrons.

✓ Influence du dopage de la couche active

Nous simulons la caractéristique de la sortie du transistor avec différents taux de dopage type n de la couche active (figure 3.21) ; le but est de voir l'impact de ce dopage sur les performances. Nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 2 nm et son dopage est de 5×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm avec différents dopages
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche tampon est de 95 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de grille est de 15 nm.

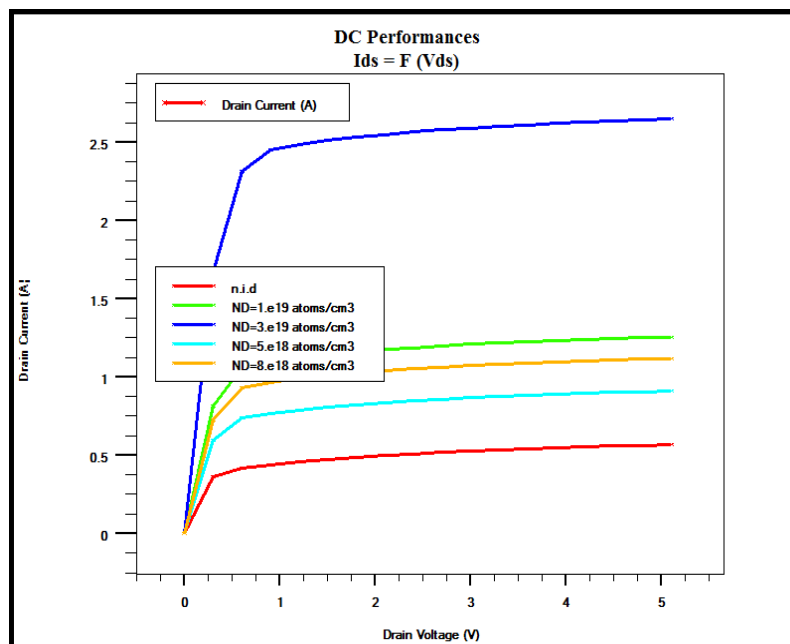


Figure 3.21 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour une tension grille-source nulle et différents dopages type n de la couche active.

Le dopage de type n de la couche active augmente la densité surfacique d'électrons dans le puits quantique, ce qui entraîne une augmentation du courant dans le canal. Le courant de sortie augmente alors avec le dopage de type n de la couche active.

✓ Influence du dopage de la couche back-barrier

Les figures (3.22) et (3.23) montrent, respectivement, l'influence des dopages de type n et de type p de la couche back-barrier, sur les performances du composant. Pour cela nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 2 nm et son dopage est de 5×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm avec différents dopages
- L'épaisseur de la couche tampon est de 95 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de grille est de 15 nm.

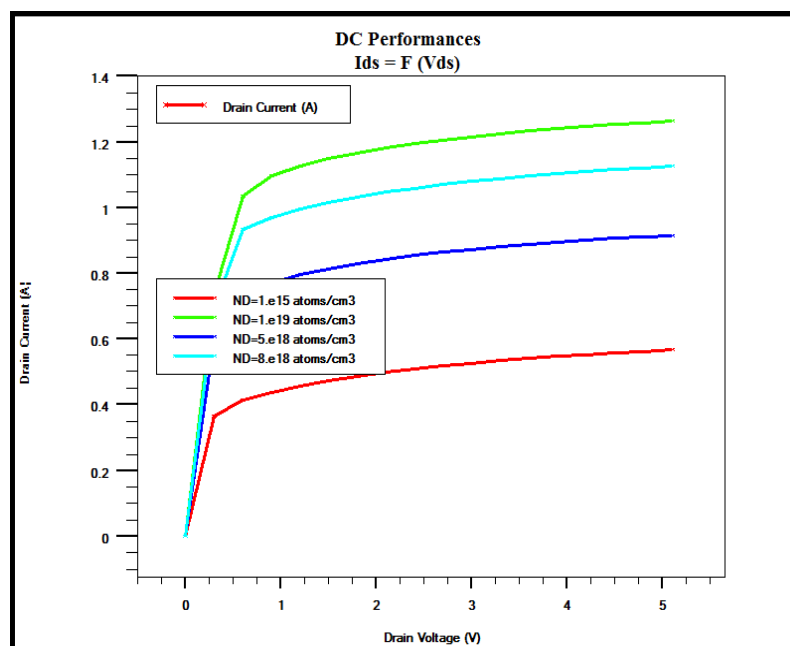


Figure 3.22 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour une tension grille-source nulle et différents dopages de type n de la couche back-barrière.

Le courant drain-source augmente avec le dopage de type n de la couche back-barrière. Ceci est logique car ce dopage de type n améliore la densité du gaz d'électrons dans le canal, en plus du rôle d'empêcher la fuite des électrons du canal vers le substrat.

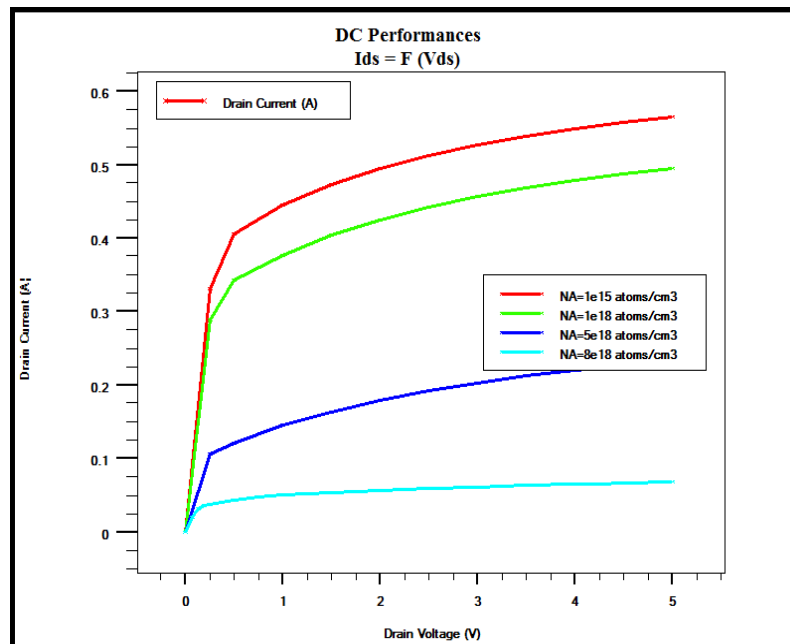


Figure 3.23 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour une tension grille-source nulle et différents dopages de type p de la couche back-barrière.

Quand la couche back-barrière est dopée type p, des trous en excès vont se recombiner avec des électrons du canal et donc le 2DEG va s'appauvrir, ce qui entraîne une diminution du courant de sortie.

Il est donc recommandé de doper cette couche par un dopage de type n, ce qui améliore encore plus le confinement des électrons dans le puits quantique ; et un meilleur courant de sortie est atteint.

3.1.2.1.4.11 Influence de paramètres géométriques sur les performances du transistor

✓ Influence de l'épaisseur de la couche donneuse

La figure (3.24) illustre la caractéristique de sortie du transistor pour différentes épaisseurs de la couche donneuse. Nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1.10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche donneuse est variable avec un dopage de 5.10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1.10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1.10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1.10^{15} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de grille est de 15 nm.

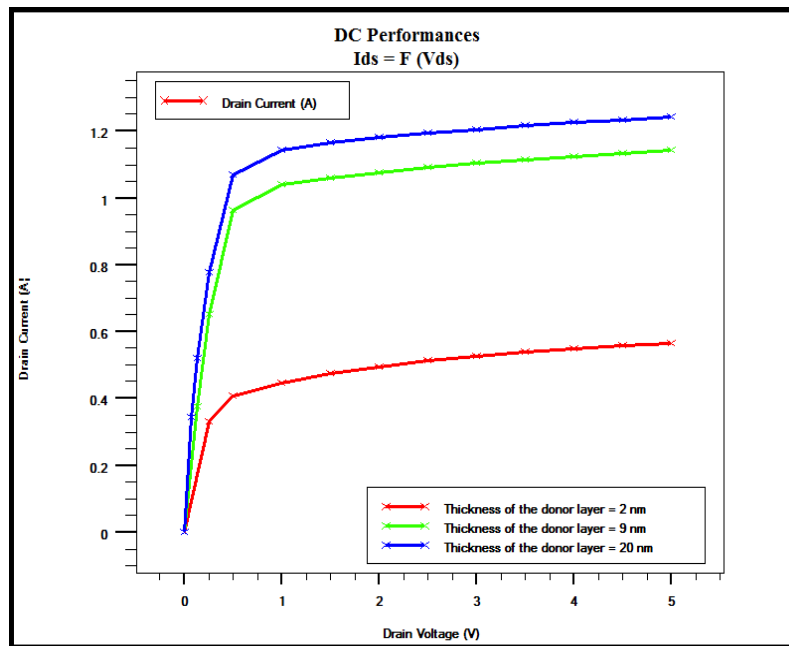


Figure 3.24 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source à $V_{gs} = 0$ V, pour différentes épaisseurs de la couche donneuse.

Le courant de sortie augmente avec l'épaisseur de la couche donneuse. Cela est dû à l'augmentation du nombre d'électrons dans cette couche. La densité d'électrons dans le puits quantique augmente aussi, car cette densité est proportionnelle au nombre d'électrons dans la couche donneuse.

✓ Variation de la distance grille-source

La figure (3.25) illustre la caractéristique de sortie du transistor pour différentes distances grille-source. Les paramètres physiques et géométriques sont fixés comme suit :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 2 nm et son dopage est de 5×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche tampon est de 95 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de grille est de 15 nm.
- Les distances grille-source prises sont 80 nm et 350 nm.

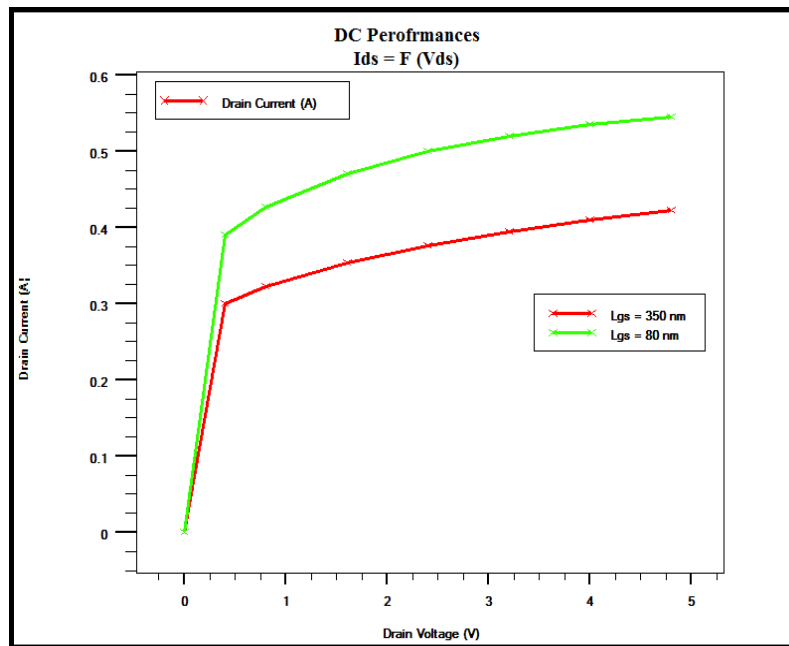


Figure 3.25 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source à $V_{gs} = 0$ V pour différentes distances grille-source.

Pour une distance grille-source de 80 nm, le dispositif offre un meilleur courant de sortie qui est de l'ordre de 550 mA ; cette position assure un meilleur transfert des électrons de la source vers le drain.

3.1.2.1.4.12 Etude dynamique

✓ Fréquences de transition et d'oscillation maximale

Pour l'application pratique du transistor, les valeurs de mérite sont la fréquence du gain en courant unitaire f_t et la fréquence du gain en puissance unitaire f_{max} . La fréquence de transition est la fréquence à laquelle le module du gain en courant est égal à l'unité, c'est un estimateur essentiel des performances à grande vitesse des transistors. La fréquence maximale d'oscillation est définie comme la fréquence à laquelle le gain en puissance est égal à l'unité.

La figure (3.26) représente l'évolution du gain en courant et en puissance en fonction de la fréquence, pour une tension grille-source nulle et une tension de polarisation de 1.0 V. Nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 2 nm et son dopage est de 5×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³

- L'épaisseur de la couche tampon est de 95 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- La longueur de grille est de 15 nm.

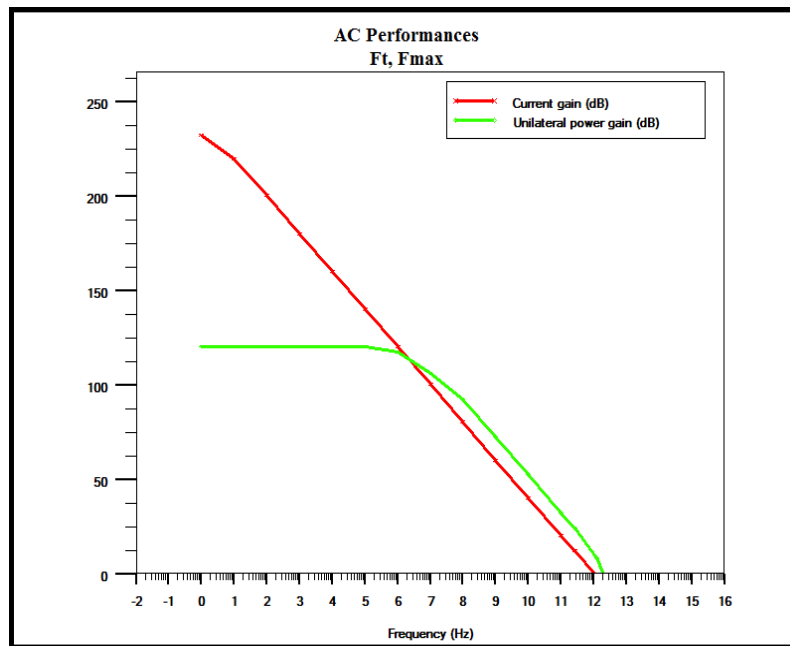


Figure 3.26 : Evolution du gain en courant et en puissance en fonction de la fréquence.

Le dispositif étudié a une couche active InGaN, les électrodes, source et drain, descendent pour venir en contact direct avec le canal. Nous obtenons une fréquence de transition de l'ordre de 1 THz et une fréquence maximale d'oscillation de 2 THz. Elles sont de très bonnes valeurs comparées à celle de la littérature.

3.1.2.1.4.13 Comportement transitoire

Le comportement électrique des dispositifs électroniques est fortement altéré par les défauts présents dans les matériaux ; et les phénomènes de pièges y sont fortement liés. On distingue deux phénomènes : Drain-Lag et Gate-Lag.

✓ Drain-Lag

Lorsque la tension de polarisation est pulsée de l'état OFF à l'état ON, le retard de commutation de drain se manifeste et décrit le phénomène transitoire du courant de drain. Les pièges présents dans la région située entre la grille et le drain, sont responsables de ce phénomène car les électrons du canal peuvent être piégés et ensuite réémis ce qui engendre ce phénomène. La figure (3.27) représente le temps de réponse du drain pour les paramètres physiques et géométriques suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³

- L'épaisseur de la couche donneuse est de 2 nm et son dopage est de 5×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche tampon est de 95 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³
- La longueur de grille est de 15 nm.

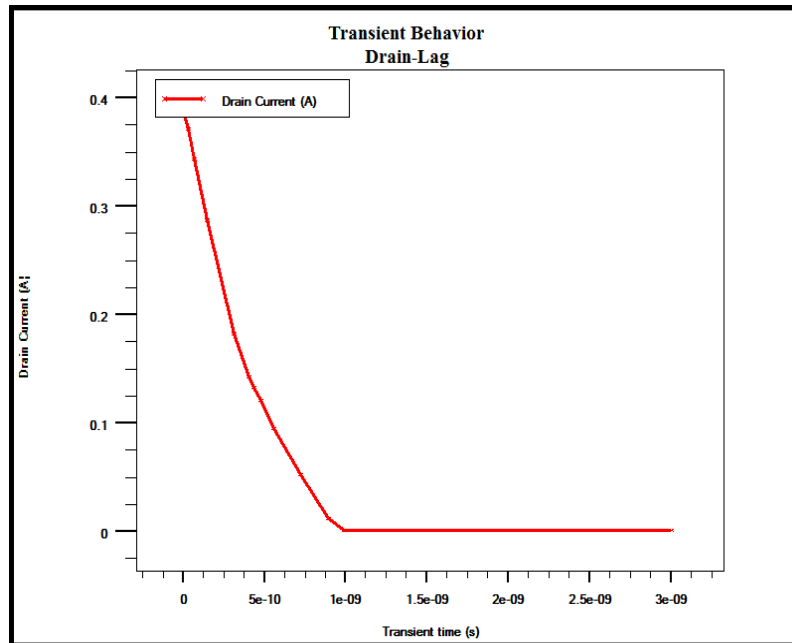


Figure 3.27 : Temps de réponse du drain.

Le temps de commutation de la structure étudiée est de l'ordre de 1 ns. Dans ce cas, la tension de grille est prise égale à -1.8 V.

✓ Gate-Lag

Le courant de sortie prend un temps transitoire pour attendre son état stable, lorsque la tension de grille passe de manière brusque de l'état OFF à l'état ON, ce phénomène est appelé le retard de commutation de grille (Gate-Lag), il est représenté dans la figure (3.28). Le temps de commutation du dispositif étudié est de l'ordre de 1 ns. Dans ce cas, la tension de drain est prise égale à 1.0 V.

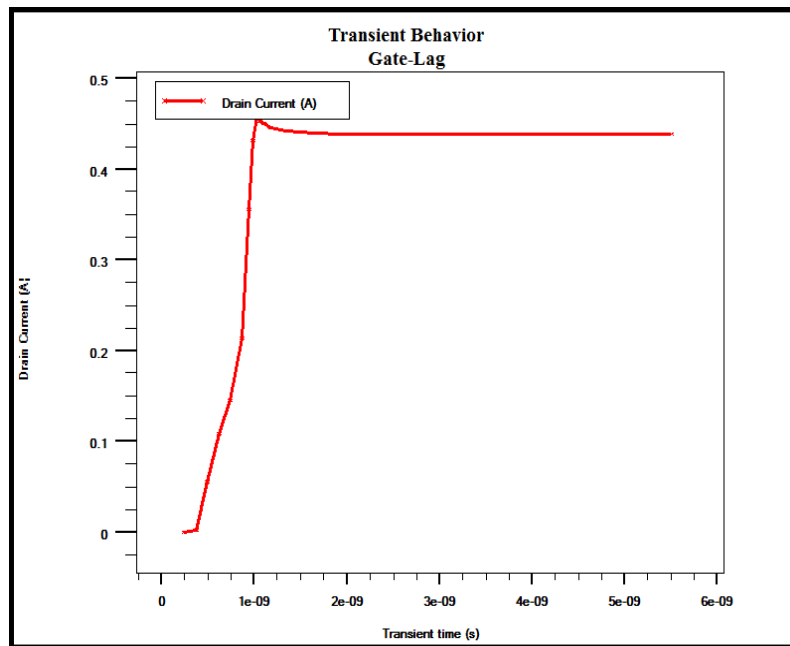


Figure 3.28 : Temps de réponse de la grille.

Les résultats obtenus pour cette structure sont donnés par le tableau (3.2).

Caractéristiques du transistor simulé DG-HEMT	Résultats
Courant de drain I_{ds} (A) à $V_{gs}=0.5v$	0.7
Tension de seuil V_{th} (V) à $V_{ds}=1.0v$	-1.002
Transconductance g_m (mS/mm)	750
Abaissement de barrière induit par le drain DIBL (mV/V)	58
Pente sous-seuil SS (mV/dec)	150
Courant de fuite de grille (A)	$0.1 \cdot 10^{-12}$
Ion/Ioff	$0.5 \cdot 10^{10}$
Tension de claquage (V)	30
Fréquence de transition (Thz)	1
Fréquence maximale F_{max} (THz)	2

Tableau 3.2 : Résultats de la simulation.

3.1.2.1.4.14 Conclusion

En résumé, dans cette première partie nous avons étudié les performances DC et AC d'un transistor à effet de champ à double hétérojonction (DH-FET) $Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN/In_{0.75}Ga_{0.25}N/B_{0.01}Ga_{0.99}N/GaN$. Le dispositif a été modélisé, puis optimisé à l'aide du simulateur SILVACO TCAD. La simulation a été effectuée pour une

longueur de grille de 15 nm. Nous avons aussi montré l'influence des paramètres physiques et géométriques, et l'influence de la température sur les performances.

La partie qui suit porte sur l'étude de l'influence d'indium dans la couche active d'un transistor à effet de champ à double hétérojonctions (DH-FET) GaN/GaN/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ / $\text{B}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{N}$ /GaN.

3.1.2.2 Deuxième partie : deuxième structure

3.1.2.2.1 Structure étudiée et paramètres physiques et géométriques

Dans cette seconde partie nous menons une étude statique et dynamique d'un transistor à effet de champ à double hétérojonctions (DH-FET) GaN/GaN/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ / $\text{B}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{N}$ /GaN. Au lieu d'utiliser une couche barrière AlGaN ou InAlN avec une couche active GaN, nous utilisons ici une couche barrière GaN pour minimiser le désaccord de maille avec InGaN prise comme couche active dans le présent transistor.

Le but de cette simulation est d'étudier l'impact du taux d'indium dans la couche active sur les performances du dispositif, pour cela nous changeons la concentration d'indium dans l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ de 10%, 25%, 50%, 75%, jusqu'à obtenir une couche active uniquement par InN. Pour chaque concentration d'indium dans l'alliage, les caractéristiques électriques sont simulées. La figure (3.29) représente la coupe schématique du dispositif étudié, et ses paramètres physiques et géométriques sont donnés dans le tableau (3.3). Le tableau (3.4) regroupe les énergies des gaps d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ pour différentes fractions molaires x .

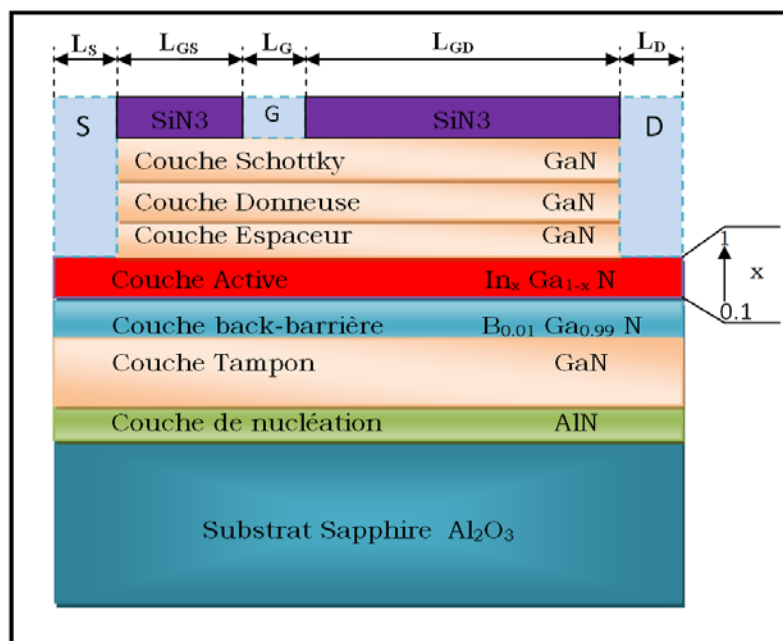


Figure 3.29 : Coupe schématique du DH-FET étudié.

Couches	Epaisseur (nm)	Dopage (atoms/cm ³)
Couche Schottky	2	n.i.d
Couche Donneuse	7	3. 10 ¹⁹
Couche Espaceur	1	n.i.d
Couche active	10	n.i.d
Couche Back-Barrière	10	n.i.d
Couche Tampon	90	n.i.d
Couche de nucléation	60	n.i.d
Substrat	320	n.i.d

Tableau 3.3 : Paramètres physiques et géométriques du DH-FET étudié.

x	Eg (In _x Ga _{1-x} N)
0.1	3.027
0.25	2.48
0.5	1.738
0.75	1.164
1	0.77 (InN)

Tableau 3.4 : Energies des gaps d'In_xGa_{1-x}N pour différentes fractions molaires x.

3.1.2.2.2 Structure simulée et maillage

La structure simulée qui a une dimension de 200 μm sur l'axe des z (profondeur) et son maillage son représentés respectivement par les figures (3.30) et (3.31).

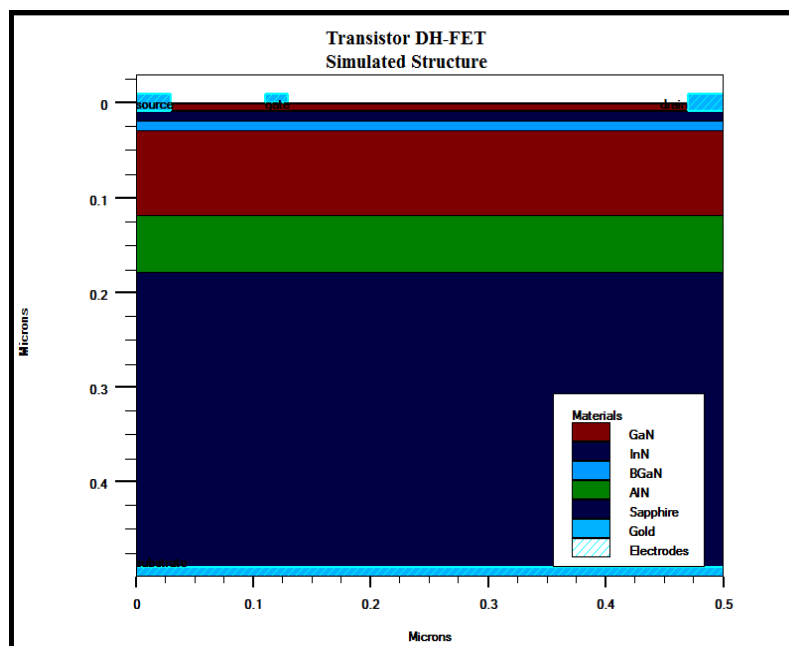


Figure 3.30 : Structure simulée.

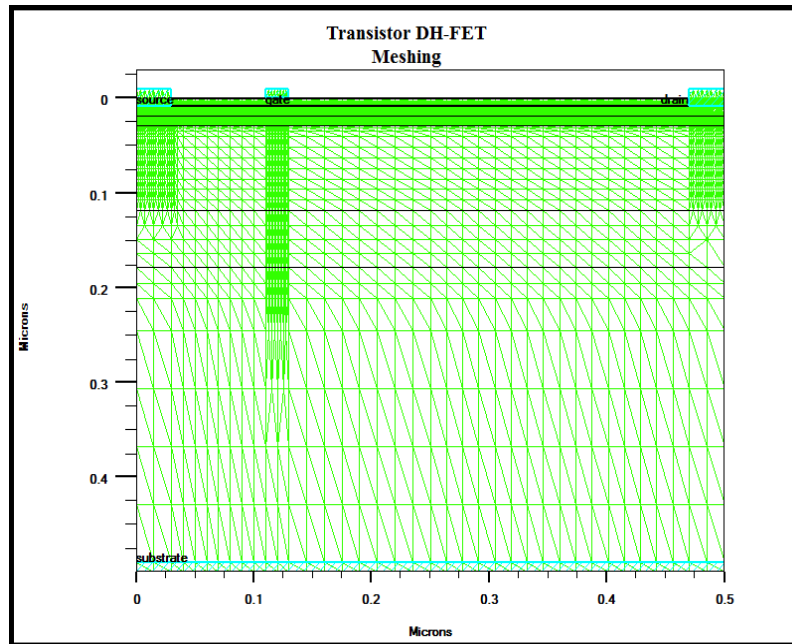


Figure 3.31 : Maillage dans toute la structure.

3.1.2.2.3 Diagramme de bande

La figure (3.32) représente le diagramme de bande d'énergie de conduction (Depth from surface). Durant la simulation, nous fixons l'épaisseur de la couche active à 10 nm. La fraction molaire (x) de l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est de 10%, 25%, 50%, 75% jusqu'à 100% où le canal devient en nitrure d'indium (InN).

Lorsque le taux d'indium augmente dans l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, le puits devient de plus en plus profond, et la discontinuité de bande de conduction est plus grande ; ce qui améliore le confinement des électrons.

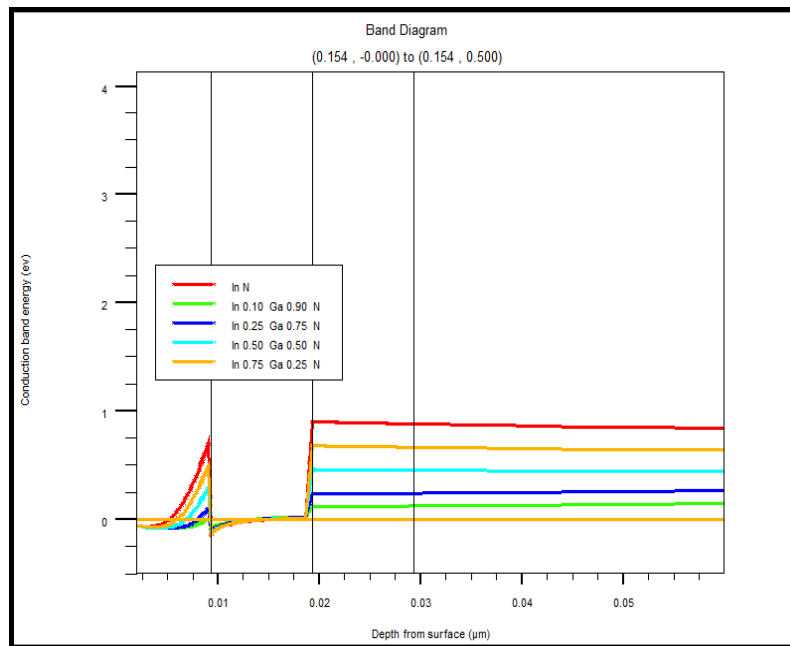


Figure 3.32 : Diagramme de bande.

3.1.2.2.4 Caractéristiques électriques

3.1.2.2.4.1 Caractéristique de sortie

La figure (3.33) représente la caractéristique de sortie du dispositif, c'est l'évolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour une tension grille source nulle et différentes concentrations d'indium (x) dans l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. La structure contient les paramètres physiques et géométriques suivants :

- l'épaisseur de la couche Schottky est de 2 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- l'épaisseur de la couche donneuse est de 7 nm et son dopage est de 3×10^{19} atomes/cm³
- l'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- l'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- l'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³ (n.i.d)
- l'épaisseur de la couche tampon est de 90 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de grille est de 20 nm
- La distance grille-source est de 80 nm
- La distance grille-drain est de 340 nm.

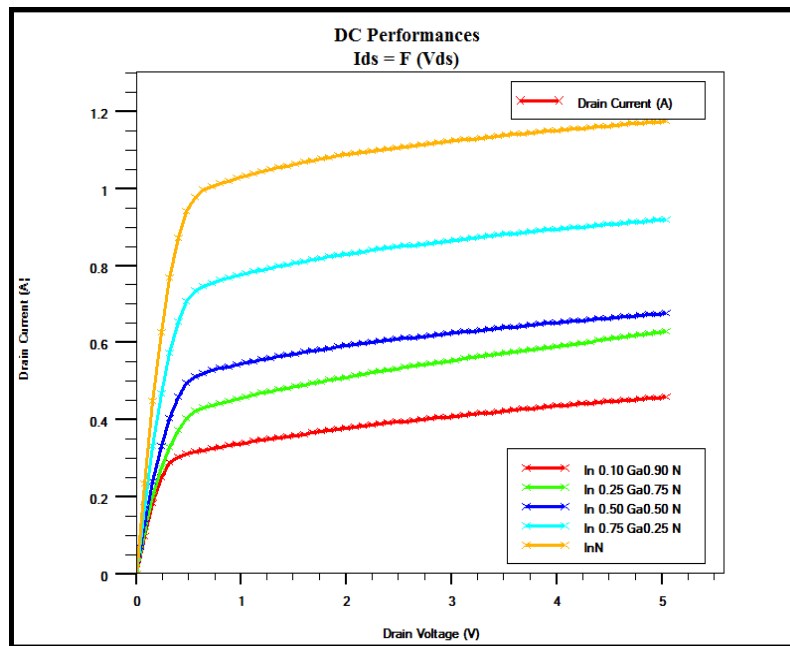


Figure 3.33 : L'évolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour une tension grille-source nulle et différentes concentrations d'indium (x) dans $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

A une tension drain de 5 V ; nous obtenons un courant drain maximum de 450 mA, 600 mA, 650 mA, 900 mA et 1.2 A respectivement pour les alliages de la couche active $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$, $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$, $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$, $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}$ et InN . Le courant de sortie augmente avec la concentration d'indium dans le canal $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en raison de ses excellentes propriétés électriques et de son puits quantique profond.

3.1.2.2.4.2 Caractéristique de transfert

La figure (3.34) montre la caractéristique de transfert, c'est le courant drain-source en fonction de la tension grille-source pour différentes concentrations d'indium dans l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ dans la couche active. La tension grille-source varie de 0 V à - 8.0 V tandis que la tension de drain est fixée à 1.0 V ; les paramètres physiques et géométriques sont les suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 2 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 7 nm et son dopage est de 3×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³

- L'épaisseur de la couche tampon est de 90 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)

- La longueur de grille est de 20 nm

- La distance grille-source est de 80 nm

- La distance grille-drain est de 340 nm.

Les tensions de seuil (V_{th}) obtenues sont -2.0 V, -2.25 V, -2.5 V, -2.75 V et -3.0 V, respectivement pour les alliages In_{0.1}Ga_{0.9}N, In_{0.25}Ga_{0.75}N, In_{0.5}Ga_{0.5}N, In_{0.75}Ga_{0.25}N et InN.

Cela signifie que le contrôle de la grille diminue quand le taux d'indium augmente dans le canal.

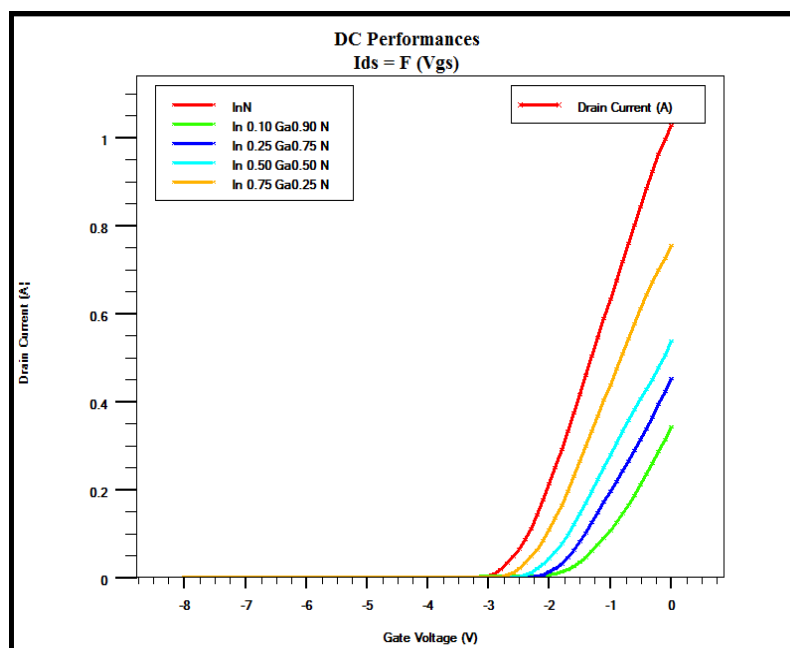


Figure 3.34 : Evolution du drain-source en fonction de la tension grille-source pour une tension drain-source de 1.0 V.

3.1.2.2.4.3 Transconductance

La transconductance est définie comme étant la variation du courant drain-source par rapport à la variation de la tension grille-source pour une tension drain-source constante ; elle est représentée par la figure (3.35) pour une tension drain-source fixée à 1.0 V. Cette caractéristique est effectuée pour les paramètres physiques et géométriques suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 2 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)

- L'épaisseur de la couche donneuse est de 7 nm et son dopage est de 3×10^{19} atomes/cm³

- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche tampon est de 90 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de grille est de 20 nm
- La distance grille-source est de 80 nm
- La distance grille-drain est de 340 nm.

La transconductance maximale est de l'ordre de 450 mS/mm pour InN à $V_{gs} = -1.25$ V, et de 300 mS/mm pour In_{0.1}Ga_{0.9}N à $V_{gs} = 0.0$ V.

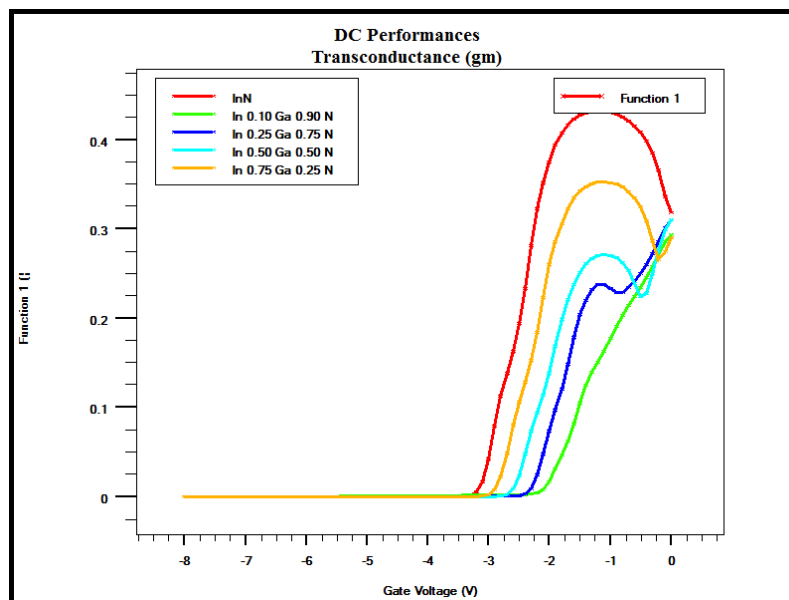


Figure 3.35 : Evolution de la transconductance en fonction de la tension grille-source pour une tension drain-source de 1.0 V.

3.1.2.2.4.4 Courant de fuite de la grille et courants de commutation

Les figures (3.36) et (3.37) montrent respectivement la caractéristique du courant de fuite de la grille et la caractéristique des courants de commutation, en fonction de la tension grille-source pour différentes concentrations d'indium dans la couche active ; la tension de drain est fixée à 1.0 V. Le courant drain est porté sur une échelle logarithmique.

Les paramètres physiques et géométriques fixés lors de la simulation sont les suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 2 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)

- L'épaisseur de la couche donneuse est de 7 nm et son dopage est de 3×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche back-barrière est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{15} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche tampon est de 90 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de grille est de 20 nm
- La distance grille-source est de 80 nm
- La distance grille-drain est de 340 nm.

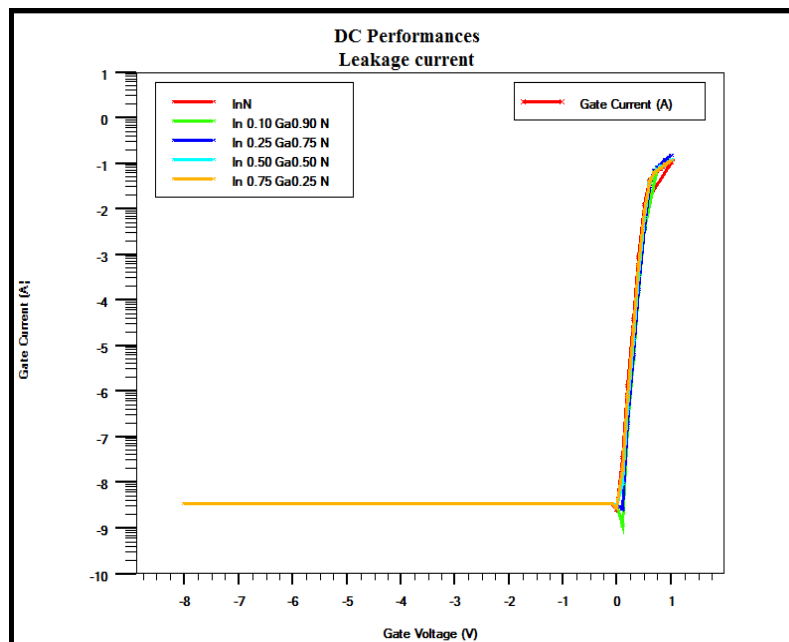


Figure 3.36 : Courant de fuite de la grille.

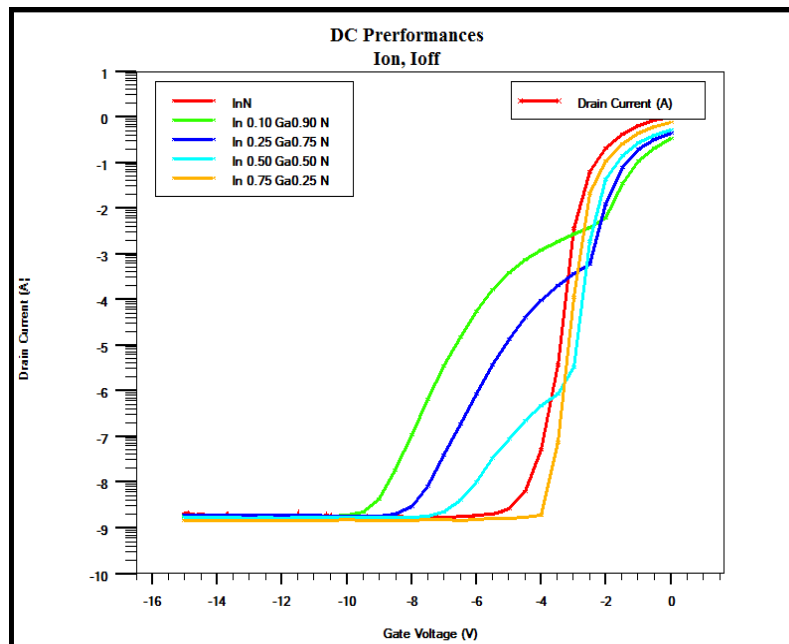
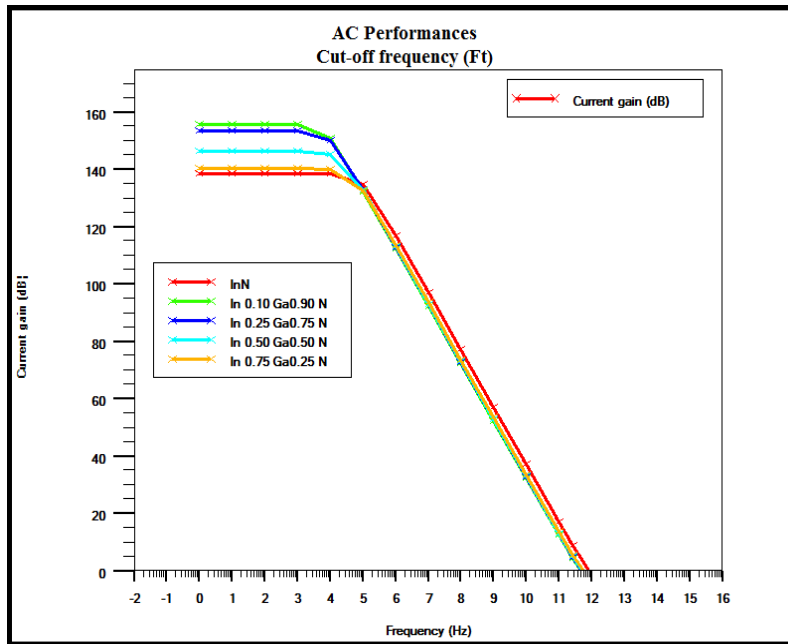


Figure 3.37 : Courants de commutation Ion, Ioff.

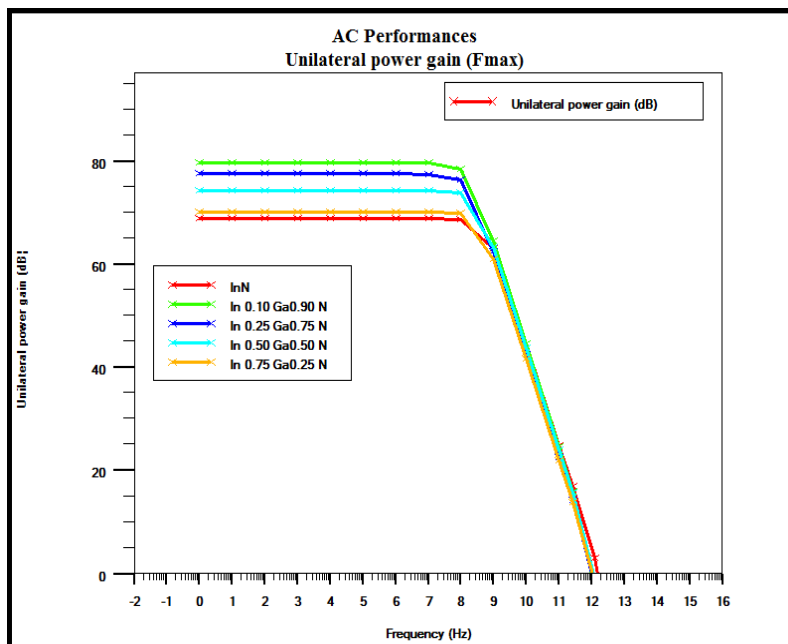
Le courant de fuite de la grille n'est que de $3 \cdot 10^{-9}$ A, avec un rapport d'aspect de 2. Nous obtenons la même valeur pour toutes les concentrations d'indium, grâce à la couche back-barrière B GaN qui est résistive et empêche la fuite d'électrons vers le substrat. A partir de la caractéristique des courants de commutation, le rapport Ion/Ioff est de l'ordre 1.5×10^8 pour une couche active $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$ et 5×10^8 pour InN. La technologie récente des transistors à haute mobilité d'électrons (HEMTs) présente une valeur importante du rapport Ion/Ioff et attire particulièrement l'attention sur la consommation d'énergie dans les applications statiques et en veille.

3.1.2.2.4.5 Etude dynamique

Les figures (3.38) (a) et (b) montrent l'évolution du gain en courant et du gain en puissance unilatéral en fonction de la fréquence pour différentes concentrations d'indium dans la couche active. Lors de la simulation la tension drain-source est fixée à 1.0 V et la tension grille-source à 0 V.



(a)



(b)

Figure 3.38 : Evolution en fonction de la fréquence pour différentes concentrations d'indium dans la couche active (a) du gain en courant, et (b) du gain en puissance.

Le dispositif présente une fréquence de coupure (F_t) de 450 GHz, 475 GHz, 500 GHz, 550 GHz et 850 GHz, respectivement pour les couches actives $In_{0.1}Ga_{0.9}N$, $In_{0.25}Ga_{0.75}N$, $In_{0.5}Ga_{0.5}N$, $In_{0.75}Ga_{0.25}N$ et InN ; et une fréquence d'oscillation maximale (F_{max}) de 1 THz pour $In_{0.1}Ga_{0.9}N$ et de 1,5 THz pour une couche active InN . La longueur de grille est fixée à

20 nm et la tension drain-source à 1.0 V. L'InN a une faible masse effective, une mobilité et une vitesse de saturation les plus élevées. Les propriétés de transport de l'InN sont meilleures que celles du GaN en raison d'une large gamme de températures de fonctionnement [276]. Les principales différences entre le nitrure d'indium (InN) et le nitrure de gallium (GaN) sont les suivantes : fonctionnement dans une large gamme de températures, mobilité électronique élevée et faible masse effective des électrons. Les masses effectives des électrons et des trous dans InN sont inférieures à celles dans GaN.

Les performances AC du dispositif sont améliorées lorsque la concentration d'indium augmente dans l'alliage $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$. Avec une couche active InN, le dispositif offre une fréquence de transition et maximale d'oscillation plus élevées par rapport à une couche à base d' $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$, $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$, $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ ou $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}$, en raison de sa haute transconductance g_m et de sa haute mobilité. L'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est connu pour sa grande mobilité électronique, il est principalement utilisé pour les applications à micro-ondes.

Ces valeurs sont très importantes. Les électrodes de source et de drain sont en contact direct avec la couche active. Dans une structure classique, ces électrodes sont éloignées de la couche active et les performances RF sont moindres.

3.1.2.2.4.6 Performance C-V

Les figures (3.39) et (3.40) montrent respectivement la capacité grille-source (C_{gs}) et la capacité grille-drain (C_{gd}), en fonction de la tension grille-source pour une polarisation drain-source fixée à 1.0 V et une fréquence de 1 MHz.

Pour une tension grille-source (V_{gs}) inférieure à -3.0 V, la capacité C_{gs} est pratiquement la même, elle est de l'ordre de 20 fF/ μm ; et à partir de V_{th} , C_{gs} augmente.

La capacité grille-drain (C_{gd}) est comprise entre 15 et 16.5 fF/ μm pour une tension grille-source (V_{gs}) inférieure à -3.0 V ; et au delà de cette valeur C_{gd} diminue.

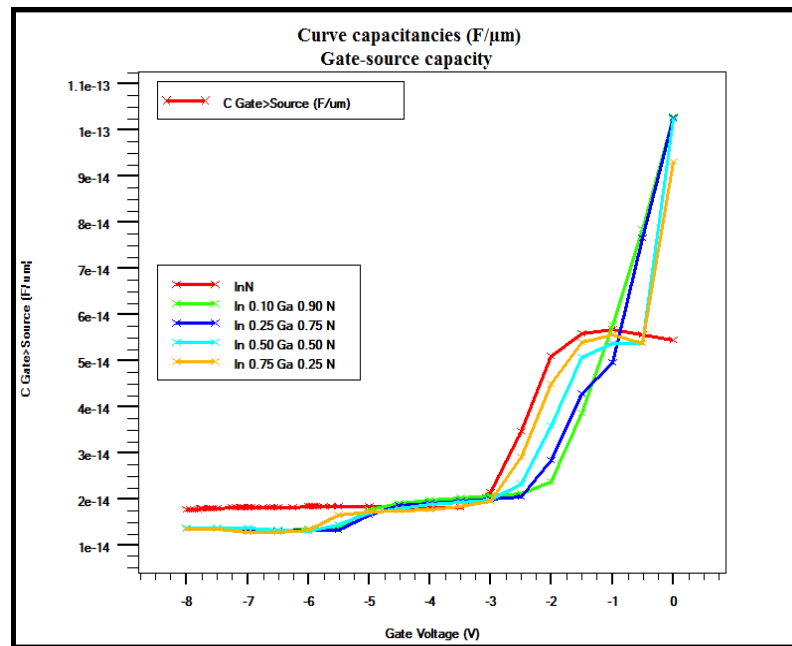


Figure 3.39 : Capacités grille-source (C_{gs}) en fonction de la tension grille-source à $V_{ds} = 1.0$ V.

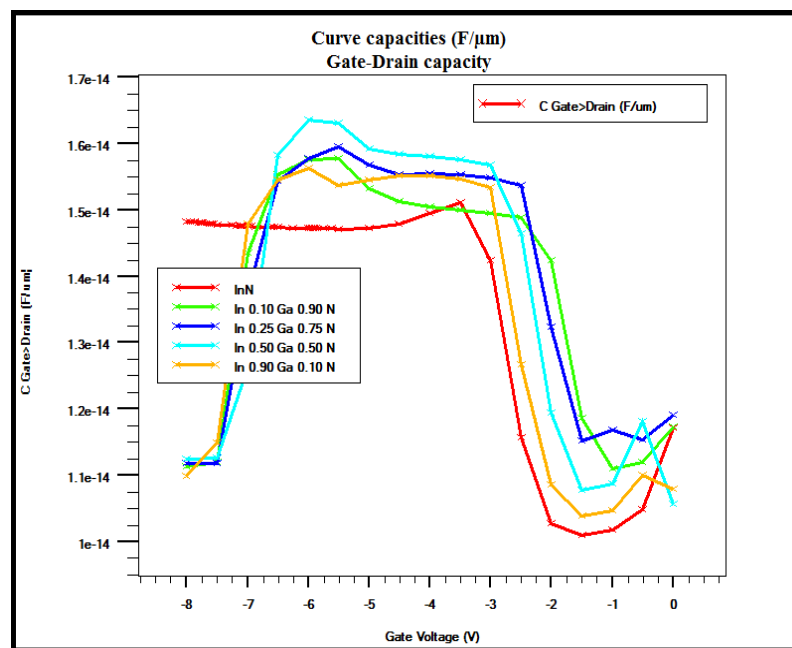


Figure 3.40 : Capacités grille-drain (C_{gd}) en fonction de la tension grille-source à $V_{ds} = 1.0$ V.

Les capacités grille-source (C_{gs}) et grille-drain (C_{gd}) représentent les variations de la charge accumulée dans la zone de charge d'espace située sous la grille. C_{gs} détermine cette variation modulée par la tension V_{gs} pour une tension constante V_{gd} ; C_{gd} détermine également la

variation de la charge accumulée dans la zone désertée, située sous la grille modulée par la tension V_{gd} pour une tension V_{gs} constante.

Les résultats obtenus pour cette structure sont donnés par le tableau (3.5).

Matériaux du canal	I_{ds} (A)	V_{th} (V)	g_m (mS/mm)	Courant de fuite (A)	I_{on}/I_{off}	F_t (GHz)	F_{max} (THz)
$In_{0,1}Ga_{0,9}N$	0.45	-2.0	200	3.10^{-9}	$2 \cdot 10^8$	450	1.0
$In_{0,25}Ga_{0,75}N$	0.6	-2.25	240	3.10^{-9}	$3.5 \cdot 10^8$	475	1.1
$In_{0,5}Ga_{0,5}N$	0.65	-2.5	260	3.10^{-9}	$4.5 \cdot 10^8$	500	1.2
$In_{0,75}Ga_{0,25}N$	0.9	-2.75	350	3.10^{-9}	$6 \cdot 10^8$	550	1.3
InN	1.2	-3.0	450	3.10^{-9}	$9 \cdot 10^8$	850	1.5

Tableau 3.5 : Résultats obtenus.

L’histogramme contenant le courant de drain, la transconductance et la fréquence de transition, permet de voir l’influence de l’indium dans le canal sur les performances du transistor.

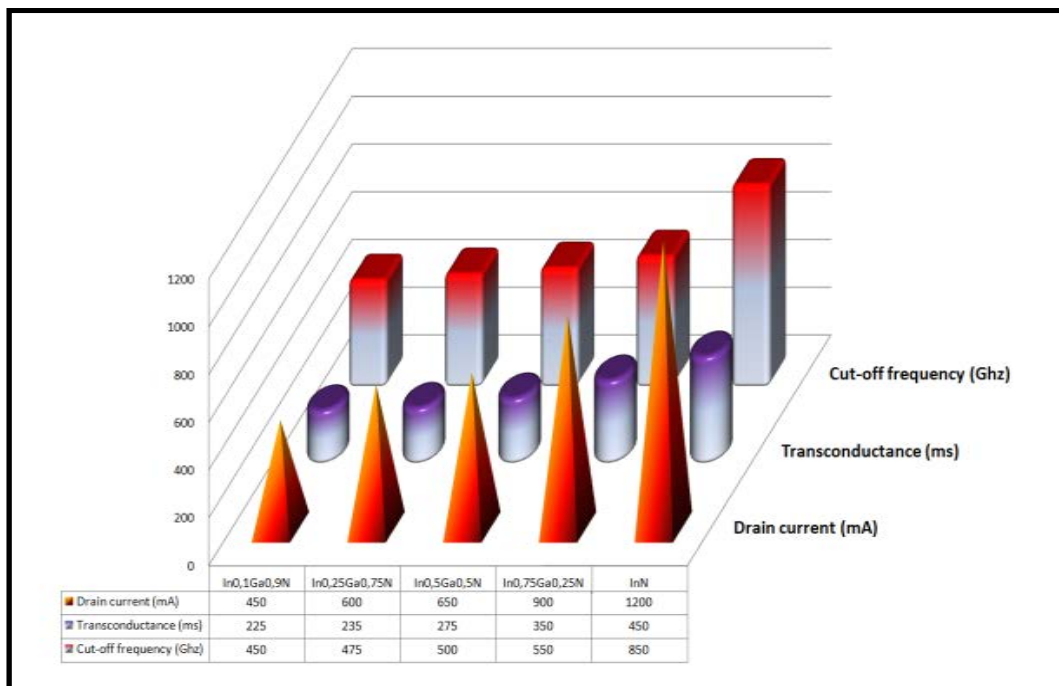


Figure 3.41 : Histogramme du courant de drain, de la transconductance et de la fréquence de coupure en fonction du contenu d’indium dans la couche active.

3.1.2.2.4.7 Conclusion

Le dispositif a été simulé en fonction de la concentration d'indium dans la couche active et nous avons étudié son effet en utilisant un simulateur bidimensionnel TCAD (SILVACO TCAD). Au cours de la simulation, les modèles physiques ont été bien choisis afin de réaliser des simulations physiques précises et spécifiques ; la simulation a été réalisée par dérive-diffusion en tant que modèle de transport afin d'assurer le meilleur compromis vitesse de calcul, précision de simulation et problème de convergence.

Les caractéristiques simulées montrent que les performances statiques et dynamiques ont été améliorées lorsque la concentration d'indium augmente dans l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ qui constitue le canal. L'utilisation d'une couche back-barrière $\text{B}_{0,01}\text{Ga}_{0,99}\text{N}$ de 10 nm d'épaisseur peut améliorer considérablement les performances et supprimer de nombreux effets à canal court. Nos résultats fournissent une référence pour les recherches futures pour l'utilisation des matériaux III-N dans la couche active en raison de ses excellentes propriétés électroniques et une couche de back-barrier à base d'un matériau résistif pour assurer un meilleur confinement des électrons les DH-FETs.

La partie qui suit traite la simulation d'un transistor à haute mobilité électronique à double grille.

3.1.2.3 Troisième partie : troisième structure

3.1.2.3.1 Structure étudiée et paramètres physiques et géométriques

L'objectif principal est d'étudier les performances DC et AC d'un transistor à haute mobilité électronique à double grille et double hétérojonction $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$ (DG-HEMT). Tout d'abord, nous modélisons la structure avec des paramètres physiques et géométriques optimisés ; puis nous étudions ses caractéristiques électriques. Finalement, une étude comparative est réalisée avec un état de l'art récent. La figure (3.42) représente la coupe schématique du dispositif étudié ; ses paramètres physiques et géométriques sont illustrés par le tableau (3.6).

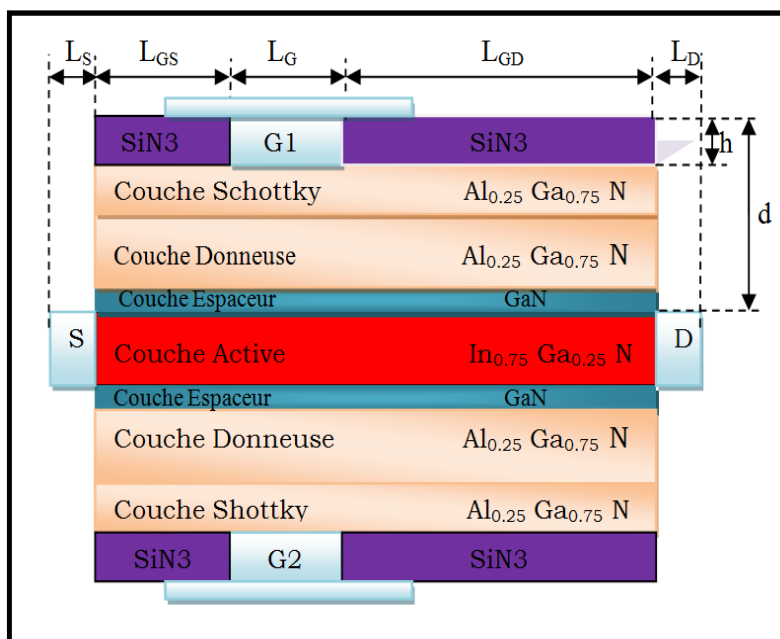


Figure 3.42 : Coupe schématique du DG-HEMT.

Couche	Epaisseur (nm)	Dopage (Atoms/cm ³)
Couche Schottky	1	n.i.d
Couche Donneuse	7	3.10^{19}
Espaceur	1	n.i.d
Couche Active	10	n.i.d
Espaceur	1	n.i.d
Couche Donneuse	7	n.i.d
Couche Schottky	1	n.i.d

Tableau 3.6 : Paramètres physiques et géométriques.

3.1.2.3.2 Structure simulée, maillage et diagramme de bande

La structure simulée qui a une dimension de 200 μm sur l'axe des z (profondeur) et son maillage sont représentés respectivement dans les figures (3.43) et (3.44). La figure (3.45) montre le diagramme de bande d'énergie, elle présente les énergies de conduction et de valence en fonction de la profondeur de la surface dans la direction verticale du dispositif $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}/\text{In}_{0,75}\text{Ga}_{0,25}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$. Il faut noter que dans cette structure, la source et le drain sont montés uniquement sur les côtés de la couche active et qu'elle a deux grilles.

La simulation est réalisée en 2D avec GUMMEL-NEWTON comme méthode numérique pour résoudre les équations de Poisson et de continuité. Les modèles physiques inclus dans la simulation sont le mécanisme de recombinaison de Shockley-Read-Hall (SRH) pour tenir compte des effets de recombinaison, la recombinaison AUGER pour prendre en compte les effets d'injection de haut niveau, Bandgap Narrowing (BGN), et champ électrique parallèle (FLDMOB) pour modéliser l'effet de saturation de vitesse. Ces modèles numériques et physiques sont extraits du manuel d'utilisation de Silvaco ATLAS [274]. Les paramètres physiques des matériaux ternaires $\text{In}_{0,75}\text{Ga}_{0,25}\text{N}$ et $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ sont déduits par interpolation linéaire conformément à la loi de Vegard [277].

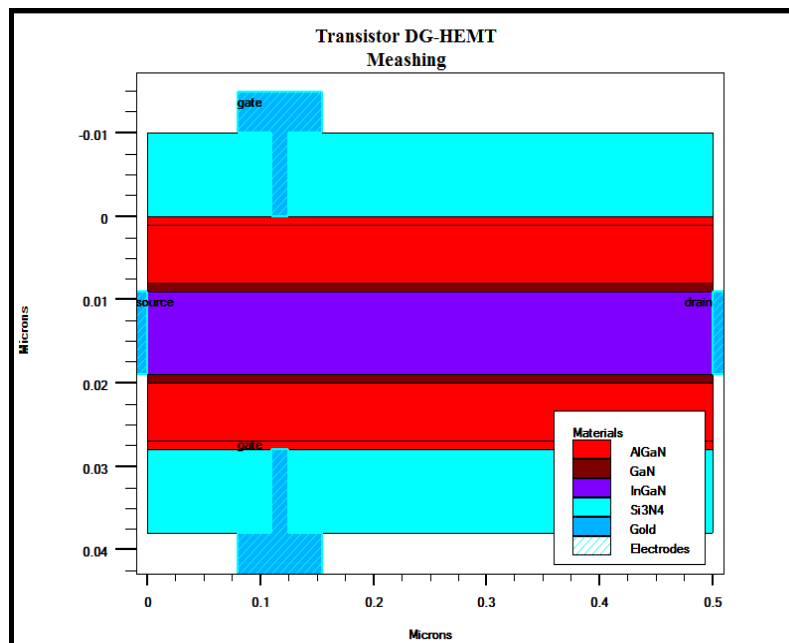


Figure 3.43 : Structure simulée.

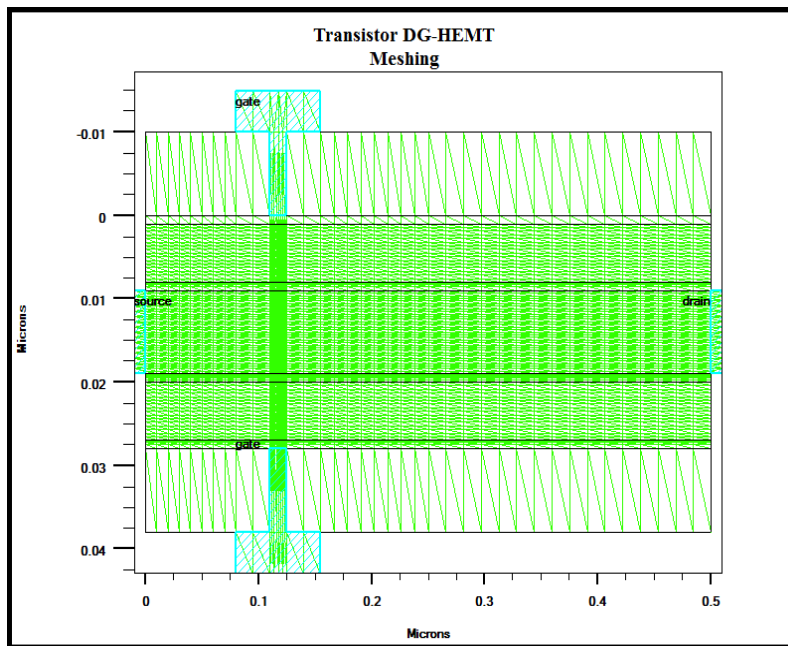


Figure 3.44 : Maillage.

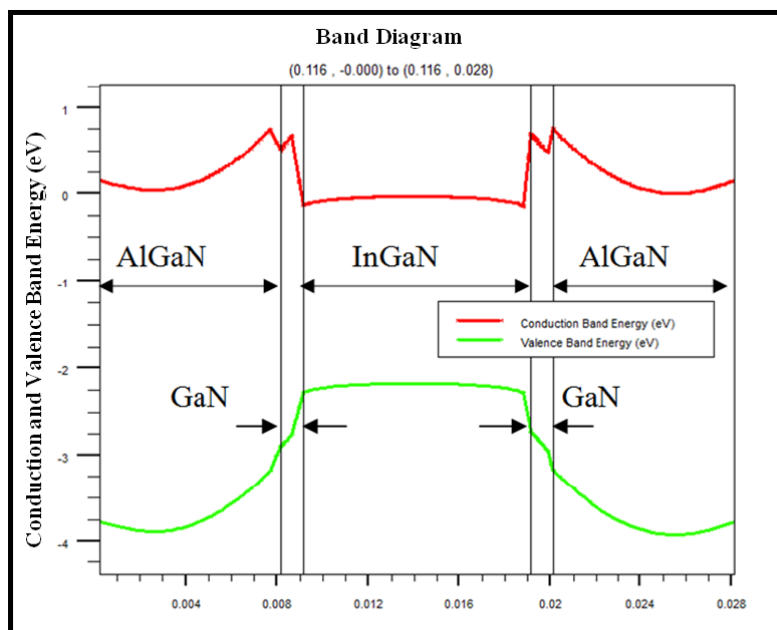


Figure 3.45 : Diagramme de bande.

3.1.2.3.3 Caractéristiques électriques

3.1.2.3.3.1 Caractéristique de sortie

La figure (3.46) représente l'évolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source à différentes tensions grille-source. Lors de la simulation nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 7 nm et son dopage est de 3×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de la 1^{ère} grille est de 15 nm
- La longueur de la 2^{ème} grille est de 15 nm.

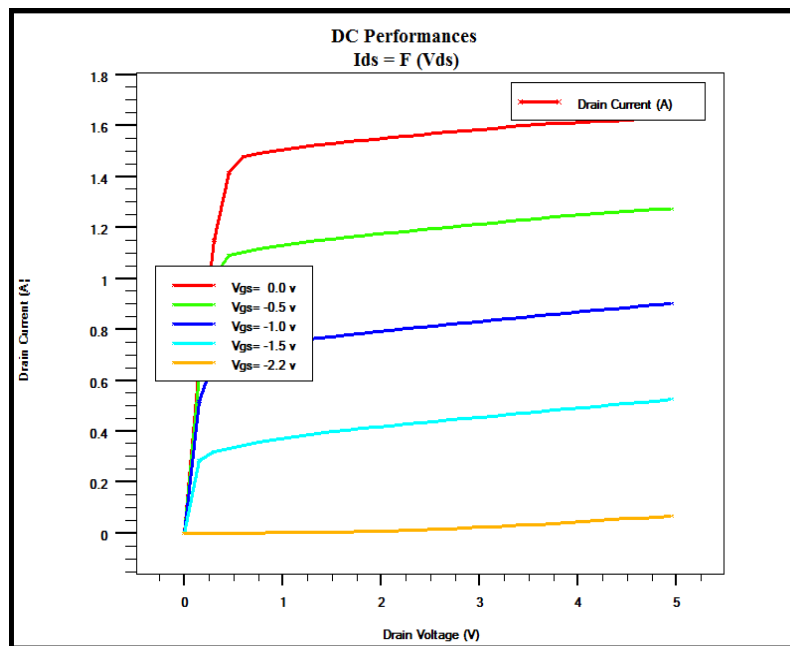


Figure 3.46 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour différentes tensions grille-source.

Le courant de drain maximal obtenu est de l'ordre 1.65 A, soit une densité de courant de 16.5 kA/mm^2 à $V_{gs} = 0.0 \text{ V}$ et une tension coude (V_{knee}) de 0.5 V. Ce courant de drain est obtenu avec un canal non dopé d'épaisseur 10 nm, en raison de la densité électronique élevée dans le canal. Lorsque la tension de commande augmente en valeur absolue, le courant de sortie décroît. La zone de charge d'espace est inversement proportionnelle à la tension de commande ; et lorsque cette tension atteint une certaine valeur dite tension de seuil, la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal et le courant de sortie devient nul.

3.1.2.3.3.2 Caractéristique de transfert

La figure (3.47) illustre la caractéristique de transfert, c'est l'évolution du courant drain-source en fonction de la tension grille-source pour une tension drain-source fixe. La simulation est effectuée par les paramètres physiques et géométriques suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 7 nm et son dopage est de 3×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche Active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de la 1^{ère} grille est de 15 nm
- La longueur de la 2^{ème} grille est de 15 nm.

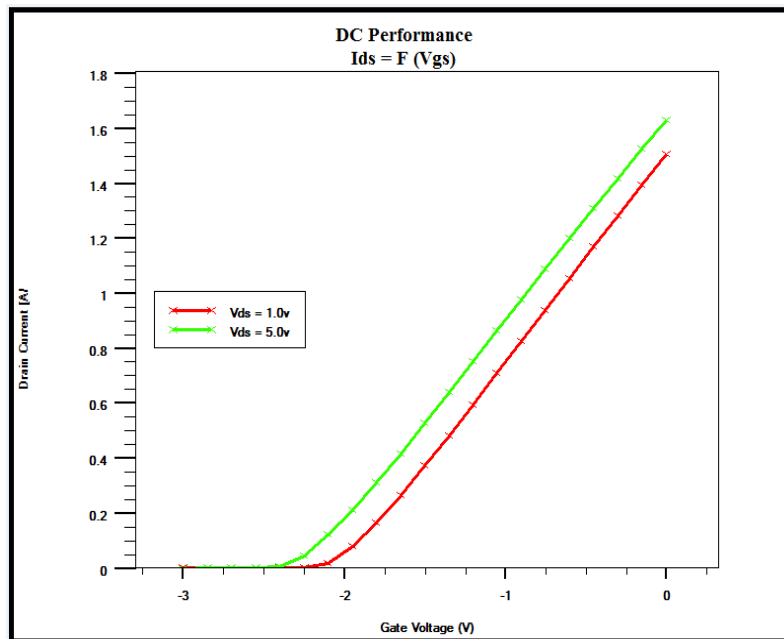


Figure 3. 47 : Evolution du drain-source en fonction de la tension grille-source pour une tension drain-source de 1.0 V et 5.0 V.

Le dispositif offre une faible tension de seuil en valeur absolue, en raison d'un excellent contrôle du canal. Les tensions de seuil obtenues sont -2.1 V et -2.25 V, respectivement pour des tensions drain-source 1.0 V et 5.0 V.

L'abaissement de la barrière induit par le drain (DIBL) est un paramètre important décrivant l'intégrité électrostatique du transistor à haute mobilité électronique (HEMT). Il est défini comme le rapport entre la variation de la tension de seuil (V_{th}) et la variation de la tension

drain-source (V_{ds}) ($\Delta V_{th}/\Delta V_{ds}$) [278]. Dans ce travail, le DIBL est calculé pour les deux tensions de seuil V_{th1} et V_{th2} qui correspondent respectivement aux tensions drain-source suivantes : $V_{ds1} = 1.0$ V et $V_{ds2} = 5.0$ V. Le DIBL est calculé par l'équation suivante :

$$DIBL = \text{abs} [\Delta V_{th} / \Delta V_{ds}] = \text{abs} [(V_{th2} - V_{th1}) / (V_{ds2} - V_{ds1})]$$

$$DIBL = \text{abs} [(-2,25 - (-2,1)) / (5-1)] = \text{abs} [(-0,15) / 4] = 0,037 \text{ V} / \text{V}$$

$$DIBL = 37 \text{ mV/V}$$

3.1.2.3.3 Transconductance

La transconductance représente la variation du courant drain-source par rapport à la variation de la tension grille-source pour une tension drain-source donnée. La figure (3.48) illustre la transconductance (g_m) en fonction de la tension grille-source (V_{gs}) pour une tension drain-source égale à 1.0 V. Lors de la simulation de cette caractéristique, nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- L'épaisseur de la couche Schottky est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche donneuse est de 7 nm et son dopage est de 3×10^{19} atomes/cm³
- L'épaisseur de la couche espaceur est de 1 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- L'épaisseur de la couche active est de 10 nm et son dopage est de 1×10^{16} atomes/cm³ (n.i.d)
- La longueur de la 1^{ère} grille est de 15 nm
- La longueur de la 2^{ème} grille est de 15 nm.

La transconductance est l'expression du mécanisme de contrôle des transistors à effet de champ à base d'hétérojonction. Les transistors à effet de champ (HFET) à hétérojonction se distinguent de tous les autres dispositifs à FET par leur transconductance élevée. Le dispositif simulé offre une transconductance maximale de 800 mS/mm à $V_{gs} = -1.0$ V, pour une tension drain-source de 1.0 V.

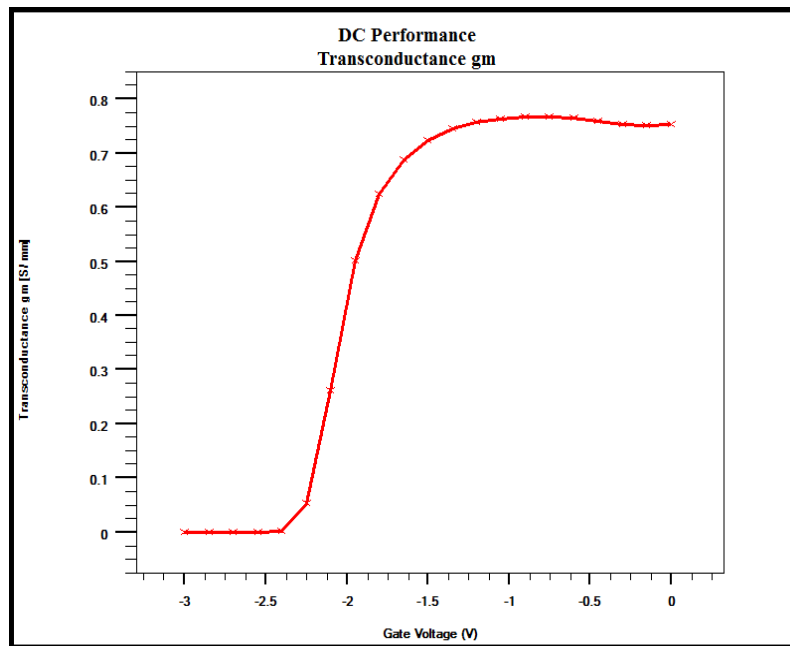


Figure 3.48 : La transconductance en fonction de la tension grille-source à $V_{ds} = 1.0$ V.

3.1.2.3.3.4 Courant de fuite et courants de commutation

La figure 3.49 montre le courant de fuite de la grille en fonction de la tension grille-source, pour une tension drain-source fixée à 1.0 V ; la tension grille-source est balayée de 1.0 V à - 3.0 V. Le courant de fuite de la grille étant invariant avec la polarisation de la grille, le dispositif offre un courant de fuite de la grille de 1×10^{-12} A à $V_{gs} = -3.0$ V et de 0.04×10^{-12} A à $V_{gs} = 0$ V. Cette valeur extrêmement basse est évidente pour indiquer la qualité du dispositif.

La figure (3.50) montre le courant drain-source sur une échelle logarithmique en fonction de la tension grille-source pour une tension drain-source fixée à 1.0 V.

Le rapport I_{on}/I_{off} extrait à partir de la caractéristique est de l'ordre de 10^{10} . Une valeur élevée du rapport I_{on}/I_{off} est un paramètre crucial pour les applications de puissance. La pente sous-seuil (SS) est déterminée à partir de la caractéristique $\log(I_{ds})$ en fonction de V_{gs} . Elle correspond à la tension grille-source à appliquer pour réduire le courant de drain d'une décade ; elle est donnée mV/déc.

Le SS est calculé par l'équation suivante :

$$SS = \Delta V_{gs} / \Delta \log (I_{ds}) = (V_{gs2} - V_{gs1}) / \text{dec}$$

$$SS = [- 2.2125 - (- 2.1375)] \text{ V /dec} = 0.075 \text{ V/dec}$$

$$SS = 75 \text{ mV/dec}$$

C'est une très bonne valeur, sachant que cette pente est de 60 mV/dec pour un transistor parfait.

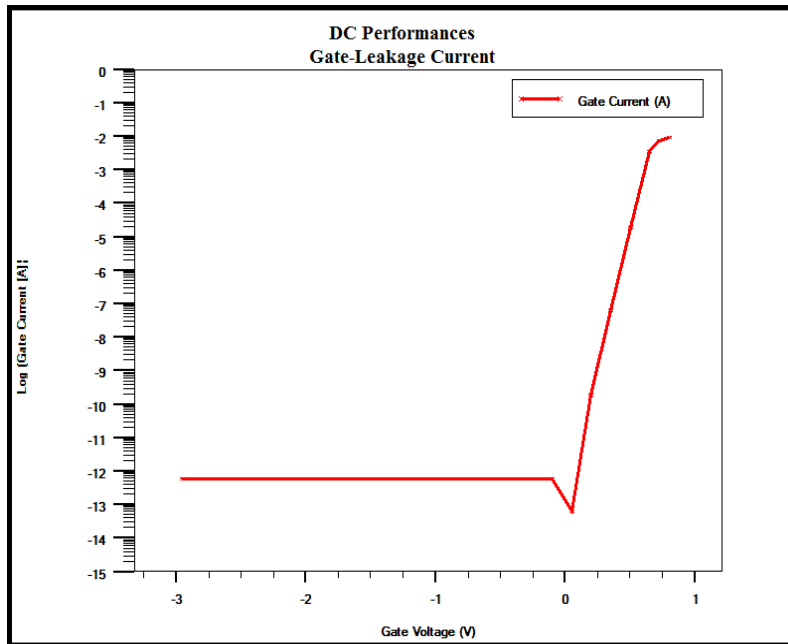


Figure 3.49 : Courant de fuite de la grille.

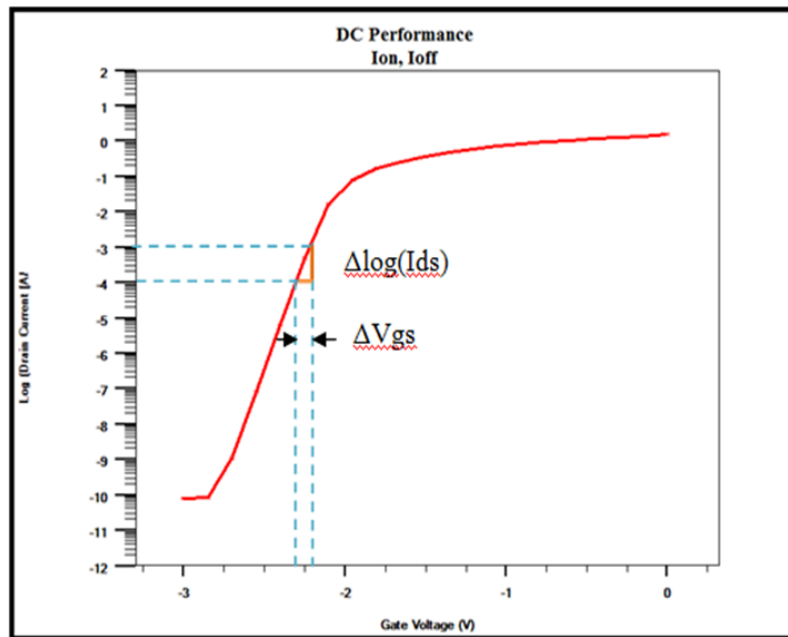


Figure 3.50 : Courants de commutation I_{on} , I_{off} .

3.1.2.3.3.5 Tension de claquage

La figure (3.51) illustre la tension de claquage du dispositif. Le phénomène d’avalanche se produit lorsque le champ dans le canal atteint une valeur critique et il induit le claquage ; après cette valeur le courant augmente brutalement et le dispositif est détruit.

La tension de seuil est de -2.1 V pour $V_{ds} = 1.0$ V, et elle diminue quand V_{ds} augmente. Pour garantir alors le pincement du canal, nous fixons la tension V_{gs} à -2.8 V.

Nous obtenons pour cette structure, une tension de claquage de l’ordre de 60 V.

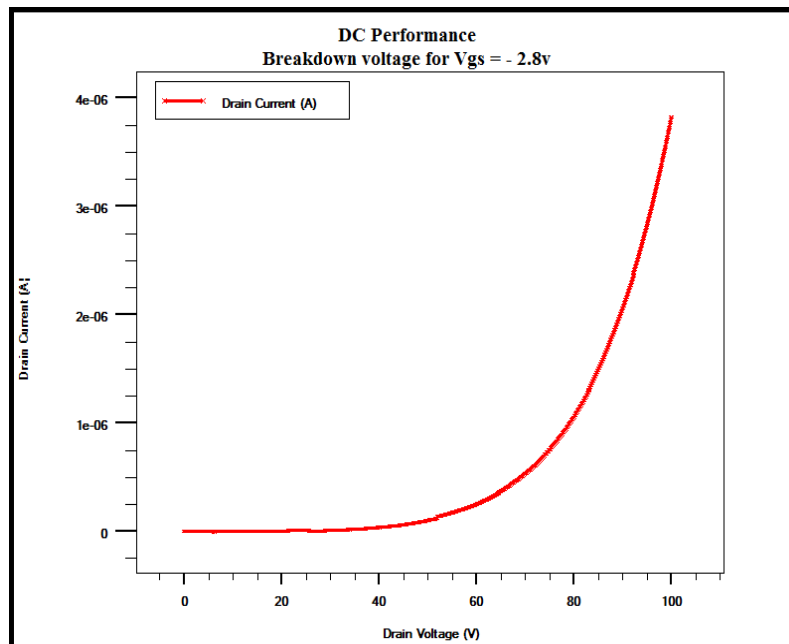


Figure 3.51 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension drain-source à $V_{gs} = -2.8$ V.

3.1.2.3.3.6 Etude dynamique

Dans cette partie, nous effectuons les performances dynamiques du dispositif en analysant deux paramètres importants : la fréquence de transition (f_t) et la fréquence d'oscillation maximale (f_{max}) [279]. Ces fréquences sont évaluées lorsque le gain en courant et le gain en puissance sont unitaires [280,281]. La figure (3.52) montre le gain en courant et le gain en puissance en fonction de la fréquence pour une tension drain-source fixe de 1.0 V et une tension grille-source nulle.

Le dispositif présente une fréquence de transition de 990 GHz et une fréquence d'oscillation maximale de 2 THz pour une tension drain-source de 1.0 V. Le dispositif présente d'excellentes performances par rapport aux résultats trouvés dans la littérature.

Les résultats trouvés sont très intéressants pour les applications de puissance dans la gamme des térahertz. La raison est l'utilisation des électrodes de source et de drain qui sont en contact direct avec la couche active.

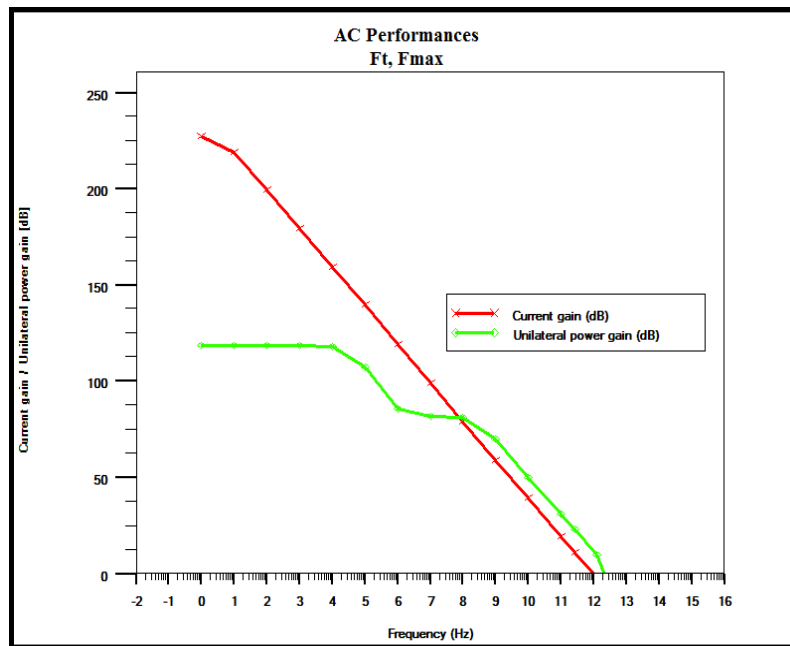


Figure 3.52 : Evolution du gain en courant et en puissance en fonction de la fréquence à $V_{ds} = 1.0 \text{ V}$ et $V_{gs} = 0.0 \text{ V}$.

Le tableau (3.7) regroupe les caractéristiques du dispositif étudié. Les tableaux (3.8) et (3.9) présentent une comparaison de nos résultats, tels que les caractéristiques statiques, la fréquence de transition (F_t) et la fréquence d'oscillation maximale (F_{max}) avec les valeurs trouvées dans la littérature.

Caractéristiques du transistor simulé DG-HEMT	Résultats
Courant de drain I_{ds} (A) à $V_{gs}=0.0\text{v}$	1.6
Tension de seuil V_{th} (V) à $V_{ds}=1.0\text{v}$	-2.2
Transconductance g_m (mS/mm)	800
Abaissement de barrière induit par le drain DIBL (mV/V)	37
Pente sous-seuil SS (mV/dec)	75
Courant de fuite de grille (A)	1.10^{-12}
Ion/Ioff	1.10^{10}
Tension de claquage (V)	60
Fréquence de transition F_t (Ghz)	990
Fréquence maximale F_{max} (Thz)	2

Tableau 3.7 : Résultats obtenus pour cette structure.

Références	L_G (nm)	I_{ds} (A)	V_{th} (V)	Courant de fuite de la grille (A)	g_m (S/mm)	I_{on}/I_{off}	DIBL	SS	Year
[282]	100	0.6	-0.4	-	2.8	-	-	-	2004
[283]	100	0.82		-	2.3	-	-	-	2006
[284]	100	0.56	-0.4	-	2.6	-	15	75	2007
[285]	50	-	-	-	1.81	-	-	-	2013
[286]	30	0.98	0.29	-	3.09	$2.24 \cdot 10^5$	68	73	2017
[287]	50	1.42	0.26	-	3.58	-	58	62	2017
[288]	30	1.2	0.21	-	3.3	-	-	-	2018
Ce travail	15	1.6	-2.1	1.10^{-12}	0.8	1.10^{10}	37	75	2018

Tableau 3.8 : Comparaison des résultats statiques avec la littérature.

Références	Longueur de grille (nm)	F_t (Ghz)	F_{max} (Ghz)	Year
[282]	100	192	288	2004
[283]	100	-	257	2006
[284]	50 - 100	258 - 214	286 - 287	2007
[285]	50	175	448	2013
[286]	30	776	905	2017
[287]	30 - 50	825 - 710	1082 - 989	2017
[288]	30	809	1030	2018
Ce travail	15	990	2000	2018

Tableau 3.9 : Comparaison des résultats dynamiques avec la littérature.

En résumé, dans la troisième partie nous avons étudié les performances DC et AC d'un transistor à haute mobilité électronique à double grille (DG-HEMT) à base de matériaux nitrurés (III-N). L'utilisation de deux grilles permet au dispositif une amélioration significative de ses performances qui deviennent très dominantes dans des conditions de puissance et de champ élevés. Le meilleur contrôle de canal avec double grille (DG) a été obtenu en minimisant les effets indésirables tels que les effets de canal court (SCE) en termes

de DIBL et de SS. De plus, une performance AC spectaculaire en termes de fréquence de transition (F_t) et de fréquence d'oscillation maximale (F_{max}) a été obtenue. Une étude comparative a été réalisée avec la littérature ; les résultats obtenus constituent une référence pour les recherches futures sur l'utilisation de matériaux à base de nitrures (III-N) pour des applications de puissance, dans la gamme des térahertz.

3.2 Conclusion

Ce chapitre décrit les résultats obtenus lors de la simulation. Au début nous avons présenté le logiciel utilisé.

Dans la première partie nous avons étudié les caractéristiques électriques d'un transistor DH-FET $Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN/In_{0.75}Ga_{0.25}N/B_{0.01}Ga_{0.99}N$. Dans la deuxième partie, nous avons étudié l'effet d'indium dans la couche active d'un DH-FET $GaN/In_xGa_{1-x}N/B_{0.01}Ga_{0.99}N$. Dans la troisième partie, un transistor à haute mobilité électronique à double grille $Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN/In_{0.75}Ga_{0.25}N/GaN/Al_{0.25}Ga_{0.75}N$ a été étudié.

Des comparaisons de résultats entre les structures elles-mêmes et la littérature ont été faites.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale

Notre étude a est orientée vers un transistor à effet de champ à double hétérojonction à base de matériaux nitrurés (III-N). Le but principal de cette étude était concentré sur l'amélioration des performances statiques et surtout dynamiques dans le but d'avoir un dispositif capable de fonctionner dans la gamme des térahertz. Cependant notre travail a été divisé en trois chapitres :

- Dans le premier chapitre nous avons présenté les composés binaires et ternaires nitrurés. Les composés binaires présentés sont : le nitrure de gallium, le nitrure d'aluminium, le nitrure d'indium et le nitrure de bore. Les composés ternaires sont : le nitrure de gallium-aluminium, le nitrure de gallium-indium et le nitrure de gallium-bore. Nous avons illustré leurs structures cristallines ainsi que leurs différentes propriétés électriques, optiques, thermiques et chimiques. En effet, les composés III-V en particulier les matériaux nitrurés (III-N) sont devenus des matériaux de haute technologie grâce à leurs larges et directes bandes interdites, leurs champs de claquage élevés et leurs conductivités thermiques importantes. Cependant, les dispositifs électroniques tels que les transistors à effet de champ à base d'hétérojonction élaborés à base de ces matériaux peuvent être utilisés dans les applications de puissance et hyperfréquence.
- Au deuxième chapitre, nous avons étudié le principe de l'hétérojonction et le gaz bidimensionnel d'électrons qui se forme à l'interface de l'hétérojonction, afin de bien comprendre le principe des transistors à base d'hétérojonction. Puis nous avons étudié les transistors à effet de champ tels que : le JFET, le MESFET, le MOSFET et le HEMT ou HFET. Leurs structures, leurs principes de fonctionnement et leurs caractéristiques électriques ont été étudiés dans le but de comprendre le mécanisme interne de fonctionnement. Nous avons aussi étudié les différents mécanismes de dégradation des performances et les différents effets limitatifs afin d'optimiser les performances de notre propre structure.
- Dans le dernier chapitre ; nous avons présenté le logiciel utilisé d'abord, nous l'avons décrit avec une brève explication de certaines équations de base telles que l'équation de Poisson et l'équation de continuité car la résolution de ces équations par le simulateur détermine le comportement du dispositif. Ainsi, des modèles physiques et des méthodes numériques nécessaires pour la résolution des équations sont présentés.

Après une étude bibliographique sur les transistors à effet de champ à base d'hétérojonction, nous avons fixé notre choix sur un transistor à effet de champ à double hétérojonction

(DH-FET) à base de matériaux nitrurés (III-N). Notre structure a la particularité du contact direct des électrodes source et drain avec la couche active.

Pour fixer les paramètres physiques et géométriques de notre dispositif, nous nous sommes basés sur des recherches bibliographiques et des travaux publiés. Notre travail de simulation a été divisé en trois parties.

- Dans la première partie nous avons simulé les caractéristiques statiques et dynamiques d'un DH-FET $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{B}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{N}/\text{GaN}$. Puis nous avons étudié l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les performances. Ainsi, l'effet de la température sur les performances a été étudié. Une fréquence de transition de l'ordre de 1 THz et une fréquence maximale de 2 THz ont été obtenues ; ces valeurs sont remarquables et intéressantes pour les applications hyperfréquence.
- Dans la deuxième partie, nous avons varié la concentration d'indium dans l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ de la couche active d'un DH-FET $\text{GaN}/\text{GaN}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{B}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{N}/\text{GaN}$ pour voir l'influence d'indium sur les performances du dispositif ; nous avons trouvé que pour un taux d'indium élevé le dispositif offre des meilleures performances.
- Dans la dernière partie, nous avons étudié un transistor à haute mobilité électronique à double grille et double hétérojonction (DG-HEMT) $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$. Vu les résultats obtenus et comparés à celles de la littérature, notre structure donne de très bonnes performances.

Les caractéristiques des dispositifs et l'analyse des performances des dispositifs simulés ont été discutées sur la base de la littérature disponible.

Pour comparaison des structures étudiées, les résultats obtenus sont donnés par le tableau ci-dessous :

Résultats de la 1 ^{ère} partie : DH-FET à base $Al_{0.25}Ga_{0.75}N / GaN / In_{0.75}Ga_{0.25}N / B_{0.01}Ga_{0.99}N$									
Ids (A)	Vth (V)	gm (mS/mm)	DIBL (mV/V)	SS (mV/dec)	Ig fuite (A)	Ion/Ioff	VBR (V)	Ft (THz)	Fmax (THz)
0.7	-1.002	750	58	150	$0.1 \cdot 10^{-12}$	$0.5 \cdot 10^{10}$	30	1	2
Résultats de la 2 ^{ème} partie : DH-FET à base $GaN / In_xGa_{1-x}N / B_{0.01}Ga_{0.99}N$									
Matériaux du canal	Ids (A)	Vth (V)	Gm (mS/mm)	Ig fuite (A)	Ion/Ioff	Ft (GHz)	Fmax (THz)		
$In_{0.1}Ga_{0.9}N$	0.45	-2.0	200	$3 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^8$	450	1.0		
$In_{0.25}Ga_{0.75}N$	0.6	-2.25	240	$3 \cdot 10^{-9}$	$3.5 \cdot 10^8$	475	1.1		
$In_{0.5}Ga_{0.5}N$	0.65	-2.5	260	$3 \cdot 10^{-9}$	$4.5 \cdot 10^8$	500	1.2		
$In_{0.75}Ga_{0.25}N$	0.9	-2.75	350	$3 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^8$	550	1.3		
InN	1.2	-3.0	450	$3 \cdot 10^{-9}$	$9 \cdot 10^8$	850	1.5		
Résultats de la 3 ^{ème} partie : DG-HEMT à base $Al_{0.25}Ga_{0.75}N / GaN / In_{0.75}Ga_{0.25}N / GaN / Al_{0.25}Ga_{0.75}N$									
Ids (A)	Vth (V)	gm (mS/mm)	DIBL (mV/V)	SS (mV/dec)	Ig fuite (A)	Ion/Ioff	VBR (V)	Ft (GHz)	Fmax (THz)
1.6	-2.2	800	37	75	1.10^{-12}	1.10^{10}	60	990	2

En fonction des performances demandées on pourrait choisir la troisième structure par ce qu'elle présente de meilleures performances dynamiques et un meilleur contrôle du canal.

Il serait souhaitable dans l'avenir, d'utiliser l'algorithme génétique pour optimiser les paramètres géométriques et physiques afin d'optimiser cette dernière structure ; et d'introduire un oxyde dans la structure ou une modification dans la structure afin d'obtenir un transistor « NORMALLY-OFF », vu les avantages qu'il présente par rapport au transistor « NORMALLY-ON ».

Bibliographie

Bibliographie

- [1] R. J. Kaplar, A. A. Allerman, A. M. Armstrong, M. H. Crawford, J. R. Dickerson, A. J. Fischer, A. G. Baca, and E. A. Douglas, *ECS J. Solid State Sci. Technol.* 6, Q3061 (2017).
- [2] K. Nagata, K. Takeda, Y. Oshimura, K. Takehara, H. Aoshima, S. Ito, M. Iwaya, T. Takeuchi, S. Kamiyama, I. Akasaki, H. Amano, H. Yoshida, M. Kuwabara, Y. Yamashita, and H. Kan, *Phys. Status Solidi C* 8, 2384 (2011).
- [3] H. Yoshida, Y. Yamashita, M. Kuwabara, and H. Kan, *Appl. Phys. Lett.* 93, 241106 (2008).
- [4] C. Pernot, S. Fukahori, T. Inazu, T. Fujita, M. Kim, Y. Nagasawa, A. Hirano, M. Ippommatsu, M. Iwaya, S. Kamiyama, I. Akasaki, and H. Amano, *Phys. Status Solidi A* 208, 1594 (2011).
- [5] V. Adivarahan, W. H. Sun, A. Chitnis, M. Shatalov, S. Wu, H. P. Maruska, and M. A. Khan, *Appl. Phys. Lett.* 85, 2175 (2004).
- [6] H. Hirayama, S. Fujikawa, N. Noguchi, J. Norimatsu, T. Takano, K. Tsubaki, and N. Kamata, *Phys. Status Solidi A* 206, 1176 (2009).
- [7] Z. G. Shao, D. J. Chen, H. Lu, R. Zhang, D. P. Cao, W. J. Luo, Y. D. Zheng, L. Li, and Z. H. Li, *IEEE Electron Device Lett.* 35, 372, (2014).
- [8] L. H. Yang, K. R. Lai, B. H. Zhang, X. L. Fu, J. J. Wang, and W. Wei, *Phys. Status Solidi A* 212, 698 (2015).
- [9] A. Trampert, O. Brandt, and K. Ploog, "Chapter 7: Crystal Structure of Group {III} Nitrides," in *Gallium Nitride (GaN)*, ser. *Semiconductors and Semimetals*, J. I. Pankove and T. D. Moustakas, Eds. Elsevier, 1997, vol. 50, pp. 167 { 192.
- [10] JF Carlin, M. Legems, High-quality AlInN for high index contrast Bragg mirrors lattice matched to GaN, *APPLIED PHYSICS LETTERS* 83, 668 (2003)
- [11] L Liu, JH Edgar, Substrates for gallium nitride epitaxy, *MATERIALS SCIENCE & ENGINEERING R-REPORTS* 37, 61 (2002)
- [12] Nils Asmus., « Investigation of indium-rich InGaN alloys and kinetic growth regime of GaN ». Ecole polytechnique fédérale de LAUSANNE. Thèse présentée le 5 JUILLET 2013
- [13] F. Bernardini, V. Fiorentini. 1997. « Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides », *Physical Review B*, Vol. 56, No. 56, pp. 10024-10027.
- [14] Takeuchi and Akasaki, .GaN Quantum Wells: Piezoelectricity,. Feb 1998 Properties, Processing and Applications of Gallium Nitride and Related Semiconductors, INSPEC 1999, p. 525.
- [15] Asbeck, P.M., et al, .Piezoelectric Charge Densities in AlGaN/GaN HFETs, *ELECTRONIC LETTERS*, 3 July 1997, Vol. 33, No.14, pp. 1230-1231.

- [16] J.J. Harris, K.J. Lee, J.B. Webb, H. Tang, I. Harisson, AL. 2000. « The implications of spontaneous polarization effects for carrier transport measurements in GaN », *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 15, pp. 413-417.
- [17] Vincent Desmaris "Processing, Characterization and modeling of AlGaIn/GaN HEMTs" PhD thesis, Gothenborg (2006).
- [18] O. Ambacher, B. Foutz, J.Smart, J.R Shealy, "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and pizeoelectric polarization in doped and undoped AlGaIn/GaN heterostructures", *Journal of applied physics* Volume 87, number 1 (2000)
- [19] Hind, Bousbia. « Analyse et développement de la caractérisation en puissance, rendement et linéarité de transistors de puissance en mode impulsionnel ». Thèse de doctorat en génie électrique, Université de Limoges, 190 p. 2006.
- [20] M. WERQUIN "Étude théoriques et expérimentales de transistors HEMT's de la filière Nitrure de Gallium pour les applications de puissance hyperfréquences" Thèse de doctorat soutenue le 14 Décembre 2005, Université des sciences et technologies de Lille
- [21] Peter W., "gallium nitride, indium nitride, and heterostructure development using the meaglow growth system", Faculty of Science and Environmental Studies, Lakehead University, Presented on June 2014.
- [22] M. Winter, "WebElements," 2011. [Online]. Available: <http://www.webelements.com/>.
- [23] Kunstmann, J.; Quandt, A. *Phys. Rev. B* 2006, 74, 035413.
- [24] Lau, K. C.; Pandey, R.; Pati, R.; Karna, S. P. *Appl. Phys. Lett.* 2006, 88, 212111.
- [25] Ciuparu, D.; Klie, R. F.; Zhu, Y.; Pfefferle, L. J. *Phys. Chem. B* 2004, 108, 3967.
- [26] Saxena, S.; Tyson, T. A. *Phys. Rev. Lett.* 2010, 104, 245502
- [27] K. M. Yu, Z. Liliental-Weber, W. Walukiewicz, W. Shan, J. W. Ager III, S. X. Li, R. E. Jones, and E. E. Haller, H. Lu and W. J. Schaff, "On the crystalline structure, stoichiometry and band gap of InN thin films", *Appl. Phys. Lett.* **86**, 071910 (2005).
- [28] S. C. Jain, M. Willander, J. Narayan, and R. V. Overstraeten, "III-nitrides: Growth, characterization, and properties", *J. Appl. Phys.* **87**, 965 (2000).
- [29] S. N.Mohammad and H. Morkoç, "Progress and prospects of group-III nitride Semiconductors", *Prog.Quant. Electr.* **20**, 361 (1996).
- [30] F. Fichter, "Über aluminumnitride", *Z. Anorg. Chem.* **54**, 322 (1907).
- [31] F. Fichter, and F. Schroter, *Berichte der Deutschen Chemischen Gesellschaft*, **43**, 1465 (1910).
- [32] V.C.Johnson, J. B. Parsons and M. C.Crew, "Nitrogen compounds of gallium", *J. Phys. Chem.* **36**, 2588 (1932).
- [33] H. P. Maruska, J.J. Tietjen, "The preparation and properties of vapor-deposited single crystalline GaN", *Appl. Phys. Lett.* **15**, 327 (1969).

- [34] H. M. Manasevit, F. M. Erdmann and W. I. Simpson, "Use of metalorganics preparation of semiconductor materials; IV. Nitrides of Aluminum and Gallium". *J. Electrochem. Soc.* **118**, 1864 (1971).
- [35] S. Yoshida, S. Misawa and A. Itoh, "Epitaxial growth of aluminum nitride films on sapphire by reactive evaporation ", *Appl. Phys. Lett.* **26**, 461 (1975).
- [36] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, and I. Akasaki, "P-Type Conduction in Mg-doped GaN treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation", *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, L2112 (1989).
- [37] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh and N. Iwasa, "Thermal annealing effects on p-type Mg-doped GaN films", *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, L139 (1992).
- [38] S. Nakamura, M. Senoh and T. Mukai "High-power InGaN/GaN double-heterostructure violet light emitting diodes", *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2390 (1993).
- [39] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Mukai, T. Matsushita, Y. Sugimoto, and H. Hiyoku, "Room-temperature continuous-wave operation of InGaN multi-quantum-well-structure laser diodes with a long lifetime", *Appl. Phys. Lett.* **70**, 868 (1997).
- [40] A. Yasan, R. McClintock, K. Mayes, S. R. Darvish, H. Zhang, P. Kung, M. Razeghi, S. K. Lee and J. Y. Han, "Comparison of ultraviolet light-emitting diodes with peak emission at 340 nm grown on GaN substrate and sapphire", *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2151 (2002).
- [41] A. Yasan, R. McClintock, K. Mayes, D. Shiell, L. Gautero, S. R. Darvish, P. Kung and M. Razeghi, "4.5 mW Operation of AlGaIn-based 267 nm deep ultraviolet light-emitting diodes", *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4701 (2003).
- [42] A. J. Sierakowskia and L. F. Eastman, "Analysis of schottky gate electron tunneling in polarization induced AlGaIn/GaN high electron mobility transistors", *J. Appl. Phys.* **86**, 3398 (1999).
- [43] Y. F. Wu, B. P. Keller, P. Fini, S. Keller, T. J. Jenkins, L. T. Kehias, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "High Al-content AlGaIn/GaN MODFETs for ultrahigh performance" *IEEE Electron Device Lett.* **19**, 50 (1998).
- [44] S. T. Sheppard, K. Doverspike, W. L. Pribble, S. T. Allen, J. W. Palmour, L. T. Kehias, and T. J. Jenkins, "High-power microwave GaN/AlGaIn HEMTs on semi-insulating silicon carbide substrates" *IEEE Electron Device Lett.* **20**, 161 (1999).
- [45] S.J. Pearton and F. Ren, "GaIn electronics", *Advanced Materials* **12**, 1571 (2000).
- [46] H. Morkoc, A. D. Carlo, R. Cingolani, "GaIn-based modulation doped FETs and UV detectors" *Solid-State Electron.* **46**, 157 (2002).
- [47] W. C. Johnson, J. B. Parson, and M. C. Crew, "Nitrogen compounds of gallium. III," *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 36, no. 10, pp. 2651-2654, 1931.

- [48] R. Juza and H. Hahn, "Über die Kristallstrukturen von Cu_3N , GaN und InN Metallamide und Metallnitride," *Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie*, vol. 239, no. 3, pp. 282-287, 1938.
- [49] H. P. Maruska and J. J. Tietjen, "The preparation and properties of vapordeposited single-crystalline GaN ," *Applied Physics Letters*, vol. 15, no. 10, 1969.
- [50] H. P. Maruska, "A brief history of GaN blue light-emitting diodes," Office of Naval Research. National Compound Semiconductor Roadmap.
- [51] M. A. Khan, J. M. Van Hove, J. N. Kuznia, and D. T. Olson, "High electron mobility $\text{GaN}=\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ heterostructures grown by low pressure metalorganic chemical vapor deposition," *Applied Physics Letters*, vol. 58, no. 21, 1991.
- [52] S. Kaiser, M. Jakob, J. Zweck, W. Gebhardt, O. Ambacher, R. Dimitrov, A. Schremer, J. Smart, and J. Shealy, "Structural properties of AlGaN/GaN heterostructures on $\text{Si}(111)$ substrates suitable for high-electron mobility transistors," *Journal of Vacuum Science Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 18, no. 2, pp. 733-740, Mar 2000.
- [53] S. Tripathy, V. K. X. Lin, S. B. Dolmanan, J. P. Y. Tan, R. S. Kajen, L. K. Bera, S. L. Teo, M. K. Kumar, S. Arulkumaran, G. I. Ng, S. Vicknesh, S. Todd, W. Z. Wang, G. Q. Lo, H. Li, D. Lee, and S. Han, " AlGaN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures on 200mm diameter $\text{Si}(111)$," *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 8, p. 082110, 2012.
- [54] Electrical transport of AlN , GaN and AlGaN , D. K. GASKIL, L. B. ROWLAND and K. DOVERSPIKE, *Properties of group III nitride*, 1994, J. EDGAR, Publication INSPEC, Datareview series n°11, p. 101-116.
- [55] David W., "Aluminium Gallium nitride, Gallium nitride, High electron mobility transistor, Fabrication and characterization", Simon Fraser University, Thesis presented on 2005.
- [56] Annaïg D., "élaboration, cristallogénese et caractérisations physico-chimiques des nitrures des éléments de la colonne III_a et en particulier de GaN ", Thèse de doctorat en physico-chimie de la matière condensée, l'université de bordeaux I. 2003
- [57] Optical function of GaN , J.A. MIRAGLIOTTA, *Properties of group III nitride*, 1994, J. EDGAR, Publication INSPEC, Datareview series n°11, p. 190-194.
- [58] Thermal conductivity of GaN , 25–360 K, E. K. SICHEL and J. J. PANKOVE, *J. Phys. Chem. Solids*, 38(1977), p330
- [59] Thermodynamical properties of III–V nitrides and crystal growth of GaN at high N_2 pressure, S. POROWSKI and I. GRZEGORY, *J. Cryst. Growth*, 178(1997), 1-2, p174-188
- [60] Thermal properties of the group III nitrides, S. KRUKOWSKI, M. LESZCZYNSKI and S. POROWSKI, *Properties, processing and applications of gallium nitride and related semiconductors*, 1998, J. EDGAR, S. STRITE, I. AKASAKI, H. AMANO and C. WETZEL, publication INSPEC, Datareview series n°23, p. 21-28.

- [61] Crystal structure, mechanical properties and thermal properties of GaN, I. AKASAKI and H. AMANO, Properties of group III nitride, 1994, J. EDGAR, publication INSPEC, Datareview series n°11, p. 30-34.
- [62] Substrates for gallium nitride epitaxy, L. LIU and J. H. EDGAR, *Mat. Sci. Eng. R*, 37 (2002), p. 61-127.
- [63] J. Dharma, A. Pisal, and C. Shelton, "Simple method of measuring the band gap energy value of TiO₂ in the powder form using a UV/Vis/NIR spectrometer," Application Note.
- [64] R. Kolbas, I. Shmagin, and J. Muth, "Optical properties of wide bandgap III-V nitride semiconductors," in 5th International Conference on Solid-State and Integrated Circuit Technology, pp. 609-612, 1998.
- [65] RAPHAEL B., "A novel AlGaN/GaN based enhancement mode high electron mobility transistor with sub-critical barrier thickness," University of Glasgow, Thesis submitted on 2015.
- [66] U. Mishra, P. Parikh, and Y.-F. Wu, "AlGaN/GaN HEMTs-an overview of device operation and applications," Proceedings of the IEEE, vol. 90, no. 6, pp. 1022- 1031, Jun 2002.
- [67] B. Ozpineci, L. M. Tolbert, S. K. Islam, and M. Chinthavali, "Comparison of wide bandgap semiconductors for power applications," in European Conference on Power Electronics and Applications, 2003, pp. 2 - 4.
- [68] P. Roussel, "Will GaN-on-Si displace Si and SiC in power electronics?" in Proceeding of the 2011 International Conference on Compound Semiconductor Manufacturing Technology (CS MANTECH), May 2011, pp. 16-19.
- [69] C. Blake, "GaN transistors reach the 600V operation plateau," in PET innovations: Power Electronics Technology. Transphorm Inc., June 2011, pp. 38 - 41.
- [70] G. A. Slack, R.A. Tanzilli, R.O. Pohl, and J.W. Vandersande. The intrinsic thermal conductivity of AlN. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 48(7) :641-647, 1987.
- [71] K. S. A. Butcher, "Aluminium Nitride Insulating Thin Films Grown on Damage Susceptible Semiconductors," Macquarie University, Sydney, 1997.
- [72] J.P. SACHET, Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, n°653 (19 Mars 1990).
- [73] Sélim DAGDAG, "matériaux et revêtements ceramiques multifonctionnels par PECVD et SPS pour l'intégration de puissance haute température-haute tension", Thèse de doctorat en science et génie des matériaux, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005.
- [74] G. TURBAN, Journées d'étude Oléron 87, "Intéraction plasmas froids-matériaux," Editeur scientifique Gréco 57 du CNRS, Les Editions de Physique, pp.79-112, (1987).

- [75] Arnaud CLAUDEL, "Elaboration et caracterisation de couches de nitrure d'aluminium AlN par CVD haute temperature en chimie chloree," Thèse de doctorat, Institut polytechnique de Grenoble, 2009.
- [76] F. Enjalbert. "Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrures et application au laser UV pompe par cathode a micropointes", PhD thesis, Universite Joseph Fourier - Grenoble 1, 2004.
- [77] Y.N. Xu and W.Y. Ching, "Electronic, optical and structural properties of some wurtzite crystals", *Physical Review B*, 48(7) :4335_4351, 1993.
- [78] Y. Melnik, D. Tsvetkov, A. Pechnikov, I. Nikitina, N. Kuznetsov, and V. Dmitriev. Characterization of AlN/SiC epitaxial wafers fabricated by Hydride Vapor Phase Epitaxy. *Physica Status Solidi (a)*, 188(1) :463_466, 2001.
- [79] L. J. Schowalter, S. B. Schujman, W. Liu, M. Goorsky, M. C. Wood, J. Grandusky, and F. Shahedipour-Sandvik. Development of native, single crystal AlN substrates for device applications. *Physica Status Solidi (a)*, 203(7) :1667_1671, 2006.
- [80] G. A. Slack. Nonmetallic crystals with high thermal conductivity. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 34(2) :321-335, 1973.
- [81] J. JARRIGE, J. MEXMAIN, M. OUMALOUL, R. BACHELARD, J.P. DISSON, *Journal de Physique III France*, vol. 3, pp. 703-712, (1993).
- [82] V.A. LAVRENKO, A.F. ALEXEEV, *Ceramics International*, vol. 9, p. 80, (1983).
- [83] A.M. LEJUS, *Revue des Hautes Températures et des Réfractaires*, I, p. 54, (1964).
- [84] J. AFFINITO, PhD Thesis University of British Columbia, (1984)
- [85] Y. Nanishi, Y. Saito and T. Yamaguchi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, 2549 (2003).
- [86] M. Higashiwaki and T. Matsui, *J. Cryst. Growth* **252**, 128 (2003).
- [87] V. Yu. Davydov, A. A. Klochikhin, R. P. Seisyan, V. V. Emtsev, S.V. Ivanov, F. Bechstedt, J. Furthmuller, H. Harima, A. V. Mudryi, J. Aderhold, O. Semchinova, and J. Graul, *Phys. Stat. Sol. B* **229**, 3, R1-R3 (2002).
- [88] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. YU, J. W. Ager, E. E. Haller, H. Lu, and W. Schaff, *Phys. Stat. Sol. B* **240**, 2 (2003).
- [89] S. Nakamura, M. Senoh, and T. Mukai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, L8 (1993).
- [90] Y. M. Meziani, B. Maleyre, M. L. Sadowski, S. Ruffenach, O. Briot, and W. Knap, *Phys. Stat. Sol. B* **202**, 590 (2005).
- [91] H. Lu, W. J. Schaff, L. F. Eastman, *J. Appl. Phys.* **96**, 3577 (2004).
- [92] F. H. Pollak, *Semicond. Semimetals* **32**, 17 (1990).

- [93] SONY, Citing Websites. In Semiconductor Quality and Reliability Handbook. Retrieved October 10, 2012.
- [94] T. Inushima, V. V. Mamutin, V. A. Vekshin, S. V. Ivanov, T. Sakon, M. Motokawa, and S. Ohoya, *J. Cryst. Growth* **227-228**, 481 (2001).
- [95] J. Wu, W. Walukiewicz, W. Shan, K. M. Yu, J. W. Ager, S. X. Li, E. E. Haller, H. Lu, and W. J. Schaff, *J. Appl. Phys.* **94**, 4457 (2003).
- [96] S. K. O'Leary, B. E. Foutz, M. S. Shur, U. V. Bhapkar, and L. F. Eastman, *J. Appl. Phys.* **83**, 826 (1998).
- [97] B. E. Foutz, S. K. O'Leary, M. S. Shur, and L. F. Eastman, *J. Appl. Phys.* **85**, 7727 (1999).
- [98] I. Vurgaftman and J. R. Meyer, *J. Appl. Phys.* **94**, 3675 (2003).
- [99] T. Matsuoka, H. Okamoto, M. Nakao, H. Harima, and E. Kurimoto, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1246 (2002).
- [100] S. Gwo, C.-L. Wu, C.-H. Shen, W.-H. Chang, T. M. Hsu, J.-S. Wang, and J.-T. Hsu, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3765 (2004).
- [101] Fabrice ENJALBERT, «Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrides et application au laser UV pompé par cathode à micropointes»; thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier – Grenoble 1, 2004.
- [102] Bernard Gil, Group III nitride semiconductor compounds, Ed. Oxford Science Publication, (1998)
- [103] Porowski, S. and Grzegory, I., in Properties of Group III Nitrides, EMIS Datareviews Series, ed. J.H. Edgar. British Institution of Electrical Engineers Publ., p. 82.
- [104] Grzegory, High pressure crystallization condition of AlInN compounds PhD thesis, Institute of Physics, PAS, Warsaw, 1995.
- [105] McChesney, J.B., Brindenbaugh, P.M. and O'Connor, P.B., *Mater. Res. Bull.*, 1970,5,783.
- [106] Gordienko, S.P., *Russ. J. Phys. Chem.*, 1977.51, 315.
- [107] Grzegory, I., Kmkowski, S., Jun. J., Bockowski, M., Wr6blewski. M. and Porowski, S., *AIP Conference Proceedings*, 1994,309,565.
- [108] Grzegory, I., Jun. J., Bockowski, M., Krukowski, St., Wroblewski, M., Lucznik, B. and Porowski, S., *J. Phys. Chem. Solids*, 1995,56,639.
- [109] S. KRUKOWSKI et al "thermal properties of indium nitride", *phys. Chem Solids Vol 59. No. 3. pp. 39-295. 1998.*)
- [110] A. Rubio, J.L. Corkill, M.L. Cohen, "Theory of graphitic boron-nitride nanotubes", *Phys. Rev. B* 49 (1994) 5081–5084.

- [111] N.G. Chopra, R.J. Luyken, K. Cherrey, V.H. Crespi, M.L. Cohen, S.G. Louie, A. Zettl, Boron nitride nanotubes, *Science* 269 (1995) 966–967.
- [112] S. Iijima, "Helical microtubules of graphitic carbon", *Nature* 354 (1991) 56–58.
- [113] D. Golberg, Y. Bando, K. Kurashima, T. Sato, "Synthesis and characterization of ropes made of BN multiwalled nanotubes", *Scripta Mater.* 44 (2001) 1561–1565.
- [114] Y. Chen, J. Zou, S.J. Campbell, G.L. Caer, "Boron nitride nanotubes: pronounced resistance to oxidation", *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004) 2430–2432.
- [115] X. Blase, A. Rubio, S.G. Louie, M.L. Cohen, "Stability and band gap constancy of boron nitride nanotubes", *Europhys. Lett.* 28 (1994) 335.
- [116] C.H. Lee, M. Xie, V. Kayastha, J. Wang, Y.K. Yap, "Patterned growth of boron nitride nanotubes by catalytic chemical vapor deposition", *Chem. Mater.* 22 (2010) 1782–1787.
- [117] C.H. Lee, J. Wang, V.K. Kayatsha, J.Y. Huang, Y.K. Yap, "Effective growth of boron nitride nanotubes by thermal chemical vapor deposition", *Nanotechnology* 19 (2008) 455605.
- [118] C. Zhi, Y. Bando, T. Terao, C. Tang, H. Kuwahara, D. Golberg, Towards thermoconductive, electrically insulating polymeric composites with boron nitride nanotubes as fillers, *Adv. Funct. Mater.* 19 (2009) 1857–1862.
- [119] C. Harrison, S. Weaver, C. Bertelsen, E. Burgett, N. Hertel, E. Grulke, Polyethylene/boron nitride composites for space radiation shielding, *J. Appl. Polym. Sci.* 109 (2008) 2529–2538.
- [120] G. Ciofani, V. Raffa, J. Yu, Y. Chen, Y. Obata, S. Takeoka, A. Menciacchi, A. Cuschieri, Boron nitride nanotubes: a novel vector for targeted magnetic drug delivery, *Curr. Nanosci.* 5 (2009) 33–38.
- [121] M.W. Smith, K.C. Jordan, C. Park, J.W. Kim, P.T. Lillehei, R. Crooks, J.S. Harrison, Very long single- and few-walled boron nitride nanotubes via the pressurized vapor/condenser method, *Nanotechnology* 20 (2009) 505604.
- [122] A.L. Tiano, C. Park, J.W. Lee, H.H. Luong, L.J. Gibbons, S.H. Chu, S. Applin, P. Gnoffo, S. Lowther, H.J. Kim, P.M. Danehy, J.A. Inman, S.B. Jones, J.H. Kang, G. Sauti, S.A. Thibeault, V. Yamakov, K.E. Wise, J. Su, C.C. Fay, "Boron nitride nanotube: synthesis and applications, Proceedings of Nanosensors, Biosensors, and Info-Tech Sensors and Systems," *Proc. SPIE* 9060, 2014, San Diego, USA, April 16, 2014 pp. 1–19.
- [123] Y.H. Kim, K.J. Chang, S.G. Louie, Electronic structure of radially deformed BN and BC₃ nanotubes, *Phys. Rev. B* 63 (2001) 205408.
- [124] M. Ishigami, J.D. Sau, S. Aloni, M.K. Cohen, A. Zettl, Observation of the giant stark effect in boron-nitride nanotubes, *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 056804.
- [125] D. Golberg, Y. Bando, P. Dorozhkin, Z.C. Dong, Synthesis, analysis, and electrical property measurements of compound nanotubes in the B-C-N ceramic system, *MRS Bull.* 29 (2004) 38–42.

- [126] S.M. Nakhmanson, A. Calzolari, V. Meunier, J. Bernholc, M. Buongiorno Nardelli, Spontaneous polarization and piezoelectricity in boron nitride nanotubes, *Phys. Rev. B* 67 (2003) 235406.
- [127] J. Cumings, A. Zettl, Field emission and current-voltage properties of boron nitride nanotubes, *Solid State Commun.* 129 (2004) 661–664.
- [128] H.M. Ghassemi, C.H. Lee, Y.K. Yap, R.S. Yassar, Field emission and strain engineering of electronic properties in boron nitride nanotubes, *Nanotechnology* 23 (2012) 105702.
- [129] Xiaoming Chen, Changhong Ke, « structural and physical properties of boron nitride nanotubes and their applications in nanocomposites », *Phys. Rev. B* 49, 5081(R) – Published 15 February 1994. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.49.5081>
- [130] K. Watanabe ; T. Tanigushi ; H. Kanda. Direct-bandgap properties and evidence for ultraviolet lasing of hexagonal boron nitride single crystal. *Nat. Mater.*, 3 :404, 2004.
- [131] B. Arnaud ; S. Lebègue ; P. Rabiller ; M. Alouani. Huge excitonic effects in layered hexagonal boron nitride. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :026402, 2006.
- [132] L. Wirtz ; A. Martini ; A. Rubio. Excitons in boron nitride nanotubes : dimensionality effects. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :126104, 2006.
- [133] C.-H. Park ; C. D. Spataru ; S. G. Louie. Excitons and many-electron effects in the optical response of single-walled boron nitride nanotubes. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :126105, 2006.
- [134] Périne J., "Etude des propriétés optiques du nitrure de bore hexagonal et des nanotubes de nitrure de bore", Thèse de doctorat en Sciences Physiques, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2008.
- [135] Y. Xiao, X.H. Yan, J.X. Cao, J.W. Ding, Y.L. Mao, J. Xiang, "Specific heat and quantized thermal conductance of single-walled boron nitride nanotubes," *Phys. Rev. B* 69 (2004) 205415.
- [136] C.W. Chang, A.M. Fennimore, A. Afanasiev, D. Okawa, T. Ikuno, H. Garcia, D.Y. Li, A. Majumdar, A. Zettl, Isotope effect on the thermal conductivity of boron nitride nanotubes, *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006) 085901.
- [137] I. Savić, D.A. Stewart, N. Mingo, Thermal conduction mechanisms in boron nitride nanotubes: few-shell versus all-shell conduction, *Phys. Rev. B* 78 (2008) 235434.
- [138] S. Strite and H. Morkoç, GaN, AlN, and InN: A Review, Materials Research Laboratory and Coordinated Science Laboratory, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL 61801, 1992.
- [139] S. Yoshida, S. Misawa and S. Gonda, *J. Appl. Phys.* 53, 6844 (1982).
- [140] Irina Buyanova and Weimin Chen, eds. *Physics and Applications of Dilute Nitrides* (Taylor & Francis, New York, 2004).

- [141] Vedam Rama Murthy, Alla Srivani, and G Veera raghavaiah," Physical Studies in III-Nitride Semiconductor Alloys," *Int. J. Thin. Fil. Sci. Tec.* **6**, No. 1, 15-27, 2017.
- [142] D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Hopler, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, "Optical constants of epitaxial AlGaN films and their temperature dependence," *Journal of Applied Physics*, vol. 82, pp. 5090-5096, 1997.
- [143] Hamdoune AEK, Elaboration du nitride de gallium ; Etude de ses propriétés et Applications". Obtenu à l'université de Tlemcen, 21 Juin 2006.
- [144] M. A. Khan, R. A. Skogman, R. G. Schulze, and M. Gershenson, *Appl. Phys. Lett.* **43**, 492 (1983).
- [145] S. Yoshida, S. Misawa, and S. Gonda, *J. Appl. Phys.* **53**, 6844 (1982)
- [146] G. A. Korkotashvili, A. N. Pikhtin, I. G. Pichugin, and A. M. Tsaregorodtsev, *Sov. Phys. Semicond.* **18**, 913 ~1984!.
- [147] T.Wethkamp, K.Wilmers, N. Esser, W. Richter, O. Ambacher, H. Angerer, G. Jungk, R. L. Johnson, and M. Cardona, *Thin Solid Films* **313**, 745 (1998).
- [148] Q. S. Paduano, D. W. Weyburne, L. O. Bouthillette, and M. N. Alexander, Proceedings of the Seventh International Workshop on Wide Band gap III-Nitrides, Richmond, VA, 10–14 March 2002, Abstract book, p. 21.
- [149] S. A. Nikishin, N. N. Faleev, A. S. Zubrilov, V. G. Antipov, and H. Temkin, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3028 (2000).
- [150] W. Shan, J. W. Ager III, K. M. Yu, W. Walukiewicz, E. E. Haller, M. C. Martin, W. R. McKinney, and W. Yang, *J. Appl. Phys.* **85**, 8505 ~1999!.
- [151] Ü. Özguñ, G. Webb-Wood, H. O. Everitt, F. Yun, and H. Morkoc, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 4103 (2001).
- [152] J. Wagner, H. Obloh, M. Kunzer, M. Maier, K. Kohler, and B. Johs, *J. Appl. Phys.* **89**, 2779 (2000).
- [153] H. Jiang, G. Y. Zhao, H. Ishikawa, T. Egawa, T. Jimbo, and M. Umeno, *J. Appl. Phys.* **89**, 1046 (2001).
- [154] T. J. Ochalski, B. Gil, P. Lefebvre, M. Grandjean, M. Leroux, J. Massies, S. Makamura, and H. Morkoc, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3353 (1999).
- [155] S. R. Lee, S. R. Lee, A. F. Wright, M. H. Crawford, G. A. Petersen, J. Han, and R. M. Biefeld, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3344 (1999).
- [156] J. Cho, J. H. Park, J. K. Kim, and E. F. Schubert, *Laser & Photonics Reviews* (2017).
- [157] F. K. Yam and Z. Hassan, *Superlattices and Microstructures* **43**, 1(2008).
- [158] B. Monemar, P. P. Paskov, J. P. Bergman, A. A. Toropov, T. V. Shubina, T. Malinauskas, and A. Usui, *physica status solidi (b)* **245**,1723 (2008).

- [159] G. Orsal, Y. El Gmili, N. Fressengeas, J. Streque, R. Djerboub, T. Moudakir, S. Sundaram, A. Ougazzaden, and J.-P. Salvestrini, *Optical Materials Express* **4**, 1030 (2014).
- [160] J. Wu, W. Walukiewicz, K. Yu, J. Ager III, E. Haller, H. Lu, and W. J. Schaff, *Applied Physics Letters* **80**, 4741 (2002).
- [161] W. Walukiewicz, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **20**, 300 (2004).
- [162] L. Vergard. Die konstitution der mischkristalle und die raumfüllung der atome. *Zeitschrift für Physik*, 17-26. (Cité page 12.)
- [163] Hamdoune AEK, Elaboration du nitrure de gallium , "Etude de ses propriétés et Applications," Obtenu à l'université de Tlemcen, 21 Juin 2006.
- [164] A. Laref, A. Altujar, S.J. Luo," The electronic and optical properties of InGaN-based solar cellsalloys: First-principles investigations via mBJLDA approach," *Eur. Phys. J. B*, 86: 475, 2013.
- [165] Hovel, H.J. and Cuomo, J.J. Electrical and Optical Properties of rf-Sputtered GaN and InN. *Applied Physics Letters*. 1972, Vol. 20, 71.8. Wu, J. When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives. *Journal of Applied Physics*. 2009, Vol. 106, 011101.
- [166] M. Ferhat and F. Bechstedt «First- principles calculations of gap bowing in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ and $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ alloys : Relation to structural and thermodynamic properties», *Physical review B*, vol. 65, 075213 (February 2002), p. 1-6.
- [167] A. F. Wright and J. S. Nelson, *Appl. Phys. Lett.* 66, 3051,1995.
- [168] W. A. Harrison, *Electronic Structure and the Properties of Solids: The Physics of the Chemical Bond* (Dover, New York, 1989).
- [169] H. Kawanishi, M. Haruyama, T. Shirai, and Y. Suematsu, *Proc. SPIE* **2994**, 52 (1997).
- [170] T. Honda, M. Shibata, M. Kurimoto, M. Tsubamoto, J. Yamamoto, and H. Kawanishi, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1* **39**, 2389 _2000_.
- [171] V. V. Ilyasov, T. P. Zhadanova, and I. Ya. Nikiforov, *Phys. Solid State* **48**, 654 (2006).
- [172] S. Gautier, C. Sartel, S. Ould-Saad, J. Martin, A. Sirenko, and A. Ougazzaden, *J. Cryst. Growth* **298**, 428 (2007).
- [173] S. Sakai, Y. Ueta, and Y. Terauchi, \Band gap energy and band lineup of III-V alloy semiconductors incorporating nitrogen and boron," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 32, pp. 4413{4417, October 1993.
- [174] S. L. Rumyantsev, M. E. Levinshtein, A. D. Jackson, S. N. Mohammad, G. L. Harris, M. G. Spencer, and M. S. Shur, in *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, edited by M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, and M. S. Shur _Wiley, New York, pp. 67–92, 2001.

- [175] V. Bougrov, M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, and A. Zubrilov, in *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, edited by M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, and M. S. Shur Wiley, New York, pp. 1–30, 2001.
- [176] A. Ougazzaden, S. Gautier, T. Moudakir, Z. Djebbour, Z. Lochner, S. Choi, H. J. Kim, J. H. Ryou, R. D. Dupuis, and A. A. Sirenko, "Bandgap bowing in B_{0.9}GaN thin films," *Applied Physics Letters*, vol. 93, August 2008.
- [177] T. Baghdadli et al. electrical and structural characterizations of B_{0.9}GaN thin films by metal-organic vapor phase epitaxy. *Phys. Stat. Sol. C*, 6:S1029, 2009.
- [178] C. Stampfl and C. G. Van de Walle, *App. Phys. Lett.* 72(4), 459 (1998).
- [179] Wei C H, Xie Z Y, Edgar J H, Zeng K C, Lin J Y, Jiang H X, Chaudhuri J, Ignatiev C and Braski D N 2000 *J. Electron. Mater.* **29** 452
- [180] Honda T, Shibata M, Kurimoto M, Tsubamoto M, Yamamoto J and Kawanishi H, *Japan. J. Appl. Phys.* 1 **39** 2389, 2000.
- [181] Honda T, Kurimoto M, Shibata M and Kawanishi H, *J. Lumin.* **87–89** 1274, 2000.
- [182] Gautier S et al 2011 *J. Cryst. Growth* **315** 288
- [183] Malinauskas T, Kadys A, Stanionytė S, Badokas K, Mickevičius J, Jurkevičius J, Dobrovolskas D and Tamulaitis G 2015 *Phys. Status Solidi B* **252** 1138
- [184] Ougazzaden A, Gautier S, Moudakir T, Djebbour Z, Lochner Z, Choi S, Kim H J, Ryou J-H, Dupuis R D and Sirenko A A 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 083118
- [185] Polyakov A Y, Shin M, Skowronski M, Greve D W, Wilson R G, Govorkov A V and Desrosiers R M 1997 *J. Electron. Mater.* **26** 237
- [186] Ilyasov V V, Zhdanova T P and Nikiforov I Ya 2006 *Phys. Solid State* **48** 654
- [187] Riane R, Boussahl Z, Zaoui A, Hammerelaine L and Matar S F, *Solid State Sci.* **11** 200. 2009.
- [188] S. Watanabe et al. Refractive indices of B_xGa_{1-x}N (x=0-0.012) and B_yGa_{1-y}N (y=0-0.023) epitaxial layer in ultraviolet region. *Phys. Stat. Sol.*, 7:2691-2694, 2003.
- [189] Simon Gautier. Thesis: Elaboration par MOVPE des nouveaux matériaux B(Ga, Al)N pour les applications dans l'ultraviolet et l'électronique de puissance, 2007.
- [190] M. P. Maruska and J. J. Tietjen, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 327 (1969).
- [191] N. Défrance : « Caractérisation et modélisation de dispositifs de la filière nitrure pour la conception de circuits intégrés de puissance hyperfréquences », 2007.
- [192] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, and Y. Toyoda, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 353 (1986).
- [193] O. Ambacher, M. S. Brandt, R. Dimitrov, T. Metzger, M. Stutzmann, R. A. Fischer, A. Miehr, A. Bergmaier, and G. Dollinger, *J. Vac. Sci. Technol. B* **14**, 3532 (1996).

- [194] F.Hadjaj, mémoire de magister : « simulation des caractéristiques électriques des détecteurs d'irradiations en nitrure de gallium (GaN) », Université de Bechar, 2009.
- [195] A. Y. Cho, Surf. Sci. **17**, 494 (1969).
- [196] F.Guillot, thèse doctorat : « Développement de nanostructures à base de semi-conducteurs III Nitrures pour l'optoélectronique infrarouge », Université Joseph Fourier Grenoble I, 2007.
- [197] F. Frédéric «Spectroscopie infrarouge des fils et boîtes quantiques d'AnAs/InAlAs/Inp (001)» Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, Octobre 2002.
- [198] P. Nakkala, "pulsed I-V and RF characterization and modeling of AlGaIn/GaN HEMTs and graphene FETs," Université de Limoges, 2015.
- [199] O. Ambacher et al., "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures," J. Appl. Phys., vol. 87, no. 1, p. 334, 2000.
- [200] Bon, M.,Scavenec, A.,Transistors et circuits intégrés à hétérostructures III-V Techniques de l'ingénieur, traité Electronique, E 2 450, 1999.
- [201] Adrio Communications Ltd., "HEMT, High electron mobility transistor," [Online].Available:<http://www.radio-electronics.com/info/data/semicond/fet-field-effect-transistor/hemt-phemt-transistor.php>. Oct, 2010.
- [202] Mimura T. The early history of the high electron mobility transistor (HEMT). IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 50(3):780–2. 2002
- [203] Gangwani P, Pandey S, Haldar S, Gupta M, Gupta RS. "Polarization dependent analysis of AlGaIn/GaN HEMT for high power applications. Solid-State Electronics, 31;51(1):130–5, 2007.
- [204] H. Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques" ISBN 2 10 048633 0, 5ème édition. Dunod, 2004.
- [205] D.A. Neamen, "Semiconductor Physics and Devices - Basic Principles" Published by McGraw-Hill, ISBN 0-07-232107-5, New York, 2003.
- [206] E. A. Gutierrez-D, M. J. Deen, C. L. Claeys, "Low temperature electronics Physics, Devices, Circuits, and applications" Academic Press.USA, ISBN: 0-12-310675-3, 2000.
- [207] D. Delagebeaudeuf, N. T. Linh, "Metal-(n) AlGaAs-GaAs two-dimensional gas FET" IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. 29(6), pp.955-960, 1982.
- [208] T.J. Drummond, H. Morkoc, K. Lee, M. Shur, "Model for modulation doped field effect transistor" IEEE Electron Device Letters, vol. 3(11), pp. 338-341, November 1982.
- [209] K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, Hadis-Morkoc, "Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of modulation-doped field-effect transistors" IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 30 (3), pp. 207-212, March 1983.

- [210] Y. H. Byun, K. Lee, M. Shur, "Unified charge control model and subthreshold current in heterostructure field-effect transistors" *IEEE Electron Devices Letters*, vol. 11 (1), pp. 50-53, 1990.
- [211] H. Rohdin, P. Roblin, "A MODFET dc model with improved pinchoff and saturation characteristics" *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol.33 (5), pp.664-672, May 1986.
- [212] L. Guan, A. Christou, G. Halkias, D. F. Barbe, "Modeling of current-voltage characteristics for strained and lattice matched HEMT's on InP substrate using a variational charge control model" *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 42(4), pp. 612-617, April 1995.
- [213] Lester F. Eastman and Umesh K. Mishra, "The toughest," *IEEE Spectrum*, pp. 28-33, May 2002.
- [214] S. Taking, *AlN/GaN MOS-HEMTs Technology*. PhD thesis, School of Engineering, University of Glasgow, 2012.
- [215] R. Pierret, *Semiconductor Device Fundamentals*. Addison Wesley, 1996.
- [216] M. G. et al., "High electron mobility in AlGaIn/GaN HEMT grown on sapphire: strain modification by means of AlN interlayers," *Proceedings of MRS Fall 2003 Conference*, December 2003.
- [217] R. Vetury, N. Q. Zhang, S. Keller, and U. K. Mishra, "The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaIn/GaN HFETs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 48, pp. 560-566, March 2001.
- [218] L. F. Eastman, "Results, potential and challenges of high power GaN-based transistors," *Solid State Physics*, vol. 176, pp. 175 - 178, 1999.
- [219] J. M. Tirado, J. L. Sanchez-Rojas, and J. I. Izpura, "Simulation of surface state effects in the transient response of AlGaIn/GaN HEMT and GaN MESFET devices," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 21, pp. 1150 - 1159, 2006.
- [220] W. S. Tan, P. A. Houston, P. J. Parbrook, D. A. Wood, G. Hill, and C. R. Whitehouse, "Gate leakage effects and breakdown voltage in metalorganic vapor phase epitaxy AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 17, pp. 3207 - 3209, 2002.
- [221] Douglas J. "Design and fabrication of AlGaIn/GaN HEMTs with high breakdown voltages," these de doctorat, University of Glasgow, 2014
- [222] M. H. Somerville and J. A. del Alamo, "A model for tunneling-limited breakdown in high-power HEMTs," in *International Electron Devices Meeting*, 1996, pp. 35 - 38, Dec. 1996.

- [223] M. Faqir, G. Verzellesi, G. Meneghesso, E. Zanoni, and F. Fantini, "Investigation of high-electric-field degradation effects in AlGaIn/GaN HEMTs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 55, pp. 1592 - 1602, July 2008.
- [224] S. Selvaraj, T. Suzue, and T. Egawa, "Breakdown enhancement of AlGaIn/GaN HEMTs on 4-in silicon by improving the GaN quality on thick buffer layers," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 30, no. 6, pp. 587-589, 2009
- [225] M. Faqir, G. Verzellesi, A. Chini, F. Fantini, F. Danesin, G. Meneghesso, E. Zanoni, and C. Dua, "Mechanisms of RF current collapse in AlGaIn-GaN high electron mobility transistors," *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. 8, no. 2, pp. 240-247, 2008.
- [226] J. Joh, L. Xia, and J. del Alamo, "Gate current degradation mechanisms of GaN high electron mobility transistors," in *IEEE 2007 International Electron Devices Meeting*, pp. 385-388, 2007.
- [227] H. Kim, J. Lee, D. Liu, and W. Lu, "Gate current leakage and breakdown mechanism in unpassivated AlGaIn/GaN high electron mobility transistors by post-gate annealing," *Applied Physics Letters*, vol. 86, p. 143505, 2005.
- [228] T. Nakao, Y. Ohno, S. Kishimoto, K. Maezawa, and T. Mizutani, "Study of off-state breakdown in AlGaIn/GaN HEMTs," *Physics of the Solid State*, no. 7, pp. 2335-2338, 2003.
- [229] M. Wang and K. J. Chen, "Off-state breakdown characterization in AlGaIn/GaN HEMT using drain injection technique," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 57, pp. 1492-1496, July 2010.
- [230] Y. Ohno, T. Nakao, S. Kishimoto, K. Maezawa, and T. Mizutani, "Effects of surface passivation on breakdown of AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 12, pp. 2184 - 2186, 2005.
- [231] X. Z. Dang, R. J. Welty, D. Qiao, P. M. Asbeck, S. S. Lau, E. T. Yu, K. S. Boutros, and J. M. Redwing, "Fabrication and characterisation of enhanced barrier AlGaIn/GaN HFET," *IEEE Electronics Letters*, April 1999.
- [232] Golio, J.M., "RF and Microwave Semiconductor Device," Handbook, Boca Raton, Fla.: CRC Press 2003.
- [233] Neamen, D.A., *Semiconductor Physics and Devices : Basic Principles*, Boston: McGraw-Hill. 746 2003.
- [234] Christophe PAVAGEAU, « Utilisation des Technologies CMOS SOI 130 nm pour des Applications en Gamme de Fréquences Millimétriques », Thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, France, Décembre 2005.
- [235] Amor AMAIRI, « Caractérisation en Petit Signal, en Puissance et en Impédances des Transistors à Effet de Champ Millimétriques. Etude et Réalisation d'un Banc de Load-Pull à Charge Active 26.5 – 40 GHz », Thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, France, Septembre 1991.

- [236] Faiza AMROUCHE, « Analyse, conception et réalisation de mélangeurs microondes faible bruit à transistor à effet de champ HEMT », Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, France, Décembre 2004.
- [237] B. V. Daele, G. V. Tendeloo, a. J. D. W. Ruythooren, M. R. Leysand, and M. Germain, "The role of Al on Ohmic contact formation on n-type GaN and AlGa_N/Ga_N," *Applied Physics Letters*, vol. 87, pp. 061905 - 061908, 2005.
- [238] B. Jacobs, M. Kramer, E. Geluk, and F. Karouta, "Optimisation of the Ti/Al/Ni/Au Ohmic contact on AlGa_N/Ga_N FET structures," *Journal of Crystal Growth*, vol. 241, pp. 15- 18, 2002.
- [239] R. Gong, J. Wang, S. Liu, Z. Dong, M. Yu, C. P. Wen, Y. Caia, and B. Zhang, "Analysis of surface roughness in Ti/Al/Ni/Au ohmic contact to AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 6, p. 062115, 2010.
- [240] A. Basu, F. M. Mohammed, S. Guo, B. Peres, and I. Adesida, "Mo/Al/Mo/Au Ohmic contact scheme for AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors annealed at 500°," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, pp. L16-L18, March/April 2006.
- [241] B. Lu, E. L. Piner, and T. Palacios, "Schottky-drain technology for Al- Ga_N/Ga_N high-electron mobility transistors," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 31, pp. 302-304, April 2010.
- [242] E. Bahat-Treidel, R. Lossy, J. Wur, and G. Trankle, "AlGa_N/Ga_N HEMT with integrated recessed schottky-drain protection diode," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 30, pp. 901-903, September 2009.
- [243] Gorczyca, I., Svane, A. and Christensen, N.E. Theory of point defects in Ga_N, Al_N, and BN: Relaxation and pressure effects. *Physical Review B*. 1999, Vol. 60, 8147.
- [244] Jones, R.E. and al., et. *Physical Review Letters*. 2006, Vol. 96, 125505.
- [245] Virginie B, "Réalisation et étude des propriétés électriques d'un transistor à effet tunnel 'T-FET' à nanofil Si/SiGe," Thèse de doctorat en Nano Électronique et Nano Technologies, Université de grenoble alpes, 2015.
- [246] X. D. Wang, W. D. Hu, X. S. Chen, and W. Lu, "The Study of Self-Heating and Hot-Electron Effects for AlGa_N/Ga_N Double-Channel HEMTs," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 59, no. 5, pp. 1393–1401, May 2012.
- [247] D. J. Cheney, E. A. Douglas, L. Liu, C. F. Lo, B. P. Gila, F. Ren and S. J. Pearton, "Degradation Mechanisms for Ga_N and GaAs High Speed Transistors," *Materials*, vol. 5, no. 12, pp. 2498–2520, Nov. 2012.
- [248] M. Meneghini, A. Stocco, R. Silvestri, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "Degradation of AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors related to hot electrons," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 23, p. 233508, Jun. 2012.

- [249] K N. SUBRAMANI, "Physics-Based TCAD Device Simulations and Measurements of GaN HEMT Technology for RF Power Amplifier Applications," thèse de doctorat en Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes, Université de Limoges, 2017.
- [250] M. Meneghini, N. Ronchi, A. Stocco, G. Meneghesso, U. K. Mishra, Y. Pei and E. Zanoni, "Investigation of Trapping and Hot-Electron Effects in GaN HEMTs by Means of a Combined Electrooptical Method," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 58, no. 9, pp. 2996–3003, Sep. 2011.
- [251] G. Meneghesso, G. Verzellesi, F. Danesin, F. Rampazzo, F. Zanon, A. Tazzoli, M. Meneghini and E. Zanoni, "Reliability issues of Gallium Nitride High Electron Mobility Transistors," *Int. J. Microw. Wirel. Technol.*, vol. 2, no. 01, pp. 39–50, Feb. 2010.
- [252] M. Meneghini, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "Trapping and Degradation Mechanisms in GaN-Based HEMTs," in *Gallium Nitride (GaN)*, 0 vols., CRC Press, 2015, pp. 327–362.
- [253] O. Mitrofanov and M. Manfra, "Poole-Frenkel electron emission from the traps in AlGaIn/GaN transistors," *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 11, pp. 6414–6419, May 2004.
- [254] H. Zhang, E. J. Miller, and E. T. Yu, "Analysis of leakage current mechanisms in Schottky contacts to GaN and Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN grown by molecular-beam epitaxy," *J. Appl. Phys.*, vol. 99, no. 2, p. 023703, Jan. 2006.
- [255] D. Yan, H. Lu, D. Cao, D. Chen, R. Zhang, and Y. Zheng, "On the reverse gate leakage current of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 15, p. 153503, Oct. 2010.
- [256] S. Arulkumaran, T. Egawa, H. Ishikawa, and T. Jimbo, "Temperature dependence of gate-leakage current in AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 18, pp. 3110–3112, Apr. 2003.
- [257] O. Mitrofanov and M. Manfra, "Mechanisms of gate lag in GaN/AlGaIn/GaN high electron mobility transistors," *Superlattices Microstruct.*, vol. 34, no. 1–2, pp. 33–53, Jul. 2003.
- [258] S. Turuvekere, N. Karumuri, A. A. Rahman, A. Bhattacharya, A. DasGupta, and N. DasGupta, "Gate Leakage Mechanisms in AlGaIn/GaN and AlInN/GaN HEMTs: Comparison and Modeling," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 10, pp. 3157–3165, Oct. 2013.
- [259] E. J. Miller, X. Z. Dang, and E. T. Yu, "Gate leakage current mechanisms in AlGaIn/GaN heterostructure δ -doped transistors," *Journal of Applied Physics*, vol. 88, pp. 5951 - 5958, November 2000.
- [260] C. Kirkpatrick, B. Lee, R. Suri, X. Yang, and V. Misra, "Atomic layer deposition of SiO₂ for AlGaIn/GaN MOS-HFETs," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 33, pp. 1240 - 1242, September 2012.

- [261] M. Kuroda, T. Murata, S. Nakazawa, T. Takizawa, M. Nishijima, M. Yanagihara, T. Ueda, and T. Tanaka, "High f_{max} with high breakdown voltage in AlGaIn/GaN MIS-HFETs using in-situ SiN as gate insulators," in IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuits Symposium, pp. 1 - 4, October 2008.
- [262] E. J. Miller and E. T. Y. X. Z Dang and, "Gate current leakage current mechanisms in AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors," *Journal of Applied Physics*, vol. 88, pp. 5951 - 5957, November 2000.
- [263] S.C. Binari, K. Ikossi, J.A. Roussos, W. Kruppa, D. Park, H. B. Dietrich, D. D. Koleske, A. E. Wickenden and R.L. Henry," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, no. 3, pp. 465–471, Mar. 2001.
- [264] D. Jin and J. A. del Alamo, "Methodology for the Study of Dynamic ON-Resistance in High-Voltage GaN Field-Effect Transistors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 10, pp. 3190–3196, Oct. 2013.
- [265] J. Joh and J. A. del Alamo, "A Current-Transient Methodology for Trap Analysis for GaN High Electron Mobility Transistors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 58, no. 1, pp. 132–140, Jan. 2011.
- [266] S. Martin-Horcajo, A. Wang, A. Bosca, M. F. Romero, M. J. Tadjer, A. D. Koehler, T. J. Anderson and F. Calle, "Trapping phenomena in AlGaIn and InAlN barrier HEMTs with different geometries," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 30, no. 3, p. 035015, 2015.
- [267] Y. Ando, Y. Okamoto, H. Miyamoto, N. Hayama, T. Nakayama, K. Kasahara, and M. Kuzuhara, "A 110-W AlGaIn/GaN heterojunction FET on thinned sapphire substrate," in *International Electron Devices Meeting (IEDM). Technical Digest*, pp. 17.3.1-17.3.4, 2001.
- [268] A. Chini, D. Buttari, R. Co_e, L. Shen, S. Heikman, A. Chakraborty, S. Keller, and U. Mishra, "Power and linearity characteristics of μ eld-plated recessed-gate AlGaIn/GaN HEMTs," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 25, no. 5, pp. 229-231, May 2004.
- [269] Y. Ohno and M. Kuzuhara, "Application of GaN-based heterojunction FETs for advanced wireless communication," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 48, no.3, pp. 517-523, Mar 2001.
- [270] R. Singh, J. Cooper, J.A., M. Melloch, T. Chow, and J. Palmour, "SiC power Schottky and PiN diodes," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 49, no. 4, pp. 665-672, Apr 2002.
- [271] M. Rosker, "The wide and the narrow: DARPA/MTO programs for RF applications in wide bandgap and antimonide-based semiconductors," in *IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium*, 2005, p. 4.
- [272] J. Johnson, E. Piner, A. Vescan, R. Therrien, P. Rajagopal, J. Roberts, J. Brown, S. Singhal, and K. Linthicum, "12 W/mm AlGaIn-GaN HFETs on silicon substrates," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 25, no. 7, pp. 459-461, July 2004.

- [273] K. Chu, P. Chao, M. Pizzella, R. Actis, D. Meharry, K. Nichols, R. Vaudo, X. Xu, J. Flynn, J. Dion, and G. Brandes, "9.4-W/mm power density AlGaNGaN HEMTs on free standing GaN substrates," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 25, no. 9, pp. 596-598, Sept. 2004.
- [274] ATLAS user's manual www.silvaco.com. 2004
- [275] C. K. Maiti, "Computer Aided Design of Micro- and Nanoelectronic Devices", World Scientific, 2016.
- [276] T.L.Tansley, R.J.Egan, *Phys B*185190–198,1993.
- [277] Lachebi A, Abid H, DrizMand Al-Douri Y, "First-principles study of cubic $B_x Ga_{1-x} N$ alloys " *Int. J. Nanoelectron. Mat*, vol. 1, pp. 81–90, 2008.
- [278] Park, P.S, "Simulation of short-channel effects in N-Ga-polar AlGaN/GaN HEMTs ," *IEEE Trans.Electron Devices* vol.58,No.3, pp. 704-708, 2011.
- [279] Hayati M, Akhlaghi B, "An extraction technique for small signal intrinsic parameters of HEMTs based on artificial neural network, " *Int J Electron Commun* 67:123–9, (AEÜ) 2013.
- [280] Mohankumar N, Syamal B, Sarkar CK, "Influence of channel and gate engineering on the analog and RF performance of DG MOSFETs, " *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. 57-4, 820–6, 2010.
- [281] Murugapandiyam P, Ravimaran S, William J, "DC and microwave characteristics of Lg 50nm T-Gate InAlN/AlN/GaN HEMT for future high power RF applications," *Int J Electron Commun (AEÜ)*, 77:163–8. 2017.
- [282] N. Wichmann, I. Duszyns, S. Bollaert, J. Mateos, X. Wallad, A. Gappy, "100nm InAlAs/InGaAs Double-Gate HEMT using transferred substrate," *IEEE*, pp. 41,2,1-41,2,4. 2004.
- [283] B. G. Vasallo , N. Wichmann, S. Bollaert, A. Cappy, T. Gonzalez , D. Pardo and J. Mateos. "Monte Carlo Comparison Between InP-Based Double-Gate and Standard HEMTs," *Proceedings of the 1st European Microwave Integrated Circuits Conference*, pp. 304-307, Manchester UK. September 2006.
- [284] Beatriz G. Vasallo, Nicolas Wichmann, Sylvain Bollaert, Yannick Roelens, Alain Cappy, Senior Member, IEEE, Tomás González, Senior Member, IEEE, Daniel Pardo, and Javier Mateos, "Comparison Between the Dynamic Performance of Double- and Single-Gate AlInAs/InGaAs HEMTs, " *IEEE Trans. on electron. devices*, vol. 54, NO. 11, pp. 2815-2822, November 2007.
- [285] S. Zafar a. b, A. Kashifa , S. Hussain b, N. Akhtar a, N. Bhatti a and M. Imran a, "Designing of Double Gate HEMT in TCAD for THz Applications," *Proceedings of 2013 10th International Bhurban Conference on Applied Sciences & Technology (IBCAST) Islamabad, Pakistan, 15th - 19th Jan. 2013.*

- [286] Saravana Kumar R, Mohanbabu A, Mohankumar N & Godwin Raj D, "Simulation of InGaAs Sub-channel DG-HEMTs for analog / RF applications," International Journal of Electronics, pp. 1-21. Sep. 2017.
- [287] SaravanaKumar R, Mohanbabu A, Mohankumar N, Godwin Raj D, "In_{0.7} Ga_{0.3} As/ InAs/In_{0.7} Ga_{0.3} As composite-channel double-gate (DG)-HEMT devices for high frequency applications," J Comput Electron, 16. 10.1007/s10825-017-0991-x, 2017.
- [288] Saravana Kumar Radhakrishnan, Baskaran Subramaniyan, Mohanbabu Anandan, Mohankumar Nagarajan. Comparative assessment of InGaAs sub-channel and InAs composite channel double gate (DG)-HEMT for sub-millimeter wave applications. Int. J. Electron. Commun. (AEÜ) 83, pp 462–469, 2018

Publication

1. A. BELARBI, A. HAMDOUNE, "Numerical simulation and comparative assessment of DG-HEMT device for high-frequency application," the International Journal of Nanoelectronics and Materials, Vol 12, No. 1, January 2019.

Numerical Simulation and Comparative Assessment of DG-HEMT Device for High-frequency Application

Abdelmalik Belarbi^{1*} and Abdelkader Hamdoune²

^{1,2}Department of Electrical and Electronic Engineering, Faculty of technology, Materials and Renewable Energy Research Unit, University of Abou-Bekr Belkaid, Tlemcen, Algeria.

Received 29 April 2018; Revised 11 July 2018; Accepted 13 July 2018

ABSTRACT

The main objective of this paper is to investigate the DC and AC performances of GaN/InGaN/GaN Double Gate High Electron Mobility Transistor (DG-HEMT) based on innovative materials III-V in particular III-N materials (Nitride Materials) by using SILVACO TCAD device simulator. First, the structure was modelled with optimized physical and geometrical parameters. Secondly, the DC and AC performances were investigated. Findings indicate that the device offers a maximum drain current of 1.6 A/mm, a threshold voltage of -2.2 V, a maximum transconductance of 0.8 S mm⁻¹, a Ion/Ioff ration of 10¹⁰, a Drain Induced Barrier Lowering (DIBL) of 37 mV/V, a Sub-threshold Swing (SS) of 75 mV/dec and a Gate-leakage of 1.10⁻¹² A. In terms of AC performances, the device exhibits a cut-off frequency (Ft) of 990 GHz and a maximum oscillation frequency (Fmax) of 2 THz. Finally, a comparison study was carried out with a recent state of the art.

Keywords: GaN, InGaN, AlGaN, DG-HEMT, DC Performances, AC Performances.

1. INTRODUCTION

The III-V materials are promising and an attractive compound semiconductors for the development of high power, high frequency and large scale integration circuits for next generation RF applications such as high power amplifiers for space research, remote sensing, imaging systems and low noise wide bandwidth amplifiers design [1]. The high performances of recent electronic circuits are highly recommended for recent technology advances in digital and analog systems [2]. A dramatic performance in terms of frequency has been achieved [3-4]. In fact; III-V materials in particular III-N materials have wide band gap energy and can potentially support a high breakdown voltage. In addition, high electron mobility serves to lead these components in the future to operate in high speed and low power computing [5].

The high electron mobility transistor based on III-V materials is a suitable device for terahertz frequency range [6] and the scaling down of the device's dimensions in order to minimize the transit time of carriers and enhancing electrostatic integrity in the channel [7-8]. Scaling down the device's dimensions resulting in an ultra-short gate length; due to that, the device faces a severe undesirable effect such as short channel effect (SCE's) [8]. This effect heavily affects the DC and AC performances [9]. An appropriate parameter which is the aspect ratio needs to be maintained to minimize or suppress the short channel effect (SCE's) [10]. The aspect ratio represents the ratio of gate length and the distance from the gate electrode to the channel in the vertical direction [11].

* Corresponding Author: belarbiabdelmalik@yahoo.fr

The development of the technology leads to the use of double gate structure and the purpose is to mitigate the undesirable effects such as short channel effects (SCEs). Double gate structure plays a significant role to suppress the harmful effects on DC and AC performances [12-13]. The DG structure features of two gates electrodes deposited on the top and back sides; this architecture provides an excellent electrostatic control of the device. The DG structure also contains two donor layers which serve to provide free electrons to the channel to improve the current density in the channel. Another advantage of the DG structure is that there is no buffer layer in this structure hence no substrate carrier injection. This results a dramatic enhancement of the performances and a better charge control of the device [14].

This paper consists of the investigation on the DC and AC performances of a DG-HEMT based on nitride materials and compare it with DG-HEMTs based on III-V materials obtained in state-of-the-art. This paper also demonstrates the importance of using innovative materials such as nitride alloys in devices in microwave applications.

This paper is organized according to the following parts: the first section introduce the aim of this work. A second section is dedicated for the presentation of the simulated structure and different simulation models such as physical models and numerical method that used different physical and geometrical parameters. The third section contains the simulated DC and AC characteristics. Furthermore, a comparison study was carried out in order to validate the results and prove the importance of this research on III-V materials in particular III-N materials for high frequency and high power applications. Finally, a general conclusion is presented. The device performances are measured by using numerical simulation tools (SILVACO TCAD).

2. DEVICE STRUCTURE AND SIMULATION MODELS

The schematic cross section of the simulated structure is shown in Figure 1. The physical and geometrical parameters of the device are: an undoped Schottky layer of $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$ and a thickness of 1 nm, a donor layer of $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$ with n-doping concentration of $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and a thickness of 7 nm. A 1 nm thick undoped spacer layer of GaN was inserted between the donor and channel layers as to separate the ionized donor atoms and the free electrons of the channel layer which furthermore improves the channel mobility; the channel layer is an undoped $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}$ with 10 nm of thickness.

The layers below the channel are identical to the one above the channel in order to form DG-HEMT structure. The gate length is fixed to 15 nm and the area of the device is $0.5 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$. The gate-source spacing (L_{GS}) and the gate-drain spacing (L_{GD}) are fixed to 110 nm and 370 nm, respectively. Table 1 shows the meaning of structure parameters.

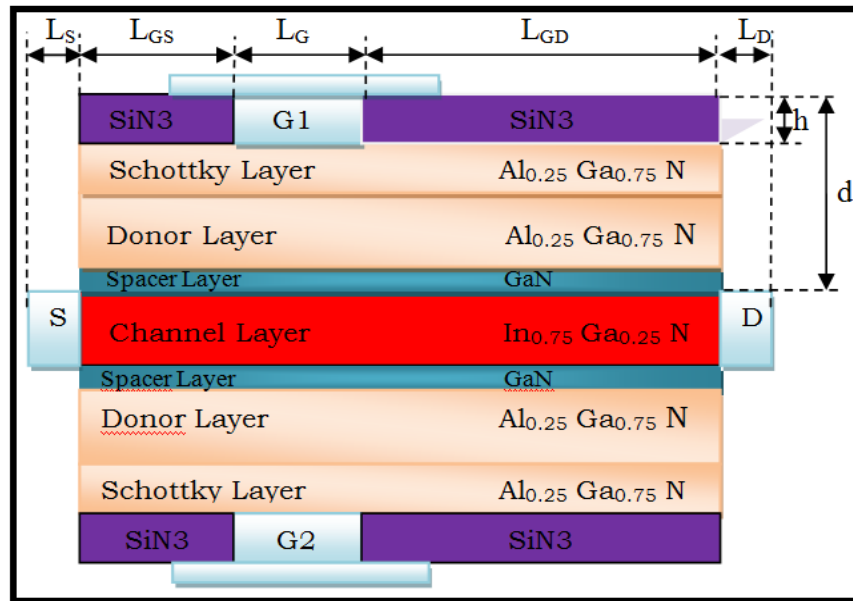


Figure 1. Schematic cross section of the simulated DG-HEMT.

Table 1 Meaning of structure parameters

Structure parameters	Value (nm)
Gate length (L_G)	15
Spacing between gate to source side (L_{GS})	110
Spacing between gate to drain side (L_{GD})	370
Drain length in x direction (L_D)	10
Source length in x direction (L_S)	10
Thickness of SiN passivation layer (h)	10
Spacing between drain and top side (d)	19

The simulation was performed in 2D with GUMMEL-NEWTON as the numerical method to resolve Poisson and continuity equations. Taken from Silvaco ATLAS user's manuals [15], the physical models included in the simulation are the Shockley-Read-Hall (SRH) recombination mechanism to account the recombination effects, AUGER recombination to take accounts the high level injection effects, Bandgap Narrowing (BGN), and Parallel Electric Field (FLDMOB) to model the velocity saturation effect.

The physical parameters of the binary materials, GaN, AlN and InN are taken from Silvaco Atlas user's manual [15-16]; and the physical parameters of the ternary materials, $In_{0.75}Ga_{0.25}N$ and $Al_{0.25}Ga_{0.75}N$, are deduced by linear interpolation according to the Vegard law [17].

3. RESULTS AND DISCUSSION

3.1 DC Performances

Figure 2 shows the energy band diagram since it presents the conduction and valence band energies as a function of depth from surface along the vertical direction of the device GaN/ $In_{0.75}Ga_{0.25}N$ /GaN.

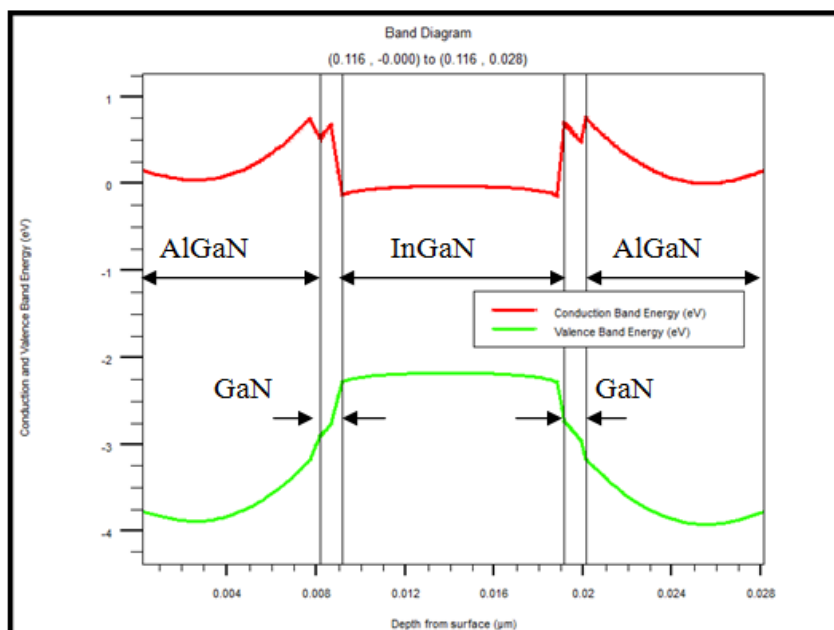


Figure 2. Energy band diagram of DG-HEMT.

Figure 3 shows the output characteristics: the drain-source current (I_{ds}) as a function of drain-source voltage (V_{ds}) for different gate-source voltages. The drain-source bias was swept from 0 V up to 5.0 V while the gate-source voltage was swept from 0 V to -2.2 V. The maximum drain current obtained is 1.6 A/mm at $V_{gs} = 0.0$ V. This high saturated drain current was obtained with undoped channel and 10 nm of thickness, due to the high electron density in the channel and a knee voltage (V_{knee}) of only 0.5 V.

Figure 4 shows the transfer characteristics: the drain-source current (I_{ds}) as a function of gate-source voltage (V_{gs}) while the drain voltage was fixed at 1.0 V and 5.0 V, and the gate-source voltage was swept from 0.0 V to -3.3 V. The device presents a low threshold voltage due to an excellent control of the channel. The threshold voltages were about -2.1 V and -2.25 V for drain-source voltages (V_{ds}) of 1.0 V and 5.0 V, respectively.

Figure 5 shows the transconductance (g_m) as a function of gate-source voltage (V_{gs}). The transconductance is the expression of the control mechanism of field effect transistors. Heterojunction Field Effect Transistors (HFETs) are characterized from all other FETs devices by their high transconductance. The simulated device exhibits a maximum transconductance of 800 mS/mm at -1.0 V gate-source voltage while drain-source voltage was fixed at 1.0 V.

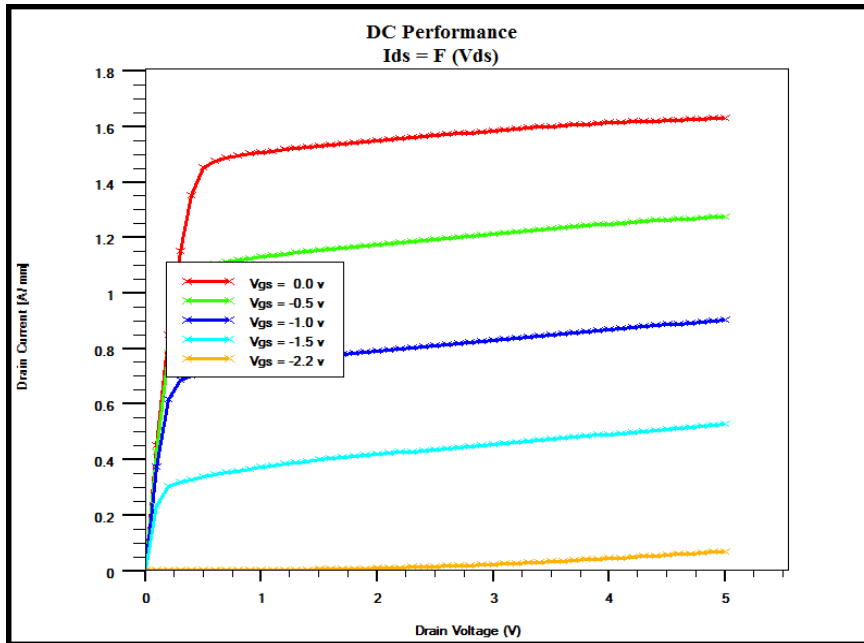


Figure 3. The drain-source current as a function of drain source voltage while V_{gs} is swept from 0.0 V to -2.2 V, and V_{ds} from 0.0 V to 5.0 V.

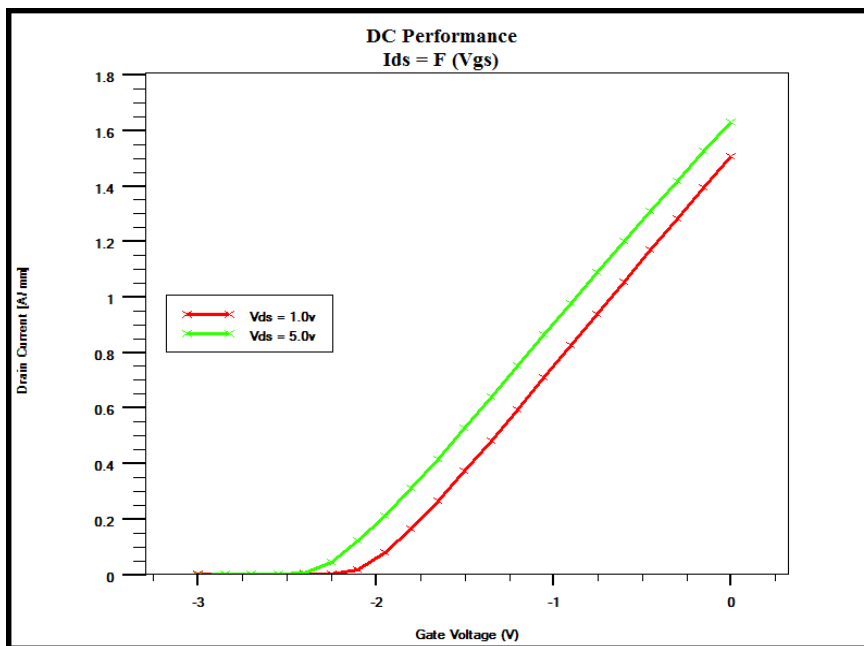


Figure 4. The drain-source current (I_{ds}) as a function of gate-source voltage (V_{gs}) while the drain voltage is fixed at 1.0 V and 5.0 V, and gate-source voltage is swept from 0 V to -3.3 V.

The Drain Induced Barrier Lowering (DIBL) is an important parameter describing electrostatic integrity of the High Electron Mobility Transistor (HEMT). It is defined as the ratio of threshold voltage (V_{th}) change to the drain-source voltage (V_{ds}) change ($\Delta V_{th} / \Delta V_{ds}$) [28]. In this work the DIBL was calculated at the difference between V_{th} for $V_{ds1}=1.0$ v and $V_{ds2}=5.0$ v. The DIBL is calculated by the Eq. (1).

$$\begin{aligned} \text{DIBL} &= \text{abs} \left[\frac{\Delta V_{th}}{\Delta V_{ds}} \right] = \text{abs} \left[\frac{V_{th2} - V_{th1}}{V_{ds2} - V_{ds1}} \right] \\ \text{DIBL} &= \text{abs} \left[\frac{-2.25 - (-2.1)}{5 - 1} \right] = \text{abs} \left[\frac{-0.15}{4} \right] = 0.037 \text{ V/V} \\ \text{DIBL} &= 37 \text{ mV/V} \end{aligned} \quad (1)$$

Where $V_{th1} = -2.1\text{v}$ at $V_{ds} = 1.0\text{v}$ and $V_{th2} = -2.25\text{v}$ at $V_{ds} = 5.0\text{v}$

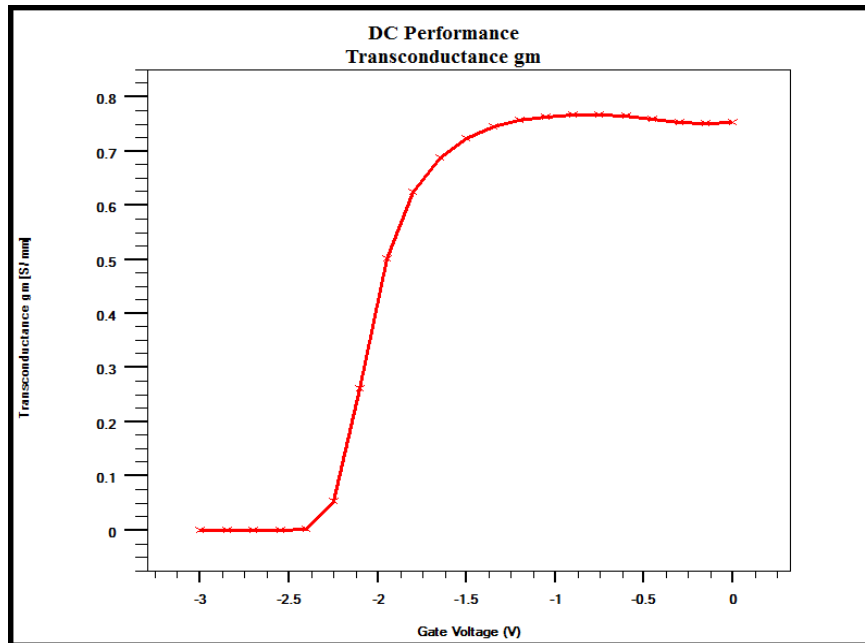


Figure 5. Transconductance versus the gate-source voltage while drain-source bias is fixed at 1.0 V.

Figure 6 shows the gate-leakage current as a function of gate-source voltage, while the drain bias is fixed at 1.0 V and the gate source is swept from 1.0 V to - 3.0 V for a DG-HEMT device based on nitride materials. The gate-leakage current is invariant with the gate bias, the device offers a gate leakage only of 1.10^{-12} A at -3.0 V gate bias. This extremely low value is evident to indicate the high quality of the device.

Figure 7 shows the drain-source current plotted with log scale as a function of gate-source voltage. The On-state indicates the saturation current while the Off-state current is the sum of total leakage current which includes sub-threshold, gate and junction leakage current [18]. The I_{on}/I_{off} ratio extracted from the characteristics is about 10^{10} . A high value of I_{on}/I_{off} ratio is a crucial parameter for power application. Furthermore, this parameter has an attractive attention on power consumption in static and standby power applications.

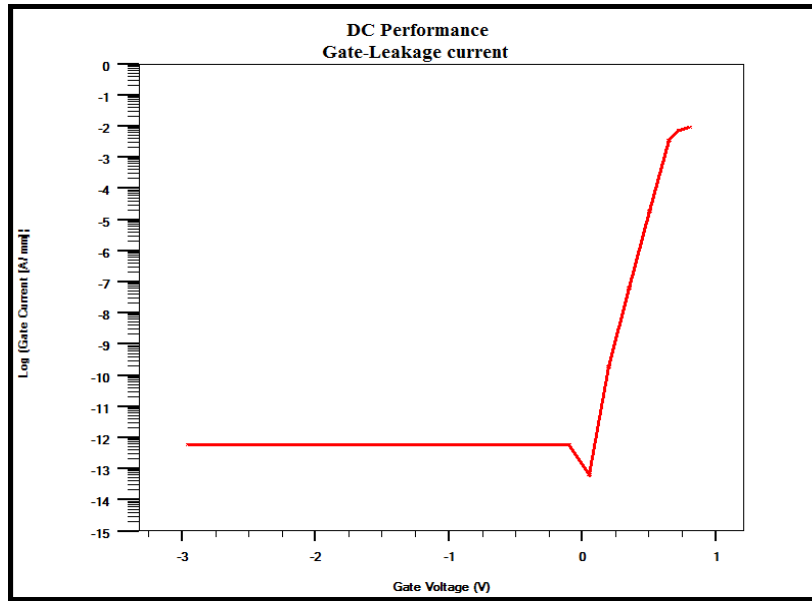


Figure 6. Gate-leakage current as a function of gate-source voltage.

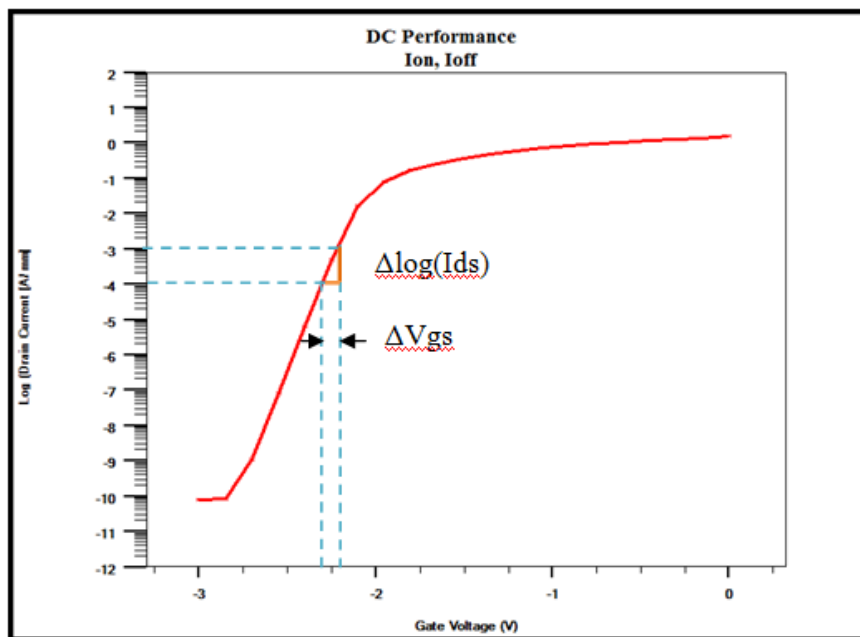


Figure 7. Drain current plotted with log scale as a function of gate-source voltage.

The Sub-threshold Swing (SS) was determined on the log (I_{ds}) characteristic as a function of V_{gs} . It corresponds to the gate-source voltage required to reduce the drain current by one decade. The SS is defined in mV / dec and it can be calculated using Eq. (2).

$$\begin{aligned}
 \text{Sub-threshold slope} \Rightarrow SS &= \frac{\Delta V_{gs}}{\Delta \log(I_{ds})} & (2) \\
 SS &= \Delta V_{gs} / \text{dec} \\
 SS &= V_{gs2} - V_{gs1} / \text{dec} \\
 SS &= [-2.2125 - (-2.1375)] \text{ V/dec} \\
 SS &= 0.075 \text{ V/dec} \\
 SS &= 75 \text{ mV/dec}
 \end{aligned}$$

3.2 AC Performance

In this section, the AC performances of the device were studied by analyzing the two important parameters: the cut-off frequency (f_t) and the maximum oscillation frequency (f_{max}) [19]. The f_t and f_{max} are evaluated when the current gain and the power unilateral gain are unities [20-21].

Figure 8 shows the current gain and unilateral power gain as a function of frequency, while the drain bias is fixed at 1.0 V and the gate bias is fixed at 0.0 V.

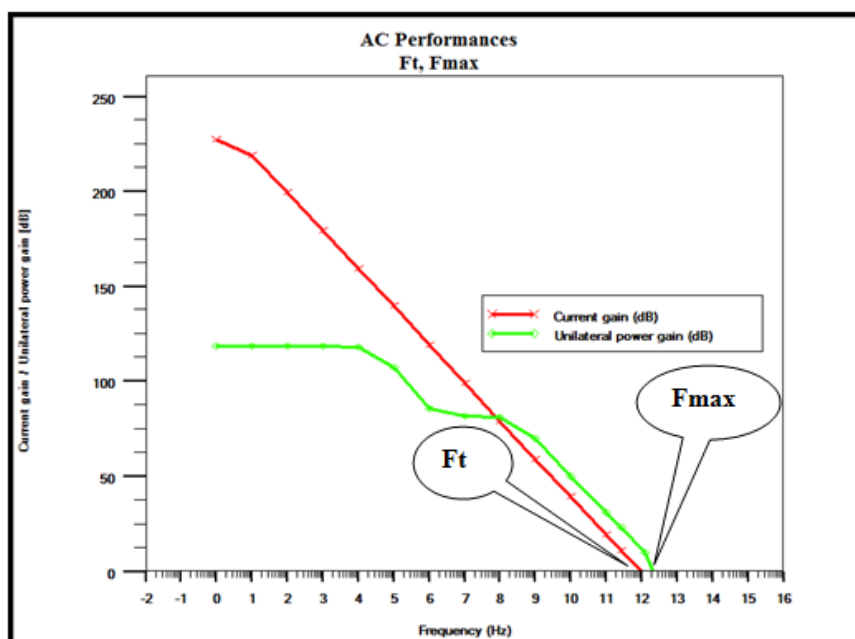


Figure 8. The current gain and the unilateral power gain as a function of the frequency, while the drain bias is fixed at 1.0 V, and the gate bias is fixed at 0.0 V.

For a gate length of 15 nm, the device exhibits a cut-off frequency of 990 GHz and a maximum oscillation frequency of 2 THz, while the drain-source voltage is fixed at 1.0 V. The device exhibits excellent AC performances compared to the results found in the state of the art.

The results found are very impressive and attractive for power applications and terahertz range; the reason is the use of particular nitride materials, and the source and drain electrodes are in direct contact with the channel layer. In a conventional structure, these electrodes are far from the channel layer, and would give lower RF performance.

Table 2 contains the device's characteristics and Table 3 and 4 present comparisons of our results such as the cut-off frequency (f_t), the maximum oscillation frequency (f_{max}) and digital characteristics with the highest values reported in the state of the art.

Table 2 Device characteristic of the simulated DG-HEMT

Device's characteristics of DG-HEMT with gate length of 15nm	Results
Drain current I_D (A/mm)	1.6
Threshold voltage V_{th} (V)	-2.2
Transconductance g_m (S/mm)	0.8
Drain Induced Barrier Lowring DIBL (mV/V)	37
Sub-threshold Swing SS (mV/dec)	75
Gate-leakage current (A)	1.10^{-12}
Ion/Ioff ratio	1.10^{10}
Cut-off frequency F_t (Ghz)	990
Maximum oscillation frequency F_{max} (Ghz)	2000

Table 3 Comparison of highest reported F_t and F_{max} in the state of the art based on III-V materials with our reported DG-HEMT based on III-N materials (Nitride materials)

Reference	Gate length (nm)	F_t (Ghz)	F_{max} (Ghz)	Year
[22]	100	192	288	2004
[23]	100	-	257	2006
[24]	50-100	258-214	286-287	2007
[25]	50	175	448	2013
[26]	30	776	905	2017
[27]	30-50	825-710	1082-989	2017
[8]	30	809	1030	2018
This work	15	990	2000	2018

Table 4 Comparison of highest reported DC performances in the state of the art based on III-V materials with our reported DG-HEMT based on III-N materials (Nitride materials)

Reference	L_G (nm)	I_D (A/mm)	V_{th} (V)	Gate- leakage (A)	g_m (S/mm)	I_{on}/I_{off}	DIBL	SS	Year
[22]	100	0.6	-0.4	-	2.8	-	-	-	2004
[23]	100	0.82	-	-	2.3	-	-	-	2006
[24]	100	0.56	-0.4	-	2.6	-	15	75	2007
[25]	50	-	-	-	1.81	-	-	-	2013

[26]	30	0.98	0.29	-	3.09	2.24×10^5	68	73	2017
[27]	50	1.42	0.26	-	3.58	-	58	62	2017
[8]	30	1.2	0.21	-	3.3	-	-	-	2018
This work	15	1.6	-2.1	1.10^{-12}	0.8	1.10^{10}	37	75	2018

4. CONCLUSION

In summary, the DC and AC performances of a DG-HEMT based on III-V materials in particular nitride materials (III-N) by using two dimensional TCAD simulator (SILVACO TCAD) was investigated. The use of two gates on both sides of the device significantly improves its performances which become very dominant in high power and high field conditions. The better channel control with double gate (DG) has been achieved by suppressing the undesirable effect such as short channel effect (SCE) in terms of DIBL and SS. The device exhibits a maximum drain current of 1.6 A/mm, a threshold voltage of -2.2 V, a maximum transconductance of 800 mS mm⁻¹, an Ion/Ioff ratio of 10^{-10} , a DIBL of 37 mV/V, a SS of 75 mV/dec, and a gate-leakage current of 1.10^{-12} A. Furthermore, a dramatic AC performance in terms of cut-off frequency (Ft) and maximum oscillation frequency (Fmax) has been achieved. A comparison study was carried out with a recent state of the art and the obtained results provide a reference for future research that want to use III-V materials in particular nitride materials (III-N) for power applications and terahertz range.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the Materials and Renewable Energy Research Unit of the University of Tlemcen (Algeria). The author wishes to thank the professor A. Hamdoun for his support.

REFERENCES

- [1] P.Murugapandiyam, S.Ravimaran, J.William, "DC and microwave characteristics of AlN spacer based Al_{0.37}Ga_{0.63}N/GaN HEMT on SiC substrates for high power RF applications," *Int. J. Nanoelectronics and Materials* **10** (2017) 111-122.
- [2] Subhra Chowdhury, Dhruves Biswas, "Effect of device parameters on transmission coefficient of Al_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN Resonant Tuning Diode grown on silicon substrate," *Int. J. Nanoelectronics and Materials* **6** (2013) 129-137.
- [3] Zafar. S, "Designing of double gate HEMT in TCAD for THz applications," in: Proceedings of 2013 10th International Bhurban Conference on Applied Sciences and Technology (IBCAST), (2013) 402-405.
- [4] Wang. L, "Modeling the back gate effects of AlGaIn/GaN HEMTs," *J. Comput. Electron.* **13**, 4 (2014) 872-876.
- [5] Kim, D. H, "Performance evaluation of 50 nm In_{0.7}Ga_{0.3}As HEMTs for beyond-CMOS logic applications," *IEEE International Electron Devices meeting. IEDM Technical Digest* (2005) 767-770.
- [6] Zafar S, Kashif A, Hussain S, Akhtar N, Bhatti N, Imran M, "Designing of double gate HEMT in TCAD for THz applications, " in 10th International Bhurban conference on applied

- sciences & technology (IBCAST), 2013 Jan 15–19, Islamabad, Pakistan: IEEE Xplore, (2013) 402–5.
- [7] Kim DH, Del Alamo JA. Scalability of sub-100 nm thin-channel InAs PHEMTs. In: Proceedings of the IEEE international conference on indium phosphide & related material, 2009 May 10–14, Newport Beach, CA, USA. IEEE Xplore, (2009) 132–5.
- [8] Saravana Kumar Radhakrishnan, Baskaran Subramaniyan, Mohanbabu Anandan, Mohankumar Nagarajan. Comparative assessment of InGaAs sub-channel and InAs composite channel double gate (DG)-HEMT for sub-millimeter wave applications. *Int. J. Electron. Commun. (AEÜ)* **83** (2018) 462–469.
- [9] Kim, D.H, "Lateral and vertical scaling of In_{0.7} Ga_{0.3} As HEMTs for post-Si-CMOS logic applications," *IEEE Trans. Electron Devices*. **55**, 10 (2008) 2546–2553.
- [10] Gomes, U.P, Impact of aspect ratio on the logic performance of strained In_{0.53}Ga_{0.47}As metamorphic HEMT. *J. Electron Devices* **13** (2012) 939–944.
- [11] Vasallo, B.G, "Comparison between the dynamic performance of double- and single-gate AlInAs/InGaAs HEMTs," *IEEE Trans. Electron Devices* **54**, 11 (2007) 2815–2822.
- [12] Vasallo, B. G., Wichmann, N., Bollaert, S., & Roelens, Y., "Comparison Between the Dynamic Performance of Double- and Single-Gate AlInAs/InGaAs HEMTs," *IEEE Trans. on Electron. Devices* **54-11** (2007) 2815-2822.
- [13] Rathi, S., Jogi, J., Gupta, M., & Gupta, R. S., "Modeling of heterointerface potential and threshold voltage for tied and separate nanoscale InAlAs-InGaAs symmetric double-gate HEMT," *Microelectronics Reliability* **49** (2009) 1508–1514.
- [14] Vasallo BG, Wichmann N, Bollaert S, Roelens Y., "Comparison between the dynamic performance of double- and single-gate AlInAs/InGaAs HEMTs," *IEEE Trans. Electron. Devices* **54-11** (2007) 2815–22.
- [15] ATLAS user's manual www.silvaco.com, chapter 2: defining material parameters, models and choosing numerical methods, (2004) pp. 27-38.
- [16] Ougazzaden A, Gautier S, Moudakir T, Djebbour Z, Lochner Z, Choi S, KimHJ, Ryou JH, Dupuis RDand Sirenko AA, "Band gap bowing in B_xGaN thin films," *Appl. Phys. Lett.* **93** (2008) 083118.
- [17] Lachebi A, Abid H, Driz Mand Al-Douri Y, "First-principles study of cubic B_x Ga_{1-x} N alloys" *Int. J. Nanoelectron. Mat* **1** (2008) 81–90.
- [18] Pardeshi, H. M., Raj, G., Pati, S., Kumar, N. M., & Sarkar, C. K, "Performance assessment of gate material engineered AlInN/GaN underlap DG MOSFET for enhanced carrier transport efficiency," *Superlattices and Microstructures* **60** (2013) 10–22.
- [19] Hayati M, Akhlaghi B, "An extraction technique for small signal intrinsic parameters of HEMTs based on artificial neural network" *Int J Electron Commun* **67** (2013) 123–9, (AEÜ).
- [20] Mohankumar N, Syamal B, Sarkar CK, "Influence of channel and gate engineering on the analog and RF performance of DG MOSFETs," *IEEE Trans. Electron. Devices* **57-4** (2010) 820–6.
- [21] Murugapandiyan P, Ravimaran S, William J, "DC and microwave characteristics of Lg 50nm T-Gate InAlN/AlN/GaN HEMT for future high power RF applications," *Int J Electron Commun (AEÜ)* **77** (2017) 163–8.
- [22] N. Wichmann, I. Duszyns, S. Bollaert, J. Mateos, X. Wallad, A. Gappy, "100nm InAlAs/InGaAs Double-Gate HEMT using transferred substrate," *IEEE* (2004) 41,2,1- 41,2,4.
- [23] B. G. Vasallo , N. Wichmann, S. Bollaert, A. Cappy, T. Gonzalez, D. Pardo & J. Mateos. "Monte Carlo Comparison between InP-Based Double-Gate and Standard HEMTs," *Proceedings of the 1st European Microwave Integrated Circuits Conference*, (2006) 304-307, Manchester UK.
- [24] Beatriz G. Vasallo, Nicolas Wichmann, Sylvain Bollaert, Yannick Roelens, Alain Cappy, Senior Member, IEEE, Tomás González, Senior Member, IEEE, Daniel Pardo & Javier Mateos, "Comparison Between the Dynamic Performance of Double- and Single-Gate AlInAs/InGaAs HEMTs," *IEEE Trans on electron devices* **54**, 11 (2007).

- [25] S. Zafar a. b, A. Kashifa, S. Hussain b, N. Akhtar a, N. Bhatti a & M. Imran a, "Designing of Double Gate HEMT in TCAD for THz Applications," Proceedings of 2013 10th International Bhurban Conference on Applied Sciences & Technology (IBCAST) Islamabad, Pakistan, 15th - 19th Jan. 2013.
- [26] Saravana Kumar R, Mohanbabu A, Mohankumar N & Godwin Raj D, "Simulation of InGaAs Sub-channel DG-HEMTs for analog / RF applications," International Journal of Electronics, (2017) 1-21.
- [27] SaravanaKumar R, Mohanbabu A, Mohankumar N, Godwin Raj D, "In_{0.7}Ga_{0.3}As/ InAs/In_{0.7}Ga_{0.3}As composite-channel double-gate (DG)-HEMT devices for high frequency applications," J Comput Electron, 16. 10.1007/s10825-017-0991-x, 2017.
- [28] Park, P.S, "Simulation of short-channel effects in N- and Ga-polar AlGa_N/Ga_N HEMTs," IEEE Trans. Electron Devices **58**, 3 (2011) 704–708.

Résumé

Les transistors à effet de champ à double-hétérojonction (DH-FETs) à base des matériaux nitrurés apparaissent comme les meilleurs candidats pour les applications de puissance et hyperfréquence. Ces transistors intéressent les domaines militaire et civil.

Notre travail consiste à simuler un transistor DH-FET à base des matériaux binaires-ternaires innovants (B,Ga,Al,In)N , afin d'améliorer ses performances fréquentielles. L'utilisation de ces matériaux nous a permis d'avoir de meilleures performances en termes de courant de sortie, tension de seuil, rapport I_{on}/I_{off} , courant de fuite de la grille, fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation.

Mots clés : GaN, AlN, InN, AlGaIn, B GaN, InGaIn, AlN, transistor à effet de champ à double hétérojonction (DHFET), gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG), puissance, hyperfréquence.

Abstract

Double-heterojunction field effect transistors (DH-FETs) based on nitride materials appear as the best candidates for power and microwave applications. These transistors have a great interest in military and civilian field.

Our work consists in simulating a DH-FET transistor based on innovative binary-ternary materials (B,Ga,Al,In)N, in order to improve its frequency performance. The use of these materials has allowed us to have better performance in terms of output current, threshold voltage, I_{on}/I_{off} ratio, gate leakage current, transition frequency and maximum oscillation frequency.

Key words: GaN, AlN, InN, AlGaIn, B GaN, InGaIn, AlN, double heterojunction field effect transistor (DHFET), two-dimensional electron gas (2DEG), power, microwave.

ملخص

المقائل ذات تاثير المجال من نوع (DH-FETs) على اساس مواد نترات ظهرت كأفضل عناصر إلكترونية لإستعمالها في تطبيقات إلكترونية ذات طاقة عالية و ترددات مرتفعة. هذا نوع من المقائل لديه أهمية في تطبيقات عسكرية و مدنية. يتركز عملنا على دراسة مقفل من نوع (DH-FETs) متكون من مزيج من مواد ثنائية-ثلاثية (B,Ga,Al,In)N لتحسين ميزات و أداء مقفل. بإستعمال هذه المواد تم تحصل على أفضل ميزة من حيث: تيار الخروج ، توتر عتبة ، نسبة I_{on} / I_{off} ، تيار تسرب البوابة و تردد.

الكلمات المفتاحية: GaN ، AlN ، InGaIn ، B GaN ، AlGaIn ، InN ، AlN ، GaN ، مقفل تأثير المجال المزوج (DHFETs)، غاز الإلكترون ثنائي الأبعاد (2DEG) ، الطاقة ، ترددات عالية.