

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 diplôme de **DOCTORAT 3^{ème} Cycle**

En : Electronique

Spécialité : Microélectronique

Par : GUENINECHE Lotfi

Sujet

Simulation et contribution à l'amélioration des performances de transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) de puissance hyperfréquence à base du système BGaN/GaN

Soutenue publiquement, le 14 / 12 / 2016, devant le jury composé de :

Mr. GHAF FOUR Kheireddine	Professeur	Univ. Tlemcen	Président
Mr. HAMDOUNE Abdelkader	Professeur	Univ. Tlemcen	Directeur de thèse
Mr. LASRI Boumédiène	Professeur	Univ. Saïda	Examineur 1
Melle Ameer Kheira	MCA	Univ. Sidi Bel Abbès	Examineur 2

Remerciements

Dédicace

*Au nom de **DIEU**, le clément, le très
miséricordieux*

Nous dédions ce travail à :

Nos très chers parents et grands parents

A toute la famille

A tous nos amis

A toute personne qu'on aime et qui nous aime

A tous ceux qui ont partagé notre joie et peines

Remerciements

Je remercie avant tout Dieu, le tout puissant, qui ma donné le courage, la patience, la volonté et la force nécessaire, pour affronter toutes les difficultés et tous les obstacles qui se sont hissés à travers mon chemin, tout au long de ce travail.

J'adresse mes remerciements :

Tous d'abord à mes chers parents, merci d'avoir été là toutes ces années, de m'avoir aidé à faire ce très long parcours, merci aussi de m'avoir guidé vers le droit chemin ; je suis très heureux d'avoir enfin réussi à avoir mon diplôme de fin d'étude. Que DIEU m'aide à continuer.

*Mes vifs remerciements à mon directeur de thèse Mr **HAMDOUNE ABDELKADER** pour le sujet qu'il m'a proposé et pour m'avoir encadré durant ce projet de recherche, pour sa disponibilité, son aide et sa bonne humeur durant toutes les étapes de ce mémoire. Son dévouement, conseils scientifiques*

et suivis, ont permis de mener ce travail à terme. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance et tous mes remerciements.

*Mes sincères Remerciements et ma profonde gratitude vont également à monsieur **GHAFFOUR Kheir-Eddine** professeur à l'université Abou-Bakr Belkaid Tlemcen de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance, à monsieur **LASRI Boumédiène** professeur à l'université de SAIDA et **Melle Ameer Kheira** maître de conférences à l'université de Sidi Bel Abbès pour l'honneur qu'ils m'accordent, en acceptant de juger ce travail et être membres de jury.*

Je tiens à remercier sincèrement, tous les membres de la faculté de Technologie et aussi tous mes collègues de poste graduation Microélectronique pour leurs encouragements.

Et enfin merci à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin durant l'accomplissement de mes études.

Table des Matières

Sommaire

Introduction	1
 Chapitre 1 : Composés binaires et ternaires (B,Al,Ga)-N	
1.1 Introduction	3
1.2 Nitrure de gallium GaN	4
1.2.1 Généralités	4
1.2.2 Propriétés structurales.....	4
a- La structure blende de zinc :	4
b- La structure wurtzite :	5
1.2.3 Propriétés électroniques.....	5
1.2.4 Polarisation spontanée et piézoélectrique	6
1.2.5 Contrainte biaxiale	8
1.2.6 Propriétés thermiques	8
1.2.6.1 Conductivité thermique.....	9
1.2.6.2 Chaleur spécifique.....	9
1.2.6.3 Température de Debye	9
1.2.7 Ionisation par impact	9
1.2.8 Techniques de croissance du GaN.....	10
1.2.8.1 Technique MOCVD	10
1.2.8.2 Technique MBE	11
1.2.9 Avantages du GaN.....	11
1.3 Nitrure de bore BN	12
1.3.1 Propriétés des nanotubes de nitrure de bore	13
1.3.1.1 Propriétés structurales	13
a. La phase hexagonale (hBN)	14
b. La phase cubique (cBN).....	14
c. Les phases wurtzite (wBN) et (rBN)	14

1.3.1.2 Propriétés mécaniques.....	15
1.3.1.3 Propriétés électroniques et optiques.....	15
1.3.1.4 Propriétés chimiques	16
1.3.1.5 Propriétés d'émission sous champ	16
1.4 Nitrure d'aluminium AlN	17
1.4.1 Propriétés	18
1.4.1.1 Propriétés structurales	18
1.4.1.2 Autres propriétés et domaines d'applications	19
1.5 Nitrure d'aluminium de gallium AlGaN	21
1.5.1 Introduction	21
1.5.2 Propriétés du ternaire $Al_xGa_{1-x}N$	21
1.5.2.1 Variation du gap d' $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de la fraction de mole x (Al)	21
1.5.2.2 Paramètre de courbure	23
1.5.3 Dopage.....	24
1.5.3.1 Dopage de type n	24
1.5.3.2 Dopage de type p	24
1.5.4 Vitesse de saturation dans $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de x.....	25
1.5.5 Mobilité des électrons dans $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de x.....	26
1.5.6 Super réseaux	27
1.5.7 Spectre de photoluminescence d'AlGaN	27
1.5.7 Elaboration du ternaire AlGaN.....	28
1.5.7.1 Principe d'élaboration	28
1.5.7.2 Incorporation d'Al dans GaN.....	29
1.5.7.3 Incorporation de Ga dans AlN	32
1.6 Alliage B GaN	33
1.6.1 Introduction	33
1.6.2 Propriétés électroniques, optiques et structurales du B GaN	34

Conclusion.....	35
Références Chapitre 1	36

Chapitre 2 : Transistor HEMT AlGaIn/GaN

2.1 Historique du transistor	43
2.2 Transistors à effet de champ.....	43
2.2.1 Transistors MOSFETs et LDMOS	43
2.2.2 Transistor MESFET.....	45
2.3 HEMT AlGaIn/GaN	47
2.3.1 Fonctionnement du HEMT	47
2.3.1.1 Structure physique.....	48
2.3.1.2 Principe de fonctionnement de l'hétérojonction	50
2.3.1.3 Gaz électronique à deux dimensions.....	52
2.3.1.4 Influence de la contrainte.....	54
2.3.1.5 Influence du taux d'aluminium.....	56
2.3.1.6 Influence de l'épaisseur de la barrière	56
2.3.1.7 Transistor pHEMT AsGa.....	57
2.3.2 Modèle électrique et grandeurs internes du HEMT.....	57
2.3.2.1 Schéma équivalent	57
2.3.2.2 Conductance de sortie	58
2.3.2.3 Capacité grille-source	58
2.3.2.4 Capacité grille-drain.....	59
2.3.2.5 Capacité drain-source.....	59
2.3.2.6 Résistances et éléments parasites d'accès.....	59
2.3.3 Caractérisation électrique du HEMT	60
2.3.3.1 Caractéristique de sortie.....	60
2.3.3.2 Caractéristique de transfert et transconductance.....	62
2.3.3.3 Fréquence de transition et fréquence d'oscillation maximale.....	63

2.3.3.4	Facteur de bruit	63
2.3.3.5	Puissance de sortie	64
2.3.3.6	Gain en puissance.....	65
2.3.3.7	Rendement en puissance ajoutée	65
2.3.4	Effets limitatifs dans le HEMT.....	66
2.3.4.1	Effets de pièges	66
2.3.4.1.1	Différents mécanismes de piégeage	66
2.3.4.1.2	Pièges de surface	66
2.3.4.1.3	Pièges de substrat	68
2.3.4.2	Effets thermiques	69
2.3.4.3	Effet coude	69
2.3.4.4	Effets de canal court.....	71
2.3.4.4.1	Explication du mécanisme	71
2.3.4.4.2	DIBL et pente sous-seuil	73
2.3.4.5	Ionisation par impact.....	73
	Conclusion.....	74
	Références Chapitre 2	75

Chapitre 3 : Résultats et discussions

3.1	Introduction	81
3.2	Logiciel TCAD-SILVACO	81
3.2.1	Présentation du logiciel	81
3.2.2	Principe de fonctionnement du simulateur TCAD-SILVACO.....	82
3.2.2.1	Équations de base utilisées.....	82
a-	L'équation de Poisson :	82
b-	Les équations de continuité :.....	82
3.2.2.2	Modèles physiques utilisés	83
a-	Modèles de porteurs statistiques :	83
b-	Modèles de la mobilité des porteurs de charge :	83

c- Modèles de recombinaison :.....	83
d- Modèles d'ionisation par impact :.....	84
3.2.2.3 Module ATLAS	84
3.2.2.4 Module DECKBUILD	85
3.2.2.5 TONYPLOT	86
3.3 Simulation du HEMT AlGa _N /Ga _N /BGa _N	86
3.3.1 Introduction	86
3.3.2 Spécification de la structure étudiée	86
3.3.3 Spécification du maillage	87
3.3.4 Paramètres, modèles et méthodes numériques de calcul	89
3.3.5 Résultats et discussions	89
3.3.5.1 Etude comparative entre un HEMT AlGa _N /Ga _N et un HEMT AlGa _N /Ga _N /BGa _N avec une couche arrière B _{0.01} Ga _{0.99} N de 5 nm	89
3.3.5.1.1 Diagrammes de bandes.....	90
3.3.5.1.2 Etude statique	91
3.3.5.1.2.1 Caractéristiques de sortie ($I_{DS} - V_{DS}$)	91
3.3.5.1.2.2 Caractéristiques de transfert ($I_{DS} - V_{GS}$).....	92
3.3.5.1.3 Etude dynamique	93
3.3.5.1.3.1 Transconductance gm	93
3.3.5.1.3.2 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation	94
3.3.5.2 Etude de la structure AlGa _N /Ga _N /BGa _N avec une couche arrière B _{0.02} Ga _{0.98} N de 5 nm	95
3.3.5.2.1 Caractéristique de sortie	95
3.3.5.2.2 Caractéristique de transfert.....	96
3.3.5.2.3 Transconductance	97
3.3.5.2.4 Courant de fuite	98
3.3.5.2.5 Tension de claquage	99
3.3.5.2.6 Drain lag	100
3.3.5.2.7 Gate lag	100
3.3.5.2.7 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation	101
3.3.5.2.8 Abaissement de barrière induit par drain (DIBL)	102
3.3.5.2.9 Pente sous-seuil	103
3.3.5.2.10 Puissance de sortie maximale.....	103

3.3.5.3 Effets des paramètres physiques et technologiques sur les performances du HEMT avec $B_{0,02}Ga_{0,98}N$ back-barrier	104
3.3.5.3.1 Effets de la longueur de grille	104
3.3.5.3.1.1 Champ électrique	104
3.3.5.3.1.2 Caractéristique de sortie	105
3.3.5.3.1.3 Caractéristique de transfert	106
3.3.5.3.1.4 Transconductance dynamique	107
3.3.5.3.1.5 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation	107
3.3.5.3.2 Effets de la distance grille-source	109
3.3.5.3.2.1 Caractéristique de sortie et transconductance	109
3.3.5.3.2.2 Caractéristique de transfert	110
3.3.5.3.2.3 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation	111
3.3.5.3.3 Effets de l'épaisseur de la couche donneuse	112
3.3.5.3.3.1 Caractéristique de sortie et transconductance	112
3.3.5.3.3.2 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation	113
3.3.5.3.4 Effets du dopage de la couche donneuse	113
3.3.5.3.4.1 Caractéristique de sortie et transconductance	113
3.3.5.3.5 Effets de la température	114
3.3.5.3.5.1 Caractéristique de sortie et transconductance	114
3.3.5.3.5.2 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation	115
3.3.5.4 Influences de la concentration du bore et de l'épaisseur de la couche arrière (Back-Barrier) B GaN sur les performances du HEMT	116
4.2.5.5.1 Diagramme de bande	116
4.2.5.5.2 Effets de la concentration du bore	117
4.2.5.5.2.1 Caractéristique de sortie et transconductance	117
4.2.5.5.2.2 Caractéristique de transfert	119
4.2.5.5.2.3 Fréquence de transition et fréquence d'oscillation maximale	120
4.2.5.5.3 Effets de l'épaisseur de la couche arrière	121
4.2.5.5.3.1 Caractéristique de sortie et transconductance	121
4.2.5.5.3.2 Fréquence de transition et fréquence d'oscillation maximale	122
Conclusion	123
Références Chapitre 3	124

Conclusion générale et perspectives	127
Articles	128
Résumé	129

Liste des figures

Chapitre 1 : Composés binaires et ternaires (B,Al,Ga)-N

Figure 1-1 : Structure cristalline du GaN cubique.	4
Figure 1-2 : Structure cristalline du GaN hexagonale.....	5
Figure 1-3 : Polarisation spontanée.....	6
Figure 1-4 : Charges en surface du GaN hexagonal.....	7
Figure 1-5 : Phénomène d'ionisation par impact (e_{i-} : électron à l'état initial, e_{f-} : électron à l'état final, e_{s-} : électron secondaire créé, e_{s+} : trou secondaire créé).....	10
Figure 1-6 : Diagramme de phase du nitrure de bore	13
Figure 1-7: Illustration des structures cristallines de BN.....	13
Figure 1-8 : Maille hexagonale AlN.	19
Figure 1-9: Variation du gap dans $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de la mole Al	22
Figure 1-10 : A : Variation du gap de l'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ cubique en fonction de la concentration en aluminium , B : même variation calculée pour la phase hexagonale des alliages avec et sans contraintes.	23
Figure 1-11: Vitesse de saturation des électrons dans $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de la fraction molaire Al.....	26
Figure 1-12 : Mobilité des électrons dans $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de la fraction molaire Al.....	27
Figure 1-13 : Spectres de luminescence à 10 K d'échantillons (Al,Ga)N non intentionnellement dopés, pour diverses compositions en aluminium. L'élargissement et l'augmentation du couplage avec le réseau de la luminescence d'excitons liés pour des compositions en Al croissantes.	28
Figure 1-14 : Principe d'élaboration des alliages ternaires.....	29
Figure 1-15 : Evolution des oscillations de RHEED en fonction de la température de la cellule d'Al en présence de Ga sur GaN. Pour l'ajustement des conditions riche N du GaN, la température de la cellule de Ga est fixée à 980°C, le flux de N ₂ est de 0.5ccm. La température du substrat est de 700°C.....	30
Figure 1-16 : Evolution du transitoire en fonction du flux d'Al quand la surface de GaN est exposée (a) à Al seul, (b) à l'ensemble Al et Ga sur la surface de GaN. Pour ce dernier cas, la température de la cellule de Ga est fixée à 1030°C.....	31
Figure 1-17 : (a) Evolution des oscillations de RHEED en fonction de la température de la cellule de Ga en présence d'Al. La température du substrat est de 700°C et le flux de N ₂ est de 0.5 ; (b) Vitesse de croissance de l'alliage AlGa _x N en fonction de la température de Ga en	

présence d'Al avec les températures suivantes 1020°C (carrés fermés), 1060°C (cercles fermés), 1100°C (losanges fermés) et transitoire avec 1100°C (losanges ouverts).	32
Figure 1-18 : Diagramme du gap des composés (B, Al, Ga, In)-N en fonction de leurs paramètres de maille.....	34
Figure 1-19 : Caractérisation électrique de 600 nm de B _{0.2} Ga _{0.8} N posé sur substrat AlN : résistivité en fonction de la fraction molaire du bore. L'encart montre la densité et la mobilité des porteurs en fonction de la fraction molaire de bore.....	35

Chapitre 2 : Transistor HEMT AlGa_{0.3}N/GaN

Figure 2-1: Structure de base d'un transistor MOSFET à canal n.	43
Figure 2-2: Vue en coupe d'un transistor LDMOS.....	45
Figure 2-3: Vue en coupe d'un transistor MESFET SiC.	46
Figure 2-4: Vue en coupe et polarisation d'un MESFET SiC.....	46
Figure 2-5: Vue en coupe d'un HEMT AlGa _{0.3} N/GaN [8].	48
Figure 2-6: Structure physique d'un HEMT.	49
Figure 2-7: Niveaux d'énergie des matériaux mis en jeu dans l'hétérojonction.	51
Figure 2-8: Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle.	51
Figure 2-9: Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée non nulle.	52
Figure 2-10: Mise en évidence de la formation du 2DEG à l'interface AlGa _{0.3} N/GaN [13].	53
Figure 2-11: Les configurations de l'état de contrainte et de la densité de charges surfaciques de l'hétérostructure AlGa _{0.3} N/GaN [13].....	54
Figure 2-12: La densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière AlGa _{0.3} N. Le taux d'Aluminium dans la barrière est de 27% [16].	56
Figure 2-13 : Représentation schématique des éléments électriques d'un transistor HEMT AlGa _{0.3} N/GaN.....	57
Figure 2-14 : Modèle électrique petit signal d'un HEMT.	58
Figure 2-15 : Caractéristiques I(V) d'un HEMT classique.....	60
Figure 2-16 : Caractéristique de transfert et transconductance d'un transistor HEMT AlGa _{0.3} N/GaN.....	63
Figure 2-17 : Droite de charge optimale pour l'obtention du maximum de puissance de sortie.	65
Figure 2-18 : Représentation en coupe des effets de grille virtuelle.....	67

Figure 2-19: Représentation en coupe des effets de self-backgating.	69
Figure 2-20 : Réseau de courbes $I_{DS}(V_{DS})$ avec effet Kink (ON) et sans effet Kink (OFF) [44].	70
Figure 2-21 : Vitesse électronique, énergie et champ électrique lors du transit.	72

Chapitre 3 : Résultats et discussions

Figure 3-1 : Modules utilisés dans la simulation par TCAD SILVACO.	85
Figure 3-2 : Groupes de commande ATLAS avec les états primaires dans chaque groupe. ...	85
Figure 3-3 : Structure du HEMT AlGaIn/GaN/BGaIn simulé.....	88
Figure 3-4 : Maillage du HEMT AlGaIn/GaN/BGaIn simulé.	88
Figure 3-5 : Coupes schématiques des deux HEMTs simulés (La figure n'est pas à l'échelle).	90
Figure 3-6 : Diagrammes de bandes d'énergie des deux HEMTs.	90
Figure 3-7 : Courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension drain-source (V_{DS}), pour différentes valeurs de tension grille-source (V_{GS}).	91
Figure 3-8 : Tracés linéaire et logarithmique du courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}), à $V_{DS} = 8 \text{ V}$	93
Figure 3-9 : Transconductance (g_m) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}), à $V_{DS} =$ 8 V	93
Figure 3-10 : Gain en puissance unilatéral et gain en courant (logarithmiques) en fonction de la fréquence.	94
Figure 3-11: Courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour différentes valeurs de V_{gs}	96
Figure 3-12: Courant drain-source en fonction de la tension grille-source, à $V_{DS} = 8 \text{ V}$	97
Figure 3-13: Evolution de la transconductance en fonction de V_{GS} , à $V_{DS} = 8 \text{ V}$	98
Figure 3-14: Evolution du courant grille en fonction de la tension grille.	98
Figure 3-15: Tension de claquage.	99
Figure 3- 16: Courant drain en régime transitoire (Drain lag).	100
Figure 3-17: le courant drain en régime transitoire Gate lag.	101
Figure 3-18 : Gain en puissance unilatéral et gain en courant (logarithmiques) en fonction de la fréquence.	101
Figure 3-19 : Courant drain en fonction de la tension grille, pour $V_{DS} = 8 \text{ V}$ et 16 V	102
Figure 3-20: Courant drain en fonction de la tension grille, pour $V_{DS} = 8 \text{ V}$	103

Figure 3-21: Evolution du champ électrique à l'intérieur du composant, à différentes longueurs de grille.	105
Figure 3-22: Courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour différentes longueurs de grille, à $V_{GS} = 0$ V.	105
Figure 3-23: Courant drain-source en fonction de la tension grille-source pour différentes longueurs de grille, à $V_{DS} = 8$ V.	106
Figure 3-24 : Evolution de la transconductance en fonction de V_{GS} à $V_{DS} = 8$ V, pour différentes valeurs de L_g	107
Figure 3-25 : Fréquence de coupure en fonction de la longueur de grille,	108
Figure 3-26: Fréquence maximale d'oscillation en fonction de la longueur de grille,	108
Figure 3-27: (a) Evolution du courant drain en fonction de la tension drain pour différentes valeurs de L_{gs} . (b) Evolution de la transconductance en fonction de la tension grille pour différentes valeurs de L_{gs}	109
Figure 3-28: Courant drain-source en fonction de la tension grille-source pour différents espacements grille-source, à $V_{DS} = 8$ V.	110
Figure 3-29: Evolution de la fréquence de coupure et de la fréquence maximale d'oscillation en fonction de la distance Grille-Source (L_{gs}).	111
Figure 3-30: Pour différentes épaisseurs de la couche donneuse (a) Courant drain en fonction de la tension drain, (b) Transconductance en fonction de la tension grille.	112
Figure 3-31: Fréquence de coupure (f_t) et fréquence maximale d'oscillation (F_{max}) en fonction de l'épaisseur de la couche donneuse.	113
Figure 3-32: Pour différentes dopages de la couche donneuse (a) Courant drain en fonction de la tension drain, (b) Transconductance en fonction de la tension grille.	114
Figure 3-33: A différentes températures (a) Courant drain en fonction de la tension drain, (b) Transconductance en fonction de la tension grille.	115
Figure 3-34: Fréquence de coupure et fréquence maximale d'oscillation en fonction de la température.	116
Figure 3-35: Diagrammes de bandes d'énergie ; a) pour une épaisseur de 5 nm de la couche arrière et pour des concentrations en bore différentes (1% à 4%), b) pour une concentration en bore de 2% et différentes épaisseurs de la couche arrière (20 nm à 110 nm).	117
Figure 3-36: Pour différentes valeurs de la concentration en bore (a) Courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension drain-source (V_{DS}), (b) Transconductance (g_m) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}), à $V_{DS} = 8$ V.	118

Figure 3-37: Evolution du tracé linéaire logarithmique du courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}), à $V_{DS} = 8 \text{ V}$	119
Figure 3-38: Gain en courant et gain en puissance, en fonction de la fréquence pour différentes concentrations de bore.....	120
Figure 3-39: Pour différentes épaisseurs de la couche arrière B GaN ; (a) Courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension drain-source (V_{DS}) à $V_{GS} = 0 \text{ V}$, (b) Transconductance (g_m) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}) à $V_{DS} = 8 \text{ V}$	121
Figure 3-40: Gain en courant et gain en puissance pour différentes épaisseurs de couche arrière B GaN.	122

Liste des tableaux

Chapitre 1 : Composés binaires et ternaires (B,Al,Ga)-N

Tableau 1-1 : Principaux paramètres physiques des semiconducteurs.....	6
Tableau 1-2 : Paramètres de maille des structures cristallines de BN.....	13
Tableau 1-3 : Propriétés d'AlN.	20
Tableau 1-4 : Vitesse de saturation en fonction de la fraction molaire d'aluminium.	25
Tableau 1-5 : Mobilité des électrons dans $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de la fraction molaire Al.	26

Chapitre 3 : Résultats et discussions

Tableau 3-1: Evolutions des caractéristiques DC en fonction de la distance grille source.....	109
Tableau 3-2: Evolution de la fréquence de coupure et la fréquence maximal en fonction de la distance Grille Source	111

Liste des Abréviations

Liste des abréviations

a: paramètre de maille

A : l'air de la jonction.

b : paramètre de courbure

B : la bande passante effective du photodétecteur

D : coefficient de diffusion des minoritaires

Eg : énergie de gap d'un matériau

Ec : champ critique

f: la fréquence de modulation

ft : fréquence de coupure du montage

fmax : fréquence maximal d'oscillation

g(x) : le taux de génération de paires électron -trou

h : la constante de Planck.

Iph: photo courant

Igen: courant de génération

Idiff : courant de diffusion

Iobs: courant d'obscurité

K : constante de BOLTZAMAN

L : la distance entre les contacts,

M : gain- contrôlable la tension inverse

N : la fréquence de l'onde lumineuse

n : indice de réfraction

ND : est la concentration en impuretés de la zone moins dopée

Popt : la puissance optique de la lumière incidente

P : pression

q : la charge des électrons,

R : coefficient de réflexion

S : la section conductrice

T : température

V : potentiel de polarisation,

Vinv : tension inverse

Vbi : le potentiel de diffusion de la jonction

x : distance entre la zone d'absorption et la zone d'appauvrissement

α : coefficient d'absorption

α_i , β_i : sont respectivement les coefficients d'ionisation des électrons et des trous.

ϵ : est la permittivité diélectrique du matériau.

n_s : densité de porteurs de charge

n_i : densité de porteurs de charge intrinsèque

v_s : vitesse de saturation cm/s

β : Gain en courant

μ : mobilité d'électron

P_s : puissance de sortie

P_E : puissance d'entrée

G_p : Gain en puissance

PAE η : rendement en puissance ajouté

E : Champ électrique

LG : longueur de grille

L_{gs} : distance grille source

g_m : transconductance intrinsèque du canal

GM : Gain maximum

τ : délais de transit

g_{ds} : conductance intrinsèque du canal

R_{gd} : résistance de charge intrinsèque grille- drain

R_i : résistance de charge intrinsèque grille- source

C_{ds} : la capacité intrinsèque drain source

V_{ds} : voltage drain-source

V_{gs} : voltage grille-source

I_{ds} : courant intrinsèque drain-source

θ_h : résistance thermique

C_{pg} : capacité de pad grille source

C_{pd} : capacité de pad drain source

R_g : résistance extrinsèque de la grille

R_d : résistance extrinsèque du drain

R_S : résistance extrinsèque de la source

ω : fréquence angulaire

S : matrice de dispersion en régime petit signal

Z : matrice impédance en régime petit signal

Y : matrice admittance en régime petit signal

RF : radio fréquence

dB : decibel (W)

dBm : decibel (mW)

HEMT : high electron mobility transistor

FET : field effect transistor

MESFET : metal-semiconductor FET

2DEG : two-dimensional electron gas

MOCVD : metal organic chemical vapour deposition

Introduction Générale

Depuis les années 1990, la technologie du nitrure de gallium (GaN) suscite beaucoup d'intérêts dans les laboratoires industriels Américains, Japonais et Européens, le nitrure de gallium (GaN) a été considéré comme un matériau semiconducteur très intéressant et très prometteur pour ses potentialités d'applications en optoélectronique pour l'émission et l'absorption dans l'ultra-violet et en électronique de puissance.

Le GaN a su démontrer sa supériorité pour la réalisation de transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) grâce à ses propriétés physiques telles que la large bande d'énergie interdite, une mobilité électronique raisonnable, un fort champ de claquage et une grande stabilité chimique qui ont permis à ce matériau d'être un bon candidat pour les applications hyperfréquences à grande puissance et haute température. La fabrication du premier transistor à haute mobilité électronique (HEMT) à base d'une hétérostructure d'AlGaN/GaN a prouvé un grand intérêt et des avantages pour cette filière.

Aujourd'hui, les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) à base GaN sont devenus des candidats très prometteurs pour les applications hyperfréquences à grande puissance et haute température. Ils délivrent pratiquement le meilleur compromis puissance-fréquence dans un large domaine d'utilisation. Les applications possibles sont très vastes et couvrent les commutateurs de puissances, les amplificateurs de puissance (HPA) ainsi que les amplificateurs à faible bruit.

Bien que l'hétérostructure AlGaN/GaN offre des performances remarquables, elle reste limitée par des phénomènes de piégeages et thermiques ; plusieurs solutions sont proposées et ne reposent pas uniquement sur les améliorations technologiques (telles que la réduction de la longueur de grille, la passivation,...).

Notre thèse s'inscrit dans ce contexte ; elle consiste à simuler les performances électriques d'un HEMT qui contient une couche arrière (back-barrier) formée par le nitrure de gallium de bore (BGaN) et les comparer à celles du transistor sans cette couche.

Le manuscrit est composé de trois chapitres :

- Dans le premier chapitre ; nous présentons les différentes propriétés des nitrures du groupe III tels que le nitrure de gallium (GaN), le nitrure d'aluminium (AlN), le nitrure de bore (BN), le nitrure de gallium d'aluminium (AlGaN) et le nitrure de gallium de bore (BGaN).
- Dans le deuxième chapitre ; nous donnons les différents transistors à effet de champ avec leurs structures et leurs principes de fonctionnement. Nous donnons une étude détaillée des transistors HEMTs AlGaN/GaN, avec les différentes architectures qui existent, leurs performances réalisées jusqu'ici et leurs limites. Enfin, nous introduisons notre transistor à étudier.

- Le troisième chapitre est consacré à la simulation de notre structure avec et sans couche arrière BGaN. Ses performances sont calculées par l'intermédiaire du logiciel de simulation « SILVACO » aussi bien dans le régime continu que dans le régime dynamique ; l'intérêt de l'ajout de la couche BGaN est clarifié. La deuxième étape consiste à simuler les performances du HEMT AlGaN/GaN/BGaN en fonction de la concentration du bore et de l'épaisseur de la couche arrière BGaN.

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

Chapitre 1 :
Composés binaires et ternaires
(B,Al,Ga)-N

1.1 Introduction

Depuis quelques années, la technologie nitrure de gallium (GaN) est particulièrement utilisée pour l'amplification de puissance Radio Fréquence (RF) en raison des avantages physico-chimiques de ses alliages. Elle présente des propriétés électriques et thermiques exceptionnelles. En particulier, la grande largeur de bande interdite des nitrures de gallium et d'aluminium, et la possibilité d'alliages entre le nitrure de gallium (GaN), le nitrure d'aluminium (AlN) et le nitrure de bore (BN), ont rapidement suscité de grands espoirs pour ces matériaux en tant qu'émetteurs ou détecteurs de lumière visible ou ultra-violette (UV). Mais, malgré d'importants efforts notamment dans la recherche des dopants adéquats, les nitrures sont restés longtemps un sujet très subsidiaire par rapport aux autres composés III-V et à leurs développements. Les nitrures d'une manière générale sont des semi-conducteurs remarquables car ils couvrent l'ensemble du spectre visible ainsi que les ultraviolets. Ils permettent de réaliser des dispositifs optoélectroniques qui présentent de très bonnes performances.

Dans ce chapitre ; nous allons aborder l'élaboration et toutes les propriétés des matériaux binaires et ternaires tels que GaN, AlN, BN, AlGaN et B GaN.

1.2 Nitrure de gallium GaN

1.2.1 Généralités

Le nitrure de gallium GaN est un matériau sur lequel les recherches ont commencé dans les années 1960. Cependant le développement des nitrures a été limité par la mauvaise qualité du matériau obtenu et par la difficulté du dopage de type p. Néanmoins avec l'évolution des recherches, on arrive aujourd'hui à obtenir GaN de bonne qualité ainsi qu'une mise au point d'un dopage type p. Ces réalisations ont fait du nitrure de gallium l'axe de recherche principal dans plusieurs domaines, optoélectroniques et électroniques.

Le GaN a l'avantage d'avoir une bande interdite directe et large de 3.4 eV à 300 K ; de plus, par le fait de sa structure cristalline wurtzite et sa forte ionicité, il exhibe une variété de propriétés qui n'existe pas (ou moins importante) dans les semiconducteurs conventionnels. L'élément principal est l'effet des polarisations spontanée et piézoélectrique dont plusieurs études expérimentales et théoriques ont révélé l'importance dans la conception des composants à base d'hétérostructures de nitrures.

GaN est un semi-conducteur III-V ; il présente des tensions de polarisation et des densités de porteurs importantes, une conductivité thermique plus faible que le carbure de silicium mais trois fois plus élevée que l'arséniure de gallium. Pour indisponibilité de GaN massif à bas

coût, il est élaboré sur un autre substrat et cela entraîne des problèmes de paramètres de maille. Ce semi-conducteur présente également un champ de claquage élevé, cinq fois plus élevé que celui de l'arséniure de gallium ; ce critère permet une utilisation à de fortes puissances. Le nitrure de gallium offre également la possibilité de réaliser des hétérojonctions avec le BN et l'AlN, permettant la fabrication de transistors à haute mobilité électronique (HEMTs).

1.2.2 Propriétés structurales

GaN cristallise sous deux formes différentes, la structure hexagonale ou wurtzite (h-GaN), et la structure cubique (blende de zinc: c-GaN) [1].

a- La structure blende de zinc :

Cette structure est formée de deux sous réseaux cubiques à faces centrées comprenant chacun un type d'atome décalé d'un quart par rapport à la diagonale de la maille. Cette structure est thermodynamiquement instable et moins exploitée par rapport à l'autre type, la valeur de sa maille élémentaire est $a_0 = 4.511 \text{ \AA}$ à 300 K [1].

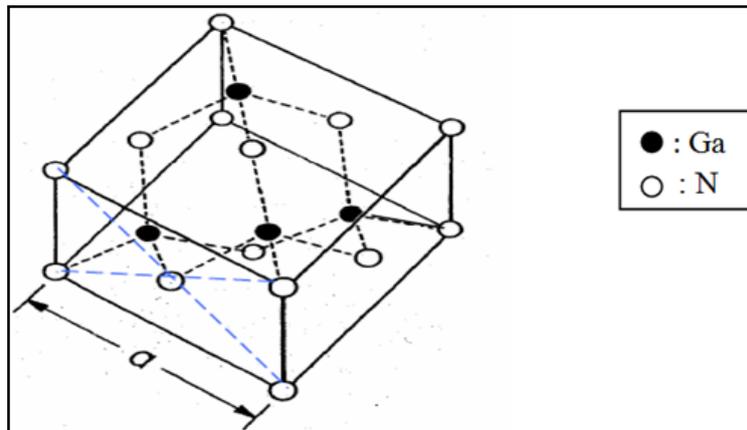


Figure 1-1 : Structure cristalline du GaN cubique.

b- La structure wurtzite :

La structure wurtzite est constituée de deux réseaux hexagonaux, l'un avec les atomes de gallium et l'autre avec les atomes d'azote, interpénétrés et décalés entre eux suivant l'axe c de $5/8$ de la maille élémentaire (Figure 1.2).

La structure wurtzite possède deux paramètres principaux, le paramètre de maille latéral $a_0 = 3.189 \text{ \AA}$ et le paramètre de maille vertical $c_0 = 5.185 \text{ \AA}$.

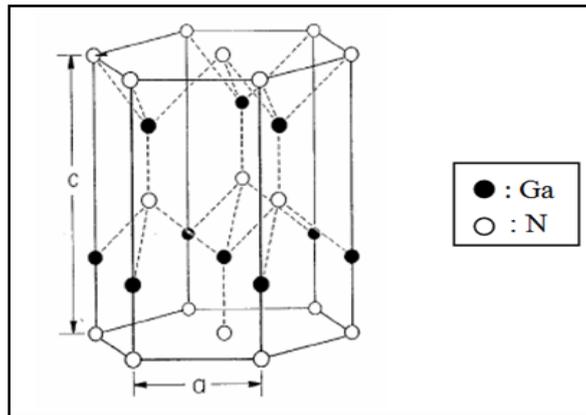


Figure 1-2 : Structure cristalline du GaN hexagonale.

1.2.3 Propriétés électroniques

La largeur de la bande interdite (E_g) mesure la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le haut de la bande de valence. Elle représente l'énergie que doit avoir un porteur de charge pour passer de la bande de valence dans la bande de conduction et participer au passage d'un courant. Le matériau GaN et le carbure de silicium (SiC) possèdent un gap deux fois plus grand que l'AsGa et l'InP. Grâce à cette particularité, la technologie GaN présente plusieurs caractéristiques électriques et physiques qui en font un semiconducteur idéal pour la puissance.

La largeur de cette bande a été estimée à 3.4 eV à température ambiante.

Le champ de claquage définit la tension maximale acceptable dans les composants ; il délimite donc immédiatement la puissance maximale que peut fournir un dispositif.

L'intérêt de l'utilisation des matériaux à grande bande interdite réside dans le fait qu'ils permettent de créer des hétérojonctions avec de fortes discontinuités. Ceci augmente directement la densité des porteurs dans le canal, c'est-à-dire la densité de courant.

De même ; une forte valeur de la bande interdite implique que la densité de porteurs intrinsèques reste faible même à haute température, ce qui restreint les courants de fuites dans les composants [3].

Dans le tableau 1.1, nous donnons les principaux paramètres physiques des semiconducteurs utilisés dans les composants de puissance, afin de comparer les différentes technologies [4, 5].

	GaN	InN	SiC	Si	AsGa	InP	BN
Bande interdite E_G (eV)	3.4	0.7	3.2	1.1	1.4	1.3	5.5
Champ de claquage (MV/cm)	3.3	1.2	3.5	0.3	0.4	0.5	2
Vitesse de saturation (10^7 cm/s)	2.5	1.8	2	1	1	1	--
Mobilité ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	1000	3.6	650	1500	8500	5400	200
Permittivité relative (ϵ)	9.5	15.3	10	11.8	11.5	12.5	6.85
Conductivité thermique K (W/cm.K)	1.5	0.45	4.2	1.5	0.5	0.7	6

Tableau 1-1 : Principaux paramètres physiques des semiconducteurs.

1.2.4 Polarisation spontanée et piézoélectrique

Dans une structure cristalline GaN de type wurtzite, les électrons de la bande de valence sont plus attirés par l'azote que par le gallium, à cause de sa forte électronégativité. Cette attraction entraîne la déformation de la structure tétraédrique et le rapport des paramètres de maille (c/a) devient plus faible que la valeur attendue ($c/a = 1.633$). La non concordance des barycentres des charges positives et négatives entraîne donc la création d'une polarisation dite spontanée.

En effet ; parmi les quatre atomes d'azote qui entourent l'atome de gallium, trois se trouvent dans le même plan cristallographique et le quatrième se trouve sur l'axe "c" (Figure 1.3).

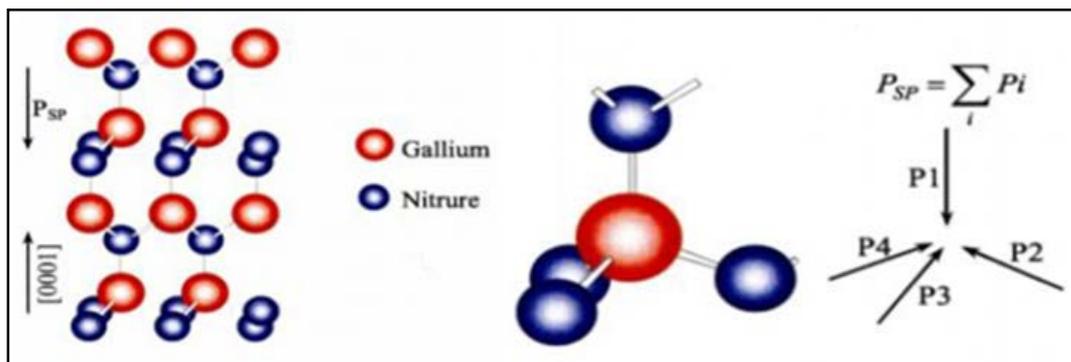


Figure 1-3 : Polarisation spontanée.

La somme vectorielle des moments dipolaires entre chaque atome d'azote et l'atome de gallium forme un moment dipolaire parallèle à l'axe "c" qui est à l'origine d'une polarisation macroscopique spontanée en l'absence de toute contrainte extérieure.

L'effet de cette polarisation spontanée dans le GaN wurtzite massif, se traduit par la création d'une succession de dipôles électriques qui sont à l'origine de la création d'un champ électrique (Figure I.4).

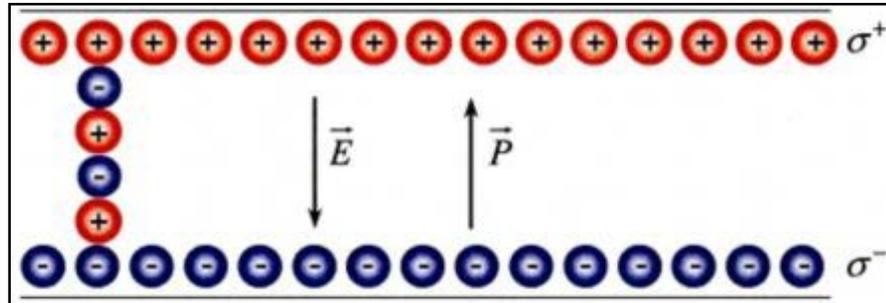


Figure 1-4 : Charges en surface du GaN hexagonal.

Un matériau est dit piézoélectrique lorsqu'il respecte deux comportements complémentaires. Premièrement ; lorsqu'il est soumis à des contraintes mécaniques, une distribution de charges électriques fixes apparaît dans son volume : on parle d'effet piézoélectrique direct. Deuxièmement ; s'il est soumis à un champ électrique, le matériau se déforme microscopiquement et dans le cas d'une structure libre (ex : poutres, membranes, etc.), cela se traduit par une déformation macroscopique. On parle alors d'effet piézoélectrique indirect. Dans les deux cas, les grandeurs électriques et mécaniques sont proportionnelles entre elles [6].

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

La polarisation piézoélectrique peut être exprimée en fonction des coefficients piézoélectriques e_{ij} et des constantes élastiques c_{ij} suivant la relation (1.1) [8].

$$P_{PZ} = 2 \frac{a-a_0}{a_0} \times \left(e_{31} - e_{33} \times \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) \quad (1.1)$$

1.2.5 Contrainte biaxiale

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

Au delà d'une certaine épaisseur critique, il y a relaxation des contraintes ; le matériau retrouve ses propres paramètres de maille ce qui engendre des défauts qui sont généralement des dislocations traversantes à l'interface.

En dessous de l'épaisseur critique, on parle de croissance pseudo-morphique. Le substrat et la couche ont le même paramètre de maille dans le plan de croissance, il n'y a pas de relaxation des contraintes. Plus le désaccord de maille est faible, plus l'épaisseur critique est grande.

L'utilisation d'une couche de nucléation déposée entre le substrat et les couches épitaxiées permet de relaxer le désaccord de maille. Ceci permet ainsi d'augmenter la valeur de l'épaisseur critique pour assurer une croissance pseudo-morphique pour toute la structure. Les couches présentant un intérêt pour le composant (couches actives) s'adaptent pour avoir le même paramètre de maille que celui de la couche de nucléation : elles sont parfaitement contraintes. Le nombre de défauts est ainsi limité dans la zone active et les performances de la structure sont améliorées.

L'utilisation de substrat GaN (homoépitaxie) réduit presque complètement le désaccord de maille entre les couches actives et le substrat. Ceci contribue à diminuer le nombre de défauts et améliorer ainsi les propriétés optiques [7].

1.2.6 Propriétés thermiques

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

1.2.6.1 Conductivité thermique

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

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad (1.2)$$

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

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

1.2.6.2 Chaleur spécifique

Dans un composant semi-conducteur, l'augmentation de la température entraîne une augmentation du nombre de phonons. La chaleur spécifique est le paramètre physique qui permet de relier les variations de la température du réseau au nombre de phonons présents dans le semi-conducteur, sa valeur peut être calculée à partir de la relation de Debye [8] :

$$C_p(T) = \frac{12\pi^4 \times R}{5} (T/T_D)^3 \quad (1.3)$$

Avec $R = 8.344 \text{ J/mol.K}$, T_D : température de Debye.

1.2.6.3 Température de Debye

La température de Debye T_D définit la valeur maximale des énergies de vibrations. Cette grandeur physique peut être déterminée à partir de la chaleur spécifique ou bien à partir des coefficients élastiques. Les valeurs les plus souvent données dans la littérature sont 700 K ou 650 K suivant les méthodes de calcul [6].

1.2.7 Ionisation par impact

L'ionisation par impact ou par choc apparaît dans un matériau, pour des champs électriques intenses. En effet ; un électron qui dérive dans un matériau sous l'effet d'un champ électrique, gagne de l'énergie sous forme cinétique et la transmet progressivement au cristal par le biais des nombreux chocs qu'il effectue avec les phonons du réseau. Ce processus assure la dissipation thermique de l'énergie potentielle perdue par les électrons. Cependant ; si le champ électrique est suffisamment intense, certains électrons pourront, au cours d'un vol libre, acquérir une énergie telle que leur impact sur un atome du réseau cristallin aboutit à la rupture d'une liaison et à la création d'une paire électron-trou. Ce processus, illustré par la figure 1.5, peut devenir cumulatif et conduire au phénomène d'avalanche. Cet effet est d'autant plus important que le gap du matériau est plus petit, l'énergie de seuil de l'ionisation par choc est approximativement égale à $1.5 E_g$ [31].

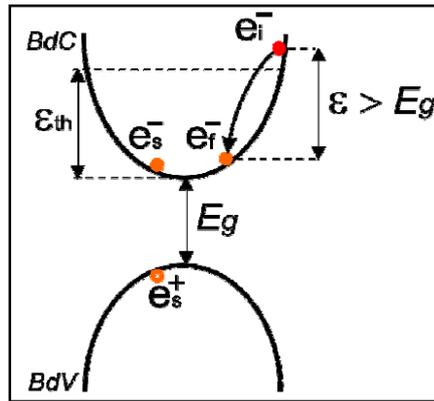


Figure 1-5 : Phénomène d'ionisation par impact (e_i^- : électron à l'état initial, e_f^- : électron à l'état final, e_s^- : électron secondaire créé, e_s^+ : trou secondaire créé).

1.2.8 Techniques de croissance du GaN

Pour fabriquer des dispositifs électroniques à partir des matériaux nitrures, l'élaboration de couches minces de bonne qualité est nécessaire pour éviter le désaccord de mailles entre le substrat et la couche épitaxiée ; des techniques de croissance ont été développées telles que l'Épitaxie en Phase Vapeur aux Organo-Métalliques (MOCVD) et l'Épitaxie par Jet Moléculaire (MBE) qui semblent être les procédés les mieux adaptés pour la croissance des matériaux à grand gap.

1.2.8.1 Technique MOCVD

L'épitaxie des matériaux par MOCVD (en anglais, Metal Organic Chemical Vapor Deposition) a été publiée pour la première fois par Manasevit en 1971 [71]. Le nitrure de gallium obtenu présentait alors une forte densité de porteurs (de l'ordre de 10^{18} cm^{-3}) avec des défauts importants de morphologie. C'est la méthode industrielle généralement la plus utilisée. Elle consiste à réaliser une pyrolyse de l'ammoniac et d'un composé organométallique (triméthylgallium (TMGa) ou triéthylgallium (TEGa)) à la surface du substrat chauffé. La vitesse de croissance est de quelques $\mu\text{m/h}$. Les étapes de croissance sont les suivantes : le substrat est tout d'abord chauffé à haute température (de l'ordre de 1000°C) sous flux d'ammoniac. Il se produit alors une « nitruration » du substrat qui permet une meilleure nucléation de la couche tampon. La couche tampon est ensuite déposée à plus basse température (environ 500°C), puis cristallisée à la température de croissance de la couche (environ 1000°C) avant l'épitaxie d'une couche épaisse de GaN. Les dispositifs réalisés avec cette méthode de croissance ont jusqu'à présent donné les meilleures performances [72, 73].

1.2.8.2 Technique MBE

Cette méthode consiste à évaporer ou sublimer sous ultravide, les éléments de l'alliage et éventuels dopants qui sont ensuite adsorbés à la surface du substrat. Dans le cas du GaN, la voie la plus employée consiste à utiliser une source solide pour le gallium, et une source gazeuse comme précurseur de l'azote. Le gaz utilisé est soit NH₃ soit N₂ auquel cas une source plasma RF (Radio Fréquence) ou ECR (Résonance Electron-Cyclotron) est nécessaire pour dissocier les molécules d'azote très stables. La température du substrat, comprise entre 450°C et 850°C, permet la condensation des atomes tout en leur conférant suffisamment d'énergie pour leur permettre de rejoindre leurs sites. La MBE présente l'avantage de permettre une croissance à plus basse température et un contrôle in-situ (par mesure RHEED : diffraction d'électrons rasant la surface) de la croissance et des épaisseurs des couches. En revanche, les vitesses de croissance sont lentes (< 1 µm/h) et l'entretien des bâtis est coûteux [72, 73].

1.2.9 Avantages du GaN

L'avantage principal est l'effet de la polarisation spontanée et de la polarisation piézoélectrique dont plusieurs études expérimentales et théoriques ont révélé leurs importances dans les performances des composants à base d'hétérostructures de nitrures [32].

Un champ de claquage élevé associé à un faible taux d'ionisation par impact, permet d'obtenir des puissances de sortie élevées (8 fois plus par rapport aux technologies III-V GaAs).

La forte conductivité thermique du GaN (1.5 W.cm⁻¹.K⁻¹ contre 0.5 W.cm⁻¹.K⁻¹ pour le GaAs) et de certains substrats (diamant > 9 W.cm⁻¹.K⁻¹, SiC : 5 W.cm⁻¹.K⁻¹) est avantageuse pour l'évacuation de la chaleur.

De plus ; des densités d'électrons supérieures à 10¹³ cm⁻² (gaz d'électrons à 2 dimensions avec une hétérostructure AlGaIn/GaN) grâce à de fortes polarisations spontanée et piézoélectrique sans dopage intentionnel, sont un atout pour l'amplification des signaux.

Une autre figure de mérite importante pour les dispositifs électroniques et les détecteurs à base de GaN, c'est leur grande vitesse électronique de saturation qui est de l'ordre de 3×10⁷ cm.s⁻¹. On note aussi que les III-N forment des hétérostructures ayant un gap direct, et des contacts ohmiques meilleurs que les autres semi-conducteurs III-V. GaN présente de nombreuses applications vouées à un grand développement, dont certaines sont déjà commercialisées [33, 34] : les LED bleues ou vertes pour l'affichage en couleur ou la signalisation, les LED blanches pour l'éclairage, les LD bleues ou violettes pour l'impression

(laser) ou le stockage optique de données (CD et DVD), les détecteurs UV "solar blind" pour la détection des incendies, l'identification ou le guidage des missiles, ou encore le dosage personnel des UV, et enfin les transistors "haute fréquence – haute puissance" pour la communication ou les radars fonctionnant à haute température (applications spatiales).

1.3 Nitrure de bore BN

Le nitrure de bore (BN) est une céramique non oxyde qui n'existe pas à l'état naturel. Ce matériau existe sous différentes formes cristallographiques ; la première synthèse du nitrure de bore (nitrure de bore hexagonal) a été réalisée par Balmain en 1842. Il ne sera cependant commercialisé qu'un siècle plus tard.

Grâce à ses excellentes propriétés, le nitrure de bore hexagonal pourrait être utilisé sous forme de revêtement dans de nombreux domaines d'applications, dans des systèmes tribologiques pour son faible coefficient de frottement, en optique comme guide d'onde ou en électronique comme un semiconducteur et un résistant de la haute température. Sa bonne tenue en température liée à sa résistance chimique sous oxydation, permettrait également de préserver des pièces métalliques sollicitées à haute température en atmosphère oxydante dans le domaine de l'aéronautique par exemple. Dans ce large panel d'applications potentielles, la qualité du substrat ainsi que la méthode d'élaboration sont deux paramètres d'importance qu'il faudra considérer.

Le nitrure de bore (BN) est un composé III-V. Contrairement aux autres nitrures (composés III-N), dont la structure la plus stable et la plus étudiée est la phase wurtzite [9], le BN présente quatre polytypes stables : le BN hexagonal (hBN), le BN cubique (cBN), le BN wurtzite (wBN) et le BN rhomboédrique (rBN). Alors que la phase hexagonale est la phase stable à pression atmosphérique, la phase cubique est stable à haute température, comme indiqué dans le diagramme de phase du BN présenté sur la figure 1.6. Les deux autres phases sont métastables à haute pression.

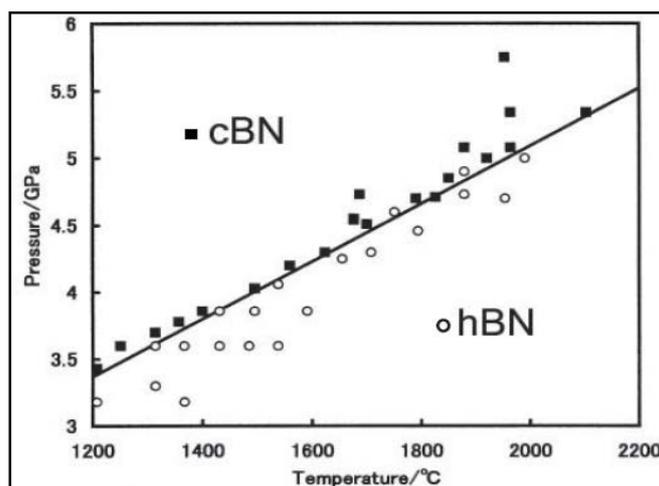


Figure 1-6 : Diagramme de phase du nitride de bore [10].

1.3.1 Propriétés des nanotubes de nitride de bore

1.3.1.1 Propriétés structurales

Le BN cristallise sous trois formes différentes, la structure hexagonale (h-BN), la structure cubique (c-BN) et la structure wurtzite (w-BN).

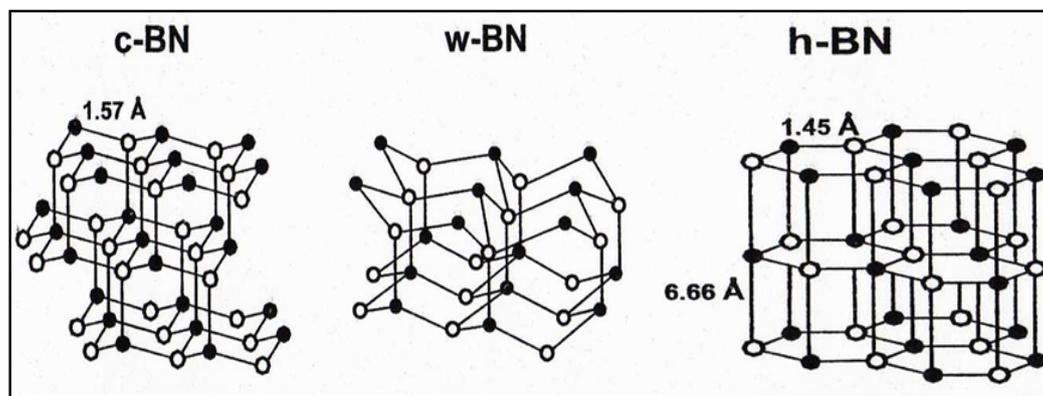


Figure 1-7: Illustration des structures cristallines de BN.[74]

Données cristallographiques	BN cubique	BN wurtzite	BN hexagonal
Paramètres de maille	$a = 3.67 \text{ \AA}$	$a = 2.536 \text{ \AA}$ $c = 4.199 \text{ \AA}$	$a = 2.504 \text{ \AA}$ $c = 6.661 \text{ \AA}$
Distance B-N	1.57 \AA	1.555 \AA	1.446 \AA
Densité	3.49 g.cm^{-3}		2.34 g.cm^{-3}

Tableau 1-2 : Paramètres de maille des structures cristallines de BN.[74]

a. La phase hexagonale (hBN)

Elle est similaire au graphite de par sa structure et ses paramètres cristallins très proches ($a = 0.2504$ nm et $c = 0.6661$ nm pour le graphite) [11]. Ces deux composés présentent une structure dite en feuillets. Cependant ; la différence de nature chimique des éléments B et N dans les plans, a pour conséquence que les hexagones se superposent parfaitement d'un plan à l'autre alors qu'ils sont décalés dans le graphite. De plus, les différentes couches de BN sont superposées de telle manière que les atomes de bore des hexagones de la couche inférieure font face aux atomes d'azote de la couche supérieure. Les liaisons entre les différents plans sont de type Van der Waals dans le graphite et présentent un certain caractère ionique dans le hBN ; les plans sont espacés de 3.3 \AA . Les hexagones constituant les feuillets sont formés de liaisons covalentes BN d'une distance de 1.45 \AA (hybridation sp^2). La force de la liaison BN dans le plan est donc beaucoup plus forte que celle entre les plans. C'est la particularité de cette structure qui est à l'origine des propriétés électroniques, vibrationnelles et optiques du hBN.

b. La phase cubique (cBN)

Elle cristallise selon une maille de type blende (sulfure de zinc) et présente un empilement de type ABCABC (Fig. 2.2). Dans cette structure, les liaisons BN sont entre les orbitales hybrides sp^3 . Le cBN est un semiconducteur à très grande bande interdite (ou gap) indirecte (6.4 eV) [12, 13, 14], il a une très bonne conductivité thermique, il est le deuxième matériau après le diamant pour la dureté [15], et il est très inerte chimiquement. Toutes ces propriétés confèrent à ce matériau un intérêt industriel et technologique d'une grande importance [16]. Le cBN a notamment des applications dans des domaines tels que la microélectronique et la mécanique.

c. Les phases wurtzite (wBN) et (rBN)

La phase (wBN) et la phase rhomboédrique (rBN) ont des structures cristallines qui sont respectivement similaires au cBN et au hBN. Le wBN est formé de l'empilement de plans ABAB avec des liaisons BN présentant une hybridation sp^3 . Le rBN est formé de l'empilement de plans ABCABC avec des liaisons BN sp^2 , comme dans le hBN [16]. Les synthèses de ces composés sont toutes réalisées à hautes pressions : le wBN est obtenu par compression statique de hBN, à des températures inférieures à celles appliquées pour la formation de cBN ; le rBN, phase du BN la moins étudiée à ce jour, est formé par réaction du bore et de l'ammoniac à haute pression et haute température (HPHT).

Les nanotubes du nitrure de bore sont plus récents et moins disponibles que les nanotubes de carbone, l'étude de leurs propriétés physiques et leurs applications envisagées sont nettement plus restreintes alors.

1.3.1.2 Propriétés mécaniques

Le hBN possède des qualités mécaniques remarquables (module de traction élevé, résistance au cisaillement et à la compression élevée) [17] ; les nanotubes du nitrure de bore combinent les avantages mécaniques du nitrure de bore qui les constitue et de la structure tubulaire. La première étude expérimentale des propriétés mécaniques a été réalisée par Chopra et Zettl en 1998 [18]. Le module d'Young des nanotubes bifeuillets du nitrure de bore mesuré a été égal à 1.22 ± 0.24 TPa, soit du même ordre de grandeur que celui des nanotubes de carbone et bien supérieur à celui du hBN. D'autre part, Hernandez et coll. ont calculé [19] par la méthode des liaisons fortes, le module d'Young des nanotubes du nitrure de bore et ont trouvé une valeur comprise entre 0.837 et 0.912 TPa.

Grâce à ces propriétés, les nanotubes du nitrure de bore ont été utilisés par une équipe de la NASA pour renforcer un composite vitreux d'aluminosilicate de baryum et de calcium dit G18 [20, 21]. Ce composé a été renforcé avec 4% en masse de nanotubes du nitrure de bore multifeuillets. La force du composite est améliorée de 90% et sa résistance à la fracture de 35% par rapport au composite non renforcé.

1.3.1.3 Propriétés électroniques et optiques

Contrairement aux nanotubes de carbone, les nanotubes du nitrure de bore sont des semi-conducteurs à grand gap. Par des calculs de structure électronique dans leurs travaux, Blase et coll. [22] ont trouvé la valeur de la bande interdite supérieure à 5.5 eV pour des tubes de diamètre supérieur à 1 nm. De plus, ils ont montré que cette valeur est indépendante de l'hélicité et du nombre de feuillets des tubes.

Du point de vue expérimentale, Cumings et Zettl [23] ont montré en 2004 que les nanotubes bifeuillets sont de bons diélectriques et qu'ils ne montrent pas de grande résistance pour des tensions inférieures à 10 V, contrairement aux nanotubes de carbone. De plus, des analyses en STM et STS (microscopie et spectroscopie à effet tunnel) ont été réalisées par deux équipes [24] et ont fourni des valeurs de gap de 4.5 à 4.8 eV pour des nanotubes multifeuillets de grand diamètre, et de 3.8 à 8.7 eV pour des nanotubes bifeuillets. L'existence d'un fort effet Starck (modification du gap en présence d'un champ électrique transverse) [25, 26] et l'importance des impuretés au sein des échantillons rendent ces analyses difficiles.

Par ailleurs, la réponse diélectrique des nanotubes monofeuillets a été étudiée en spectroscopie [27]. Le seuil d'absorption optique fournit une valeur du gap optique ; celui-ci a été mesuré entre 5.8 et 5.9 eV. Enfin, des mesures de cathodoluminescence réalisées sur des tubes individuels multifeuillets ont confirmé que le gap est proche de 6 eV et que la luminescence associée au gap est de nature excitonique [28]. Toutes ces études ont confirmé que les nanotubes du nitrure de bore sont des semi-conducteurs à grand gap. La valeur de celui-ci est comprise entre 5.5 et 6 eV, mais il reste difficile de donner une valeur exacte à cette bande interdite.

1.3.1.4 Propriétés chimiques

Le bore et l'azote étant des atomes plus réactifs que le carbone ; les nanotubes du nitrure de bore présentent un potentiel plus important pour les réactions chimiques sur le réseau, que les nanotubes de carbone. Surtout, les chaînes pendantes créées à la surface des tubes par certains modes de synthèse vont présenter des fonctions chimiques réactives comme des boranes $B(OR)_3$ ou des amines NH_2 . L'existence de ces fonctions réactives ouvre la voie à une réactivité chimique intéressante à la surface du tube.

De plus, les nanotubes du nitrure de bore sont résistants à l'oxydation [29]. Ils sont stables sous air jusqu'à une température d'environ $800^\circ C$, tandis que les nanotubes de carbone s'oxydent dans les mêmes conditions à partir de $400^\circ C$. Les nanotubes du nitrure de bore sont de meilleurs candidats que les nanotubes de carbone, pour les applications de renforcement de matériaux soumis à des conditions oxydantes.

1.3.1.5 Propriétés d'émission sous champ

D'une part ; bien qu'ils soient isolants, les nanotubes du nitrure de bore sont capables de générer des électrons sous champ électromagnétique : c'est le phénomène d'émission de champ [23]. D'après les calculs, la combinaison de cette propriété d'émission de champ avec celle des nanotubes de carbone permettrait d'obtenir des super-réseaux dont l'émission de champ serait supérieure de deux ordres de grandeur à celle de super-réseaux constitués uniquement de nanotubes de carbone [30].

D'autre part ; sous champ, les nanotubes du nitrure de bore sont de très bons émetteurs dans l'UV. Cette propriété importante permet d'envisager leur utilisation dans des dispositifs optoélectroniques.

Les nanotubes du nitrure de bore possèdent par conséquent une large gamme de propriétés physiques et chimiques intéressantes. En plus des propriétés liées à la structure tubulaire, ces

nanotubes présentent des atouts supplémentaires liés à la nature du réseau qui les compose. La différence probablement la plus intéressante avec les nanotubes de carbone est le fait qu'ils sont semi-conducteurs à grand gap quels que soient le diamètre et le type d'enroulement du nanotube.

En conclusion ; différentes voies de synthèses sont mises en œuvre pour produire des nanotubes de nitrure de bore, de morphologies diverses. L'étude des propriétés physiques et le développement d'applications des nanotubes du nitrure de bore sont compliqués par le peu d'échantillons disponibles et par la présence d'impuretés au sein des échantillons. L'approche chimique de l'étude des nanotubes du nitrure de bore peut d'abord permettre d'accéder à des échantillons de nanotubes purifiés. De plus, la fonctionnalisation chimique des nanotubes de nitrure de bore pourrait faciliter leur manipulation et ainsi élargir l'éventail d'applications limité pour l'instant par l'insolubilité des tubes dans divers milieux.

1.4 Nitrure d'aluminium AlN

Le nitrure d'aluminium (AlN) est un matériau ayant des propriétés particulièrement intéressantes. Comme le diamant, l'AlN est l'une des seules céramiques qui combine à la fois conductivités électrique et thermique élevées. Le nitrure d'aluminium polycristallin est classiquement obtenu par frittage, et de façon plus marginale par des méthodes (dont la HTCVD) permettant d'obtenir directement des dépôts pour des applications de protection contre la corrosion ou l'abrasion. L'AlN polycristallin est également utilisé comme barrière de diffusion.

Le monocristal d'AlN quant à lui est un semi-conducteur à grand gap ($E_g = 6.2$ eV). Il peut être utilisé pour des applications optoélectroniques (diodes électroluminescentes p.e.), ou dans l'électronique de puissance (HEMT). De par ses propriétés intrinsèques, AlN est le substrat idéal pour l'élaboration de diodes UV dont l'application principale serait la purification de l'eau.

Actuellement il n'existe pas sur le marché de substrats monocristallins de grandes dimensions et de bonne qualité. La synthèse par sublimation (PVT) permet d'obtenir de très bonnes qualités cristallines, mais ne permet pas d'obtenir une géométrie (taille, surface) et une pureté satisfaisantes. Le procédé HTCVD (High Temperature Chemical Vapor Deposition), spécialité d'ACERDE, est une alternative qui permet la croissance de monocristaux de très bonne qualité.

Suite à de nombreux efforts en recherche et développement, ACERDE élabore par HTCVD des couches monocristallines d'AlN sur substrats 2 pouces en saphir ou SiC. Le

développement de couches d'une centaine de microns est en cours. L'objectif d'ACERDE est de fournir dans les années à venir des substrats "autoportants" d'AlN monocristallin.

L'AlN, en plus des propriétés déjà évoquées, est aussi un matériau piézoélectrique. La vitesse de propagation élevée des ondes acoustiques dans l'AlN associée à une mise en œuvre compatible avec les procédés de fabrication de la filière silicium, font que l'AlN est aujourd'hui largement utilisé dans les composants à ondes acoustiques pour des applications de filtrage. Pour ces composants, l'AlN est déposé par pulvérisation cathodique, technique largement éprouvée en microélectronique, notamment pour le dépôt de couches d'oxydes.

Etonnamment, cette technique de dépôt à basse température (400°C pour l'AlN) donne d'excellents résultats alors qu'à priori la synthèse d'AlN, en tout cas sous sa forme monocristalline, nécessite des températures de l'ordre de 1500 à 2000°C. En fait l'AlN obtenu par pulvérisation est dit fortement texturé, c'est-à-dire qu'il est constitué de grains monocristallins tous orientés suivant l'axe de croissance mais avec une désorientation plus ou moins forte entre les grains. Les propriétés physiques des films minces d'AlN s'améliorent avec l'épaisseur et, il est typiquement nécessaire de déposer des couches d'environ 500 nm afin d'obtenir des propriétés piézoélectriques optimales [28]. Cette gamme d'épaisseur limite les fréquences de fonctionnement des filtres à quelques GHz [29, 30]. Or, dans un contexte sans cesse orienté vers la montée en fréquence, il y a un intérêt évident à diminuer l'épaisseur des films minces d'AlN pour fabriquer des composants capables de fonctionner à plus hautes fréquences, 10 GHz et plus, pour les systèmes de télécommunication.

1.4.1 Propriétés

1.4.1.1 Propriétés structurales

Le nitrure d'aluminium est un composé III-V très stable sous sa forme stœchiométrique même à haute température, cette stabilité étant obtenue grâce à une forte énergie de liaison (11.5 eV). Il possède deux structures cristallographiques :

- Une structure hexagonale thermodynamiquement stable de type wurtzite (figure 1.8), de paramètres de maille $a = 3.1114 \text{ \AA}$ et $c = 4.9792 \text{ \AA}$.
- une structure cubique métastable de type zinc blende, de paramètre de maille $a = 4.0450 \text{ \AA}$.

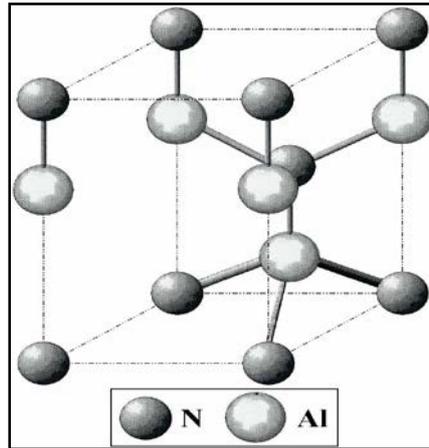


Figure 1-8 : Maille hexagonale AlN.

La structure cubique semble posséder des propriétés relativement intéressantes, notamment une moins grande diffusion des phonons, une conductivité thermique ainsi qu'une vitesse de propagation des ondes acoustiques plus élevées que celles de la structure wurtzite, grâce à son degré de symétrie plus élevé. Cette structure a pu être synthétisée par épitaxie par jet moléculaire assistée par plasma [Thompson] ou par ablation laser [Lin, Wang], mais les publications relatives à cette structure restent très largement minoritaires par rapport à celles concernant la synthèse de la phase hexagonale.

1.4.1.2 Autres propriétés et domaines d'applications

Le nitrure d'aluminium est un matériau semi-conducteur possédant une énergie de bande interdite élevée (5 à 6.2 eV [35, 36, 37]), permettant son introduction comme matériau de base pour la fabrication de détecteurs UV sous forme de solution solide avec le nitrure de gallium ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$) [38]. Il sert également de couche tampon pour la croissance de films minces de nitrure de gallium, pour la fabrication de diodes laser UV [39, 40].

L'AlN possède globalement des propriétés très proches de celles de l'alumine : nous pouvons citer par exemple son module d'Young (318 GPa) et sa dureté (15 GPa), sa permittivité diélectrique ($\sim 8-10$ selon son orientation cristallographique) ainsi que sa résistivité (de l'ordre de $10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$). C'est pourquoi le nitrure d'aluminium peut être utilisé dans les mêmes domaines d'applications que l'alumine. Il possède cependant un indice de réfraction plus élevé que celui de l'alumine (entre 1.8 et 2.2 à 632.8 nm selon sa nature cristalline) ainsi qu'une très grande transparence dans le visible et dans le proche infrarouge de 400 nm à 3 μm . Il est donc couramment utilisé en tant que matériau de protection pour l'optique ou comme fenêtre infrarouge [41].

Le nitrure d'aluminium possède également une conductivité thermique comparable à celle des métaux (de 200 à 300 $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ suivant sa nature mono ou polycristalline) alors que, d'un point de vue électrique, il se comporte comme un isolant. Cette caractéristique en fait un substrat très intéressant pour des applications en électronique de puissance (très bon dissipateur de chaleur).

Enfin, ce matériau présente de bonnes propriétés piézoélectriques : un coefficient piézoélectrique d_{33} compris entre 5 et 7 $\text{pm}\cdot\text{V}^{-1}$ [42, 43, 44] et un coefficient de couplage électromécanique de l'ordre de 6–7 (%). Il possède également les vitesses de propagation des ondes acoustiques les plus élevées parmi tous les matériaux piézoélectriques :

- vitesse des ondes acoustiques de surface : 5500 à 6000 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$;
- vitesse des ondes acoustiques de volume : $\sim 11000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Ces propriétés font du nitrure d'aluminium un excellent candidat pour des dispositifs à ondes acoustiques de surface (SAW, Surface Acoustic Wave) et de volume (BAW, Bulk Acoustic Wave). Il entre en concurrence avec l'oxyde de zinc (ZnO) qui est le premier matériau utilisé dans ce genre de dispositifs et qui possède un coefficient piézoélectrique d_{33} beaucoup plus élevé ($\sim 11\text{--}15 \text{ pm}\cdot\text{V}^{-1}$ [43, 45]) et un coefficient de couplage électromécanique légèrement supérieur (7–8 %), ou bien avec le PZT qui est un très bon matériau piézoélectrique. Mais l'AlN leur est souvent préféré du fait de sa meilleure compatibilité dans la technologie des circuits intégrés. Le tableau 1.3 illustre quelques propriétés d'AlN [70].

Bande interdite (eV)	6.2
Champ de claquage (MV/cm)	8.4
Vitesse de saturation (10^7 cm/s)	2.1
Mobilité des trous ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)	10
Mobilité des électrons ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)	400
Permittivité relative (ϵ_r)	9.14
Conductivité thermique ($\text{W}/\text{cm}\cdot\text{K}$)	2
Masse volumique (g/cm^3)	3.26
Poids moléculaire (g/mole)	41
Température maximale d'utilisation sous air ($^\circ\text{C}$)	1000-1800
Point de fusion ($^\circ\text{C}$)	2200
Module d'Young (GPa)	318

Tableau 1-3 : Propriétés d'AlN.

1.5 Nitrure d'aluminium de gallium AlGaN

1.5.1 Introduction

Devant les enjeux économiques et stratégiques importants générés par les multiples applications de semiconducteurs nitrurés dans les domaines civils et militaires, un effort s'est porté sur les matériaux à base de nitrure d'éléments III (le nitrure de gallium : GaN, le nitrure d'indium de gallium : InGaN et le nitrure d'aluminium de gallium : AlGaN).

La solution solide (Al,Ga)N est utilisée dans de nombreux dispositifs : couche de confinement optique dans les lasers, couche d'étalement du courant dans les DEL, couche active de photodétecteurs UV, couches génératrices d'électrons dans les transistors à effet de champ à gaz bidimensionnel, dispositifs à ondes acoustiques de surface, etc....

Les effets de contrainte hétéroépitaxiale et de variation du paramètre de champ cristallin avec la composition, ne sont pas encore connus. La proximité des trois sommets de la bande de valence dans les nitrures, ainsi que l'inversion de signe du champ cristallin entre GaN et AlN, indiquent qu'il faut en effet prendre en compte les coefficients de courbure des trois gaps.

1.5.2 Propriétés du ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

AlGaN a reçu le plus d'attention des alliages de la famille des nitrures (III-N), en raison de son potentiel d'applications en hétérostructure AlGaN/GaN. Depuis le premier rapport d'une solution solide GaN-AlN en 1976 [46], de nombreux groupes ont fait la synthèse d'AlGaN. Baranov [47] a pu obtenir en 1978, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ avec une concentration atteignant 45% d'aluminium. Les mesures par rayons X ont montré que tous les échantillons sont de conductivité de type n, ayant une mobilité décroissante en fonction de la fraction molaire x ; et ils contiennent de petites régions d'AlGaN cubiques [48].

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

Une des propriétés clés d'un alliage est la dépendance du gap sur la composition. Ce gap augmente avec la fraction molaire Al, selon la relation (1.4).

$$E_g(x) = xE_g(\text{AlN}) + (1-x)E_g(\text{GaN}) - bx(1-x) \quad (1.4)$$

En remplaçant $E_g(\text{AlN})$ et $E_g(\text{GaN})$ par leurs valeurs à 300 K, avec un paramètre de courbure $b = 1$, dans la relation (1.4), nous trouvons les équations suivantes [49] qui donnent le gap de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de x :

$$\begin{cases} \text{Eg1}(x) = x^2 - 1.64x + 3.3 \text{ eV (cubique)} & (1.5) \\ \text{Eg2}(x) = x^2 + 1.98x + 3.43 \text{ eV (hexagonal)} & (1.6) \end{cases}$$

L'énergie du gap augmente, et le sommet de la bande de valence au point Γ , se déplace vers le bas quand le taux d'aluminium augmente.

Dans la figure 1.9, nous représentons la variation du gap d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la fraction de mole Al.

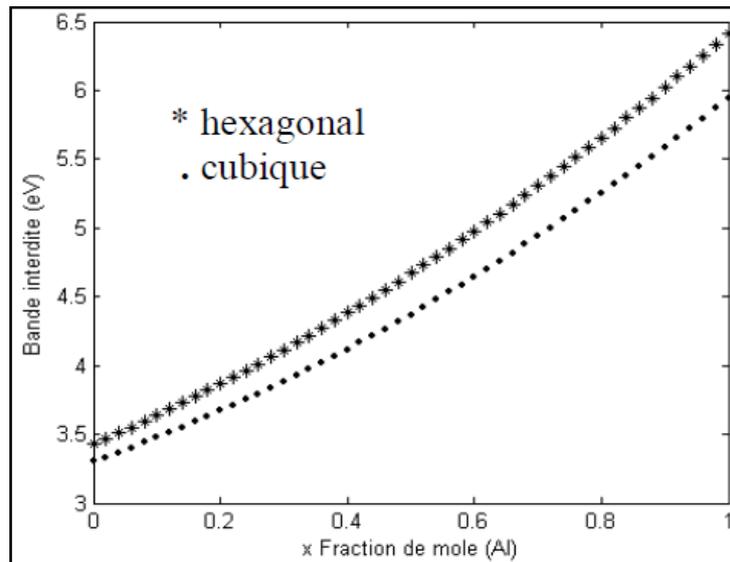


Figure 1-9: Variation du gap dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la mole Al [49].

Pour le gap direct, il y a une variation linéaire par rapport à la composition ; tandis que pour le gap indirect, il y a une variation non linéaire. Les deux courbes se croisent pour une composition de 57% d'aluminium comme le montre la figure 1.10, représentant la variation des énergies des vallées Γ et X en fonction de x (a), ainsi que la variation de l'énergie de gap en fonction de x avec et sans contraintes (b).

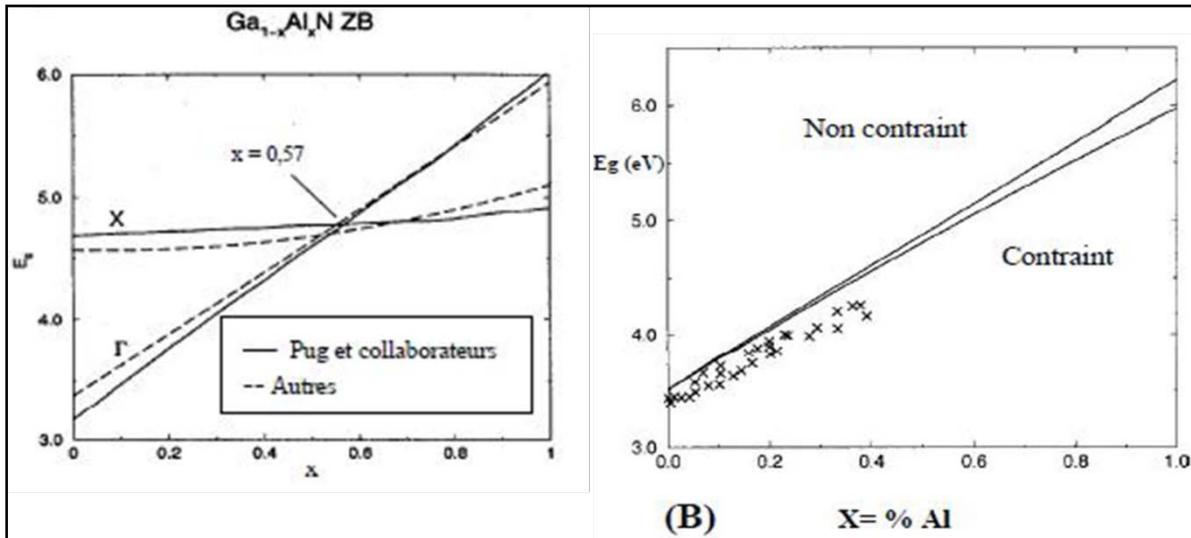


Figure 1-10 : A : Variation du gap de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ cubique en fonction de la concentration en aluminium [50], B : même variation calculée pour la phase hexagonale des alliages avec et sans contraintes [51].

1.5.2.2 Paramètre de courbure

Le paramètre de courbure (bowing parameter, en anglais) est généralement positif pour les alliages III-V, c'est-à-dire que le gap de l'alliage est plus petit que le résultat de l'interpolation linéaire, et peut en principe être fonction de la température. L'origine physique du bowing peut être attribuée à de troubles effets créés par la présence de différents cations-anions. Le bowing parameter a été généralisé pour les termes quadratiques dans la composition de l'alliage. Il exprime les extensions de plusieurs paramètres de bande ; ainsi, dans certains cas il peut être attribué à des mécanismes physiques spécifiques. Mais parfois, il peut simplement correspondre aux paramètres empiriques ou données expérimentales.

Les premières études de la dépendance énergétique sur la composition, ont signalé un paramètre de courbure petit. Comme pour tout alliage, la mesure du paramètre de courbure du gap est difficile et donne des valeurs différentes selon les conditions de croissance. Il faut noter que la barre d'incertitude est large, et une des raisons supplémentaires de cette incertitude est l'élargissement inhomogène des transitions optiques, qui suit une loi simple due à l'effet de désordre d'alliage [52], [53]. D'après les spectres de PL et les mesures d'absorption, le paramètre de courbure est de 1.0 eV [54] ; cette valeur continue d'être largement utilisée dans les calculs de la structure de bandes, même si un certain nombre d'études plus récentes mettent en question les conclusions de ces travaux.

1.5.3 Dopage

Du fait de la profondeur des niveaux donneurs et accepteurs avec la composition en Al, le dopage du (Al,Ga)N est plus difficile que celui du GaN. Il ne pose cependant pas de problème jusqu'à $x_{Al} = 0.42$ pour le dopage n, et jusqu'à $x_{Al} = 0.13$ pour le dopage p [55].

1.5.3.1 Dopage de type n

Les nitrures d'éléments du groupe III ont un dopage résiduel de type n, avec une concentration en porteurs libres supérieure ou égale à 10^{16} cm^{-3} . Ce dopage résiduel est principalement dû à certaines impuretés (Si et O). Divers éléments peuvent être utilisés pour le dopage de type n mais le plus courant est le silicium. Dans GaN, les atomes de Si se logent principalement sur les sites du Ga, car Si a un rayon de covalence plus proche de celui de Ga que de celui de N [55, 56].

Dans l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ non dopé, l'effet de localisation des porteurs augmente avec la concentration en aluminium ; et au-delà de 50%, l'alliage n'est plus semi-conducteur mais isolant. Lorsqu'on dope avec du silicium, cet alliage à forte teneur en aluminium ; on constate une forte augmentation de la conductivité type n à partir d'une concentration de Si dépassant 10^{18} cm^{-3} . On sait à l'heure actuelle doper n les alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ pour toutes les teneurs en aluminium, y compris 100% (AlN). Il est toutefois important de noter qu'il existe une limite supérieure dans le dopage de type n par le silicium. Si la concentration atomique de ce dernier dépasse $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, un phénomène d'auto-compensation se produit, et AlN devient à nouveau résistif.

1.5.3.2 Dopage de type p

Le dopage de type p des nitrures est particulièrement complexe [55]. Divers accepteurs ont été étudiés (notamment Li, Na, K, Be, Zn et Ca) mais le seul efficace semble être le magnésium (Mg) du fait de sa plus grande solubilité dans GaN. Le problème majeur du Mg est son énergie d'activation élevée, et qui augmente encore avec la concentration en aluminium. Ainsi à la température ambiante, seulement quelques pourcents d'atomes de Mg sont ionisés. Pour une concentration typique de 10^{19} cm^{-3} , la concentration des trous est de l'ordre de quelques 10^{17} cm^{-3} [57]. Par ailleurs ; les atomes de Mg ont tendance à s'accumuler sur les cœurs des dislocations, ce qui laisse autour de celles-ci des régions appauvries en Mg dont les propriétés électriques sont altérées. La qualité cristalline du matériau dopé est également dégradée, car Mg facilite l'apparition de défauts structuraux (inclusions, domaines d'inversion). L'hydrogène souvent présent pendant la croissance, joue un rôle important lors

du dopage au Mg. Dans le cas de la croissance par dépôt en phase vapeur avec précurseurs organométalliques (MOCVD), les atomes de Mg doivent être activés par irradiation électronique ou par recuit thermique sous N₂ pour dissocier les complexes Mg-H. En outre ; dans le cas de la croissance par épitaxie par jets moléculaires (MBE), la présence d'atomes d'hydrogène catalyse l'incorporation du Mg, sans que l'hydrogène soit lui-même incorporé. Le taux d'incorporation dépend également beaucoup de la polarité de la surface, le cas le plus favorable est la polarité gallium (jusqu'à 30 fois plus d'atomes incorporés par rapport à la polarité azote). Les progrès dans le dopage p, sont toutefois très encourageants.

1.5.4 Vitesse de saturation dans Al_xGa_{1-x}N en fonction de x

Selon l'adaptation faite par Anwar et al. [61] ; la vitesse de saturation est donnée par le tableau 1-4, où les constantes a, b et c dépendent du dopage.

$V_s(x) = a+bx+cx^2 (\times 10^7 \text{cm/s})$			
$N_D (\text{cm}^{-3})$	Al _x Ga _{1-x} N		
	a	b	c
10^{17}	1.3425	0.574	-0.3215
10^{18}	1.3045	0.646	-0.3545
10^{19}	1.290	0.3708	-0.3632

Tableau1-4 : Vitesse de saturation en fonction de la fraction molaire d'aluminium.

Avec l'augmentation de la fraction molaire d'aluminium, la vitesse de saturation augmente indépendamment de la température. Elle montre une faible dépendance sur la concentration de dopage [49].

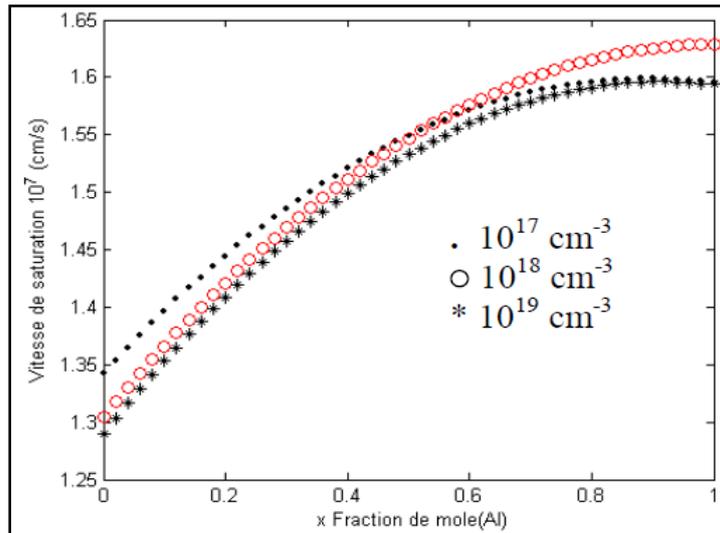


Figure 1-11: Vitesse de saturation des électrons dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction molaire Al [49].

1.5.5 Mobilité des électrons dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de x

A faible champ ; selon l’ajustage fait par Anwar et al. [51], la courbe décrivant la mobilité des électrons dans ces alliages, est approchée par l’équation donnée dans le tableau 1.5 où les paramètres a, b et c dépendent de la température.

$\mu(x) = a + bx + cx^2 + dx^3 \text{ cm}^2/\text{V.s}$				
T	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$			
	a	b	c	d
100 K	1787.9	- 1925.6	1071.4	- 520.8
300 K	1157.9	- 1329.6	- 283.7	671.3
500 K	815.6	- 1331.6	427.6	298.4

Tableau 1-5 : Mobilité des électrons dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la fraction molaire Al.

Sous condition faible champ ; en augmentant la fraction de mole Al, la mobilité chute (figure 1.12). Cela est dû en partie à la masse effective qui est plus grande dans la vallée centrale dans AlN , comparée au GaN . De plus ; quand x augmente, la dispersion des phonons acoustiques augmente pendant que la dispersion des phonons optiques polaires décroît. La dispersion des impuretés ionisées reste le troisième processus compétitif.

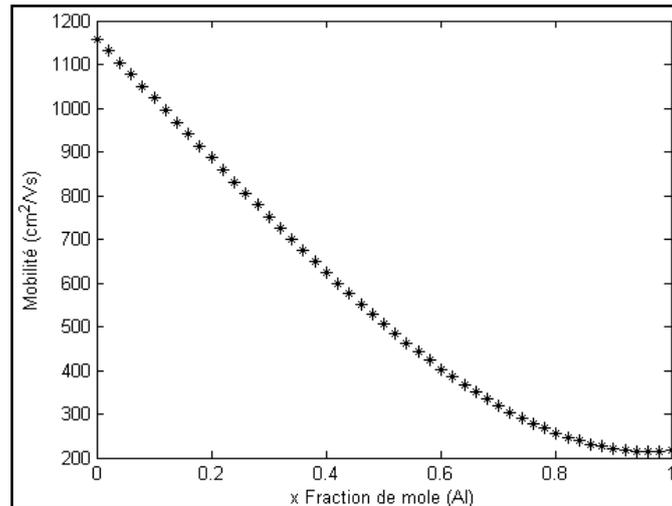


Figure 1-12 : Mobilité des électrons dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction molaire Al.

1.5.6 Super réseaux [55]

Un super-réseau est un empilement périodique de deux semi-conducteurs différents, c'est à dire, un enchaînement de puits et de barrières quantiques, pouvant être aussi minces que quelques monocouches atomiques, de semi-conducteurs de compositions chimiques différentes.

Dans un super réseau ; les effets des polarisations spontanée et piézoélectrique créent une oscillation périodique des bandes, qui entraîne l'ionisation des accepteurs profonds. Il en résulte une accumulation de porteurs dans des nappes de trous (hole sheets). La concentration des porteurs augmente d'un ordre de grandeur par rapport au matériau massif.

1.5.7 Spectre de photoluminescence d' AlGaN [53]

La luminescence à basse température de l'alliage AlGaN sur toute la gamme de composition, a été étudiée par Bremser et al. [62] dans des échantillons épitaxiés sur SiC . Les transitions observées sont les mêmes que celles observées le plus souvent dans GaN . A basse température, les spectres sont dominés par la recombinaison d'excitons liés, élargis (et approfondis) par le désordre d'alliage. La luminescence des paires donneurs-accepteurs résiduels est aussi observée, s'approfondissant par rapport au bord de bande. Ceci est dû à l'approfondissement des donneurs et/ou des accepteurs. Il faut noter que le couplage avec les phonons optiques de cette transition se renforce aussi avec la composition en aluminium, la bande à un phonon devenant dominante quand $x_{\text{Al}} > 0.15$, ce qui traduit l'approfondissement des accepteurs résiduels. La bande de niveaux profonds responsables de la luminescence jaune de GaN s'approfondit aussi de façon non linéaire, devenant verte, bleue puis

ultraviolette pour des compositions croissantes en aluminium. La figure 1.13 montre les spectres de luminescence bord de bande, d'échantillons non intentionnellement dopés d'AlGa_xN, pour diverses compositions jusqu'à $x_{Al} \sim 50\%$.

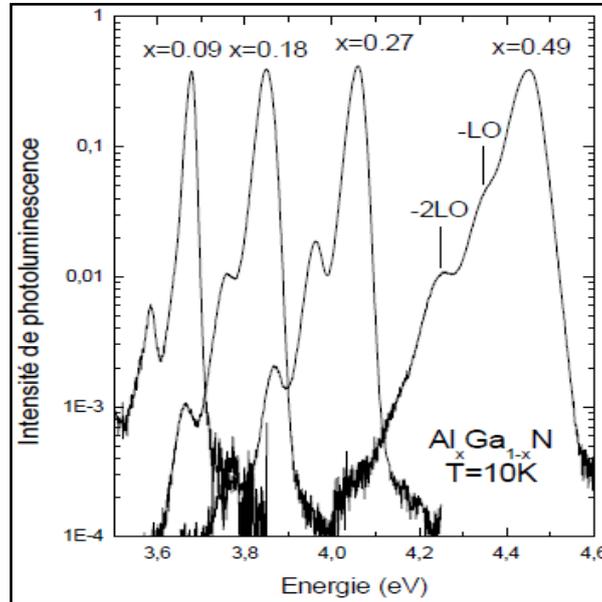


Figure 1-13 : Spectres de luminescence à 10 K d'échantillons (Al,Ga)N non intentionnellement dopés, pour diverses compositions en aluminium. L'élargissement et l'augmentation du couplage avec le réseau de la luminescence d'excitons liés pour des compositions en Al croissantes [54].

1.5.7 Elaboration du ternaire AlGa_xN [57]

La performance des dispositifs électroniques et optoélectroniques, est optimisée au moyen d'hétérostructures obtenues à partir des alliages. Les dispositifs à base de nitrures des éléments III consistent par exemple, en une structure de puits quantiques AlGa_xN/GaN ou InGa_xN/GaN. L'élaboration des alliages ternaires est intéressante pour les applications en optoélectronique puisque l'énergie du gap des nitrures peut être modulée. Les applications potentielles du GaN à la réalisation des dispositifs optoélectroniques dans la gamme du bleu à l'UV du spectre, dépendent fortement de l'élaboration des alliages contenant du GaN avec InN et AlN.

1.5.7.1 Principe d'élaboration

Le principe d'élaboration des alliages ternaires à partir d'un composé binaire est illustré par la figure 1.14. Partant de la couche binaire (BC), on se place dans des conditions

riches en élément C (N dans le cas des nitrures) et on envoie ensuite l'autre métal A (In ou Al) pour compléter le déficit du métal B (Ga dans le GaN).

En changeant le rapport des deux matériaux concernés, il est possible d'avoir des alliages dans toute la gamme de composition. Mais le mécanisme est complexe, et implique la mobilité des espèces en surface, la dépendance du coefficient d'incorporation à la température de substrat, les possibles effets surfactants... Ces facteurs rendent difficile le contrôle de l'élaboration des alliages, à la fois pour une composition désirée et pour une bonne qualité optique.

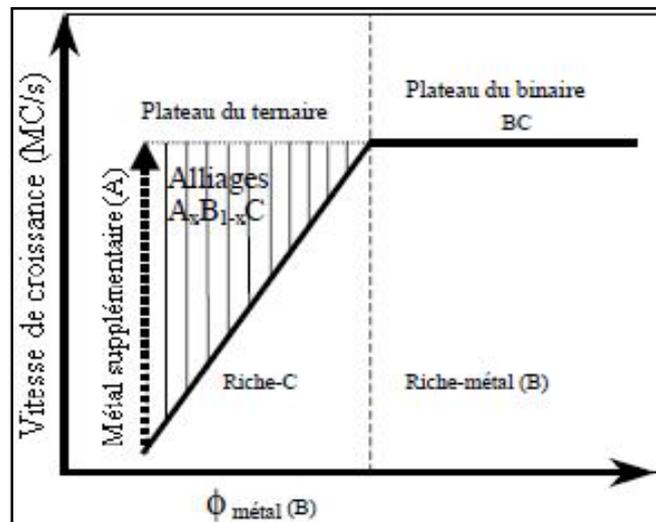


Figure 1-14 : Principe d'élaboration des alliages ternaires [57].

1.5.7.2 Incorporation d'Al dans GaN [57]

Etant donné que GaN et AlN hexagonaux sont thermiquement stables dans la gamme de température 600 à 750°C, on peut supposer que le coefficient d'incorporation de Ga et d'Al est grand dans des conditions de déficit de métal, à une température donnée. On ajuste le flux de Ga pour déposer GaN dans des conditions riche N, puis on ajoute un flux supplémentaire d'Al pour déposer AlGaN. Les oscillations de RHEED permettent d'estimer la vitesse de croissance de cet alliage et de suivre le comportement de ces espèces quand elles sont sur le front de croissance. L'évolution des oscillations de REED dans le cas de l'alliage AlGaN est représentée sur la figure 1.15.

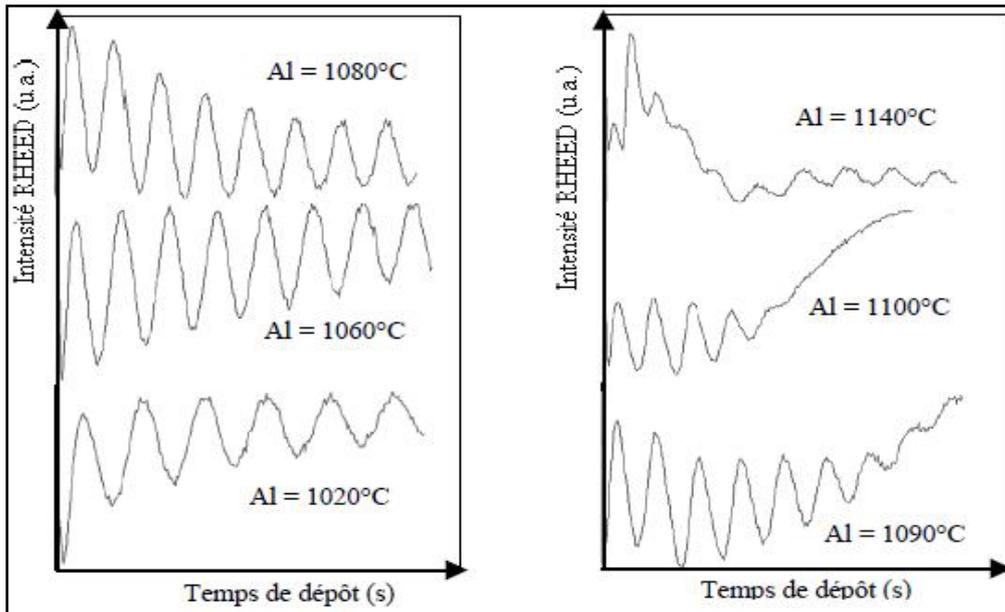


Figure 1-15 : Evolution des oscillations de RHEED en fonction de la température de la cellule d'Al en présence de Ga sur GaN. Pour l'ajustement des conditions riche N du GaN, la température de la cellule de Ga est fixée à 980°C, le flux de N₂ est de 0.5ccm. La température du substrat est de 700°C [57].

A faible flux d'Al ; pour une température d'aluminium supérieure à 1090°C, la période dans l'ensemble des oscillations RHEED est constante. Ceci permet de déterminer la vitesse de croissance d'AlGa₃N en prenant l'inverse de la période des oscillations de RHEED.

Pour des températures inférieures ou égales à 1090°C, il y a apparition de trois transitions au début de la variation de l'intensité de RHEED. Dans la gamme de températures (1100-1130°C) de la cellule d'Al, on n'observe que ce transitoire. Pour un flux d'Al plus grand et une température supérieure à 1130°C, on remarque à nouveau les oscillations au-delà du transitoire, avec une période plus grande que ce dernier. Cette différence des oscillations de RHEED pour différentes températures d'Al, indique une modification de la cinétique des espèces en surface. Dans la figure (1.16 a), on remarque que le transitoire d'une seule oscillation est présent quand la surface de GaN est exposée à l'aluminium seul ; tandis que lorsqu'elle est exposée à l'ensemble d'Al et Ga, il y a trois oscillations (Figure 1.16 b).

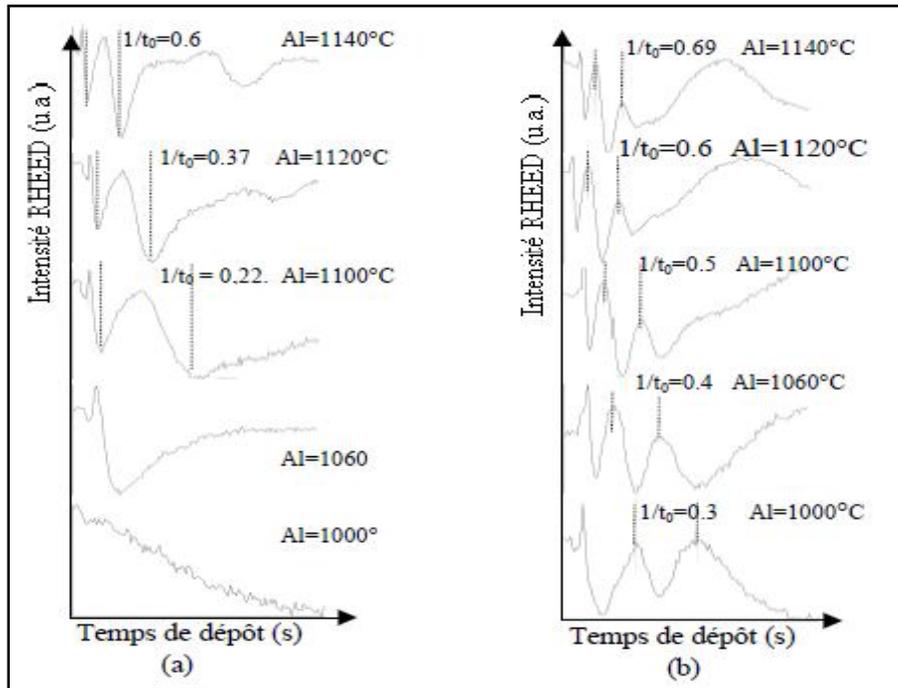


Figure 1-16 : Evolution du transitoire en fonction du flux d'Al quand la surface de GaN est exposée (a) à Al seul, (b) à l'ensemble Al et Ga sur la surface de GaN. Pour ce dernier cas, la température de la cellule de Ga est fixée à 1030°C [58].

La variation de l'inverse du temps du transitoire correspond à la variation de pression de vapeur d'Al qui change quand on varie la température de la cellule. En effet ; quand la quantité d'Al devient importante sur la surface de GaN, Al a tendance à s'accumuler sans s'incorporer.

La vitesse de croissance est déterminée à partir des oscillations de période constante. Pour les faibles flux d'Al, la vitesse de croissance est similaire à celle du binaire même si le flux de Ga est important, car l'incorporation d'Al complète le déficit de Ga et mène vers le binaire.

Lorsque la quantité d'Al est importante sur le front de croissance, l'aluminium ne s'incorpore pas entièrement et il a tendance à s'accumuler en surface. Ceci est dû au fait que la réduction d'Al peut être induite par le Ga.

En conclusion, la variation de la vitesse de croissance observée par les oscillations de RHEED jusqu'au plateau, reflète une variation de la composition de l'alliage. Au delà du plateau, un transitoire dû à la formation d'une couche métallique perturbe l'analyse des oscillations RHEED. A fort flux d'Al en présence de Ga, l'incorporation de Ga est fortement réduite due à sa grande taille ; et l'incorporation d'Al devient préférentielle, due à sa petite taille. Ceci implique que pour les forts flux d'Al, on aura tendance à déposer AlN plutôt que AlGaN.

1.5.7.3 Incorporation de Ga dans AlN [58]

Dans la situation inverse, on incorpore Ga dans AlN ; les résultats d'oscillations de RHEED sont reportés sur la figure 1.17.

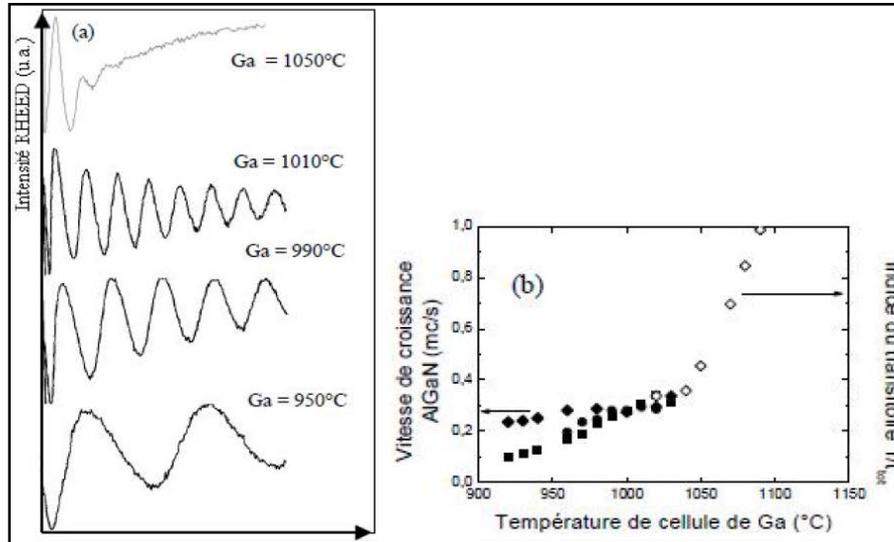


Figure 1-17 : (a) Evolution des oscillations de RHEED en fonction de la température de la cellule de Ga en présence d'Al. La température du substrat est de 700°C et le flux de N₂ est de 0.5 ; (b) Vitesse de croissance de l'alliage AlGaN en fonction de la température de Ga en présence d'Al avec les températures suivantes 1020°C (carrés fermés), 1060°C (cercles fermés), 1100°C (losanges fermés) et transitoire avec 1100°C (losanges ouverts) [58].

On remarque une grande similitude avec le cas précédent. La période des oscillations reste constante pour une température de Ga donnée, et elle augmente quand T_{Ga} augmente. Ce comportement est observé jusqu'à une température de Ga équivalente au plateau de la stœchiométrie. Donc ; la croissance de l'alliage en présence d'Al se fait dans le mode couche par couche, et l'incorporation de Ga n'est pas limitée par la présence d'Al. Lorsque T_{Ga} est petite et T_{Al} est élevée, la vitesse de croissance atteint le plateau de la stœchiométrie, car l'incorporation de Ga complète le déficit de métal jusqu'à la vitesse de saturation (losanges fermés et carrés fermés sur la figure 1.17 b).

Pour un fort flux de Ga et une température $T_{Ga} \geq 1040$ °C, les oscillations disparaissent et seul le transitoire est observé.

En conclusion, les remarques sur l'ajout de Ga dans AlN sont similaires à celles observées dans le cas de l'ajout de l'Al dans GaN. L'augmentation de la vitesse de croissance jusqu'au

plateau doit correspondre à une variation de la composition de l'alliage, alors que le transitoire observé à fort flux de Ga reflète une accumulation de métal en surface.

La croissance d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est relativement complexe car la mobilité des atomes d'Al en surface est plus faible que celle des atomes de Ga ; et Al tend à réagir préférentiellement avec l'azote. De plus, les fluctuations locales dans la composition de l'alliage sont relativement importantes. Premièrement ; l'alliage peut subir un réarrangement atomique pendant la croissance, générant spontanément une succession de super réseaux AlN/GaN de périodicité variable selon les rapports des flux des différentes espèces [53]. Deuxièmement, Al a tendance à s'accumuler autour des dislocations, ce qui crée des régions appauvries en Al à quelques nanomètres des cœurs des dislocations [62]. Les zones riches en Al ont des teneurs jusqu'à 70% supérieures aux zones appauvries.

1.6 Alliage B GaN

1.6.1 Introduction

L'exploration de nouveaux matériaux et leurs propriétés est l'une des importances primordiales pour élargir la gamme d'applications. Dans la plupart des cas, cela se traduit pour atteindre de nouveaux écarts de bande interdite ou des paramètres de réseau qui dictent le comportement mécanique, électrique ou optique d'un dispositif. Elle permet d'effectuer une ingénierie de bandes et d'obtenir une nouvelle longueur d'onde ou de nouvelles propriétés électriques. Parmi les semi-conducteurs à base de nitrure qui possèdent une large bande interdite, une nouvelle classe de matériaux est apparue basée sur l'alliage en bore.

L'alliage B GaN est un nouveau matériau très peu étudié jusqu'à l'heure. Récemment, une équipe japonaise a montré la possibilité d'élaborer le ternaire B GaN en incorporant une faible fraction molaire de bore dans le GaN (jusqu'à 1% de bore) [63] [64]. Au-delà de ce faible pourcentage, la difficulté fondamentale est d'éviter la séparation de phase GaN-BN dans laquelle l'alliage ne se forme plus, des zones riches en bore ou riches en gallium apparaissent dans la couche. Cette séparation de phase dépend de la composition de bore et des conditions de croissance. L'équipe d'Ougazzaden en 2008 [65] a réussi à incorporer jusqu'à 4% de bore dans le B GaN sans séparation de phase, ce qui correspond au record mondial à ce jour. Honda *et autres*. [66] ont montré que l'énergie de gap du ternaire B GaN est supérieure à celle du GaN pour une faible composition de bore (jusqu'à 1%), tandis que la masse effective est proche de celle du GaN. Orsal *et autres* [67] ont montré que la morphologie de la surface des couches de $\text{B}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ change radicalement en fonction du rapport TEB/III et aussi en fonction de l'épaisseur de la couche.

La figure 1.18 montre les énergies de la bande interdite des composés binaires, ternaires et quaternaires (B, Al, Ga, In)-N et leurs paramètres de maille.

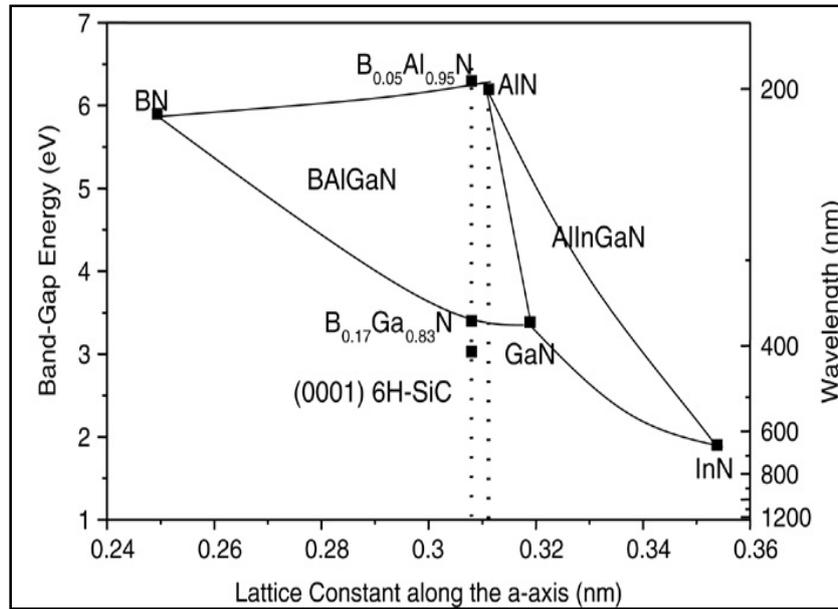


Figure 1-18 : Diagramme du gap des composés (B, Al, Ga, In)-N en fonction de leurs paramètres de maille.

1.6.2 Propriétés électroniques, optiques et structurales du BGaN

Des études sur les propriétés électriques et structurales réalisées auparavant par une équipe de recherche sur BGaN, montrent qu'il est possible d'intégrer jusqu'à 4% de bore dans GaN sans aucune séparation de phase [65], Beghdadli et al [68] ont montré que la résistivité électrique est fortement liée à l'incorporation du bore dans les alliages BGaN, tandis que la mobilité augmente jusqu'à 290 cm/V.s avec l'augmentation de la teneur en bore jusqu'à 1.75%. On peut dire qu'une couche de BGaN peut être très résistive avec seulement quelques pourcents de bore, ce qui pourrait être très intéressant pour des dispositifs tels que les HEMTs. En plus, on a une amélioration de la résistivité accompagnée par une augmentation de la mobilité des porteurs, grâce à la bonne qualité cristalline du ternaire BGaN [69]. La résistivité du BGaN en fonction de la fraction de bore est montrée par la figure 1.19 où on observe une augmentation très substantielle de la résistivité de $2.7 \times 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$ jusqu'à $7.4 \times 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$ [68].

Selon la loi de VEGARD, et d'après Ougazzaden et autres [65], le gap du BGaN varie en fonction du paramètre de courbure (bowing parameter) $C = 9.2 \pm 0.5 \text{ eV}$. La variation du gap du $B_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction molaire x , s'écrit :

$$E_g(x) = xE_g(\text{BN}) + (1-x)E_g(\text{GaN}) - Cx(1-x) \quad (1.7)$$

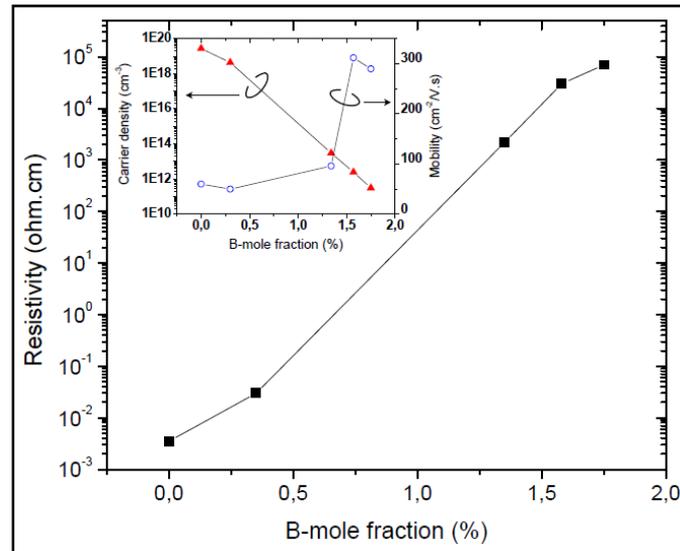


Figure 1-19 : Caractérisation électrique de 600 nm de BGaN posé sur substrat AlN : résistivité en fonction de la fraction molaire du bore. L'encart montre la densité et la mobilité des porteurs en fonction de la fraction molaire de bore [68].

C étant grand ; pour une faible concentration de bore, une diminution du gap est observée.

La polarisation spontanée du BGaN n'a pas été établie en raison de la difficulté de la croissance des couches de BGaN. De ce fait, elle est supposée être la même que celle du GaN. La croissance de nitrures à base de bore reste encore difficile et elle a besoin de plus de maturité technologique pour augmenter la teneur en bore. En raison du désaccord de maille, la théorie prédit qu'on peut atteindre une valeur maximale de 5% de bore dans un alliage BGaN.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donné des caractéristiques physiques des nitrures III-N, tels que le nitrure de gallium, le nitrure d'aluminium, le nitrure de bore, le nitrure d'aluminium de gallium et le nitrure de bore de gallium. Ces matériaux possèdent des propriétés physiques très intéressantes telles que la largeur de la bande interdite, la vitesse de saturation des porteurs, la résistivité électrique, la résistivité thermique et la stabilité chimique...

L'élément important est la polarisation spontanée, la polarisation piézoélectrique et leur influence sur les propriétés et le comportement des composants.

Références :

- [1] A. Denis “Elaboration cristallogénèse et caractérisations physico-chimiques des nitrures des éléments de la colonne III-a et en particulier le GaN”. Thèse de doctorat, université Bordeaux, 2003.
- [2] A.M. MALIK “Technology and Physics of Gate Recessed GaN/AlGaIn FETs”. Thèse de doctorat, université de Stuttgart, 2003.
- [3] O. Jardel, "Contribution à la Modélisation des Transistors pour l'Amplification de Puissance aux Fréquence Microondes. Développement d'un nouveau Modèle Electrothermique de HEMT AlGaIn/GaN incluant les Effets de Pièges, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2008.
- [4] T.P. Chow, V. Khemka, J. Fedison, N. Ramungul, K. Matocha, Y. Tang, R.J. Gutmann, "SiC and GaN bipolar power devices," Solid-State Electronics, vol. 44, no. 2, pp. 227- 301, 2000.
- [5] R.J. Trew, "SiC and GaN transistors - is there one winner for microwave power applications," Proceedings of the IEEE, vol. 90, no. 6, pp. 1032 - 1047, June 2002.
- [6] Stéphane Vittoz. Modélisation et caractérisation de capteurs mécaniques intégrés à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN pour les environnements hostiles. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Grenoble, 2011. Français. <tel-00837976>
- [7] S. Anceau, « Etude des propriétés physiques des puits quantiques d'alliages quaternaires (Al, Ga, In) N pour la conception d'émetteurs ultraviolets ». Thèse de doctorat, Université de Lille, 2004.
- [8] B. Benbakhti, « Analyses physique et thermique de transistors a effet de champ de la filière GaN optimisation de structures pour l'amplification de puissance hyperfréquence ». Thèse de doctorat, Université de Lille, 2006.
- [9] Bernard Gil. Group III nitride semiconductors compounds, physics and applications. Oxford Science Publications, 1998.
- [10] O. Fukunaga. The equilibrium phase boundary between hexagonal and cubic boron nitride. Diamond Relat. Mater., 9 :7, 2000.
- [11] R. S. Pease. An X-ray study of boron nitride Acta Cryst. 5, 356-361,1952.
- [12] Roberto Cossio. Low temperature cathodoluminescence spectroscopy of wide band-gap materials. Thèse de doctorat, Université de Turin, 2006.
- [13] T. Taniguchi; K. Watanabe. Synthesis of high purity boron nitride single crystals under high pressure by using Ba-BN solvent. J. Cryst. Growth, 303:525, 2007.

Références du Chapitre 1

- [14] D. A. Evans, A. G. McGlynn, B. M. Towlson, M. Gunn, D. Jones, T. E. Jenkins, R. Winter, N. R. J. Poolton. Determination of the optical band gap energy of cubic and hexagonal boron nitride using luminescence excitation spectroscopy. *J. Phys.: Cond. Matter.*, 20:075233, 2008.
- [15] R. H. Wentorf, R.C. DeVries, F. P. Bundy. Sintered superhard materials. *Science*, 208:873, 1980.
- [16] T. Taniguchi, S. Yamoka. Spontaneous nucleation of cubic boron nitride single crystal by temperature gradient method under high pressure. *J. Cryst. Growth*, 222:549, 2001.
- [17] Paine R.T., Narula C.K. « Synthetic routes to BN ». *Chem. Rev.* 1990, 90, 73.
- [18] Chopra N., Zettl A. « Measurement of the elastic modulus of a multi-wall boron nitride nanotube ». *Solid Stat. Comm.* 1998, 105(5), 297.
- [19] Hernandez E., Goze C., Bernier P., Rubio A. « Elastic properties of C and B_xC_yN_z composite ». *Phys. Rev. Lett.* 1998, 80, 4502.
- [20] Choi S.R., Bansal N.T., Garg A. « Mechanical and Microstructural Characterization of Boron Nitride Nanotubes-Reinforced SOFC Seal Glass Composite ». *Ceram. Eng. Sci. Proc.* 2007, 26.
- [21] Bansal N.P., Hurst J.B., Choi S.R. « Boron-nitride reinforced glass composites » NASA/TM 2005, 213874.
- [22] Blase X., Rubio A., Louie S.G. « Stability and band-gap constancy of boron nitride nanotubes ». *Europhys. Lett.* 1994, 28, 335.
- [23] Cumings J., Zettl A. « Field emission and current-voltage properties of boron nitride nanotubes ». *Solid Stat. Comm.* 2004, 129, 661.
- [24] Czerw R., Webster S., Carroll D.L., Vieira S.M.C., Birkett P.R., Rego C.A. « Tunneling microscopy and spectroscopy of multiwalled boron nitride nanotubes ». *Appl. Phys. Lett.* 2003, 83(8), 1617.
- [25] Khoo K.H., Mazzoni M.S.C., Louie S.G. « Tuning the electronic properties of boron nitride nanotubes with transverse electric fields: A giant dc Stark effect ». *Phys. Rev. B* 2004, 69, 201401.
- [26] Ishigami M., Sau J.D., Aloni S., Cohen M.L., Zettl A. « Observation of the giant Stark effect in boron-nitride nanotubes » *Phys. Rev. Lett.* 2005, 94, 056804.
- [27] Arenal R., Stephan O., Kociak M., Taverna D., Loiseau A., Colliex C. « Electron energy loss spectroscopy measurement of the optical gaps on individual boron nitride single-walled and multiwalled nanotubes ». *Phys. Rev. Lett.* 2005, 95, 127601.

Références du Chapitre 1

- [28] Jaffrennou P., Donatini F., Barjon J., Lauret J.S., Maguer A., Attal-Tretout B., Ducastelle F., Loiseau A. « Cathodoluminescence imaging and spectroscopy on a single multiwall boron nitride nanotube ». *Chem. Phys. Lett.* 2007, 442, 4-6, 372.
- [29] Chen Y., Zou J., Campbell S.J., Le Caer G. « Boron nitride nanotubes: pronounced resistance to oxidation ». *Appl. Phys. Lett.* 2004, 84(13), 2430.
- [30] Meunier V., Roland C., Bemholc J., Nardelli M.B. « Electronic and field emission properties of boron nitride/carbon nanotube superlattices » *Appl. Phys. Lett.* 2002, 81(1), 46.
- [31] Abdelmoumene M. « Etude et modélisation d'un transistor HEMT AlGaN/GaN ». Mémoire de magister, Université Abou-Bakr Belkaïd-Tlemcen, 2012.
- [32] A.F.Zakia « Caractérisation électrique des HEMTs à base de Nitrure de Gallium AlGaN/GaN ». Mémoire de magister, Université Mentouri de Constantine, Juin 2005.
- [33] S.J. Pearton, F. Ren, A.P. Zhang and K.P. Lee «Fabrication and performance of GaN electronic devices», *Mat. Sci. Eng. R*, Vol. 30 (2000), p. 55-212.
- [34] J. Y. Duboz «GaN as seen by the industry», *Acad. Sci. Paris*, t. 1, Série IV (2000), p. 71-80.
- [35] S. Loughin R.H. French, W.Y. Ching, Y.N. Xu, G.A. Slack, *Appl. Phys. Lett.* vol. 63 n°9 (1993) 1182.
- [36] M. Strassburg, J. Senawiratne, N. Dietz, U. Haboek A. Hoffmann, V. Noveski, R. Dalmau, R. Schlessler, Z. Sitar, *J. Appli. Phys.* vol. 96 n°10 (2004), 5870.
- [37] R.D. Vispute, J. Narayan, J.D. Budai, *Thin Solid Films* 299 (1997) 94.
- [38] M. Razeghi, A. Rogalski, *Applied Physics Reviews J. Appl. Phys.* vol .79 n°10, (1996) 7433.
- [39] X.L. Wang, D.G. Zhao, X.Y. Li, H.M. Gong, H. Yang, J.W. Liang, *Materials Letters* 60 (2006) 3693.
- [40] J.X. Zhang, Y. Qu, Y.Z. Chen, A. Uddin, P. Chen, S.J. Chua, *Thin Solid Films* 515 (2007) 4397.
- [41] H. Zhang, J.M. Liu, F.X. Lu, *App. Surf. Sci.* 253 (2007) 3571.
- [42] K. Tsubouchi, K. Sugai, N. Mikoshiba, *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium (IEEE, New York, 1982)* 340.
- [43] T. Kamiya, *Jpn J. Appl. Phys.* vol. 35 n°8 (1996) 4421.
- [44] C.M. Lueng, H.L.W. Chan, C. Surya, C.L. Choy, *J. Appl. Phys.* vol. 88 n°9 (2000) 5360.

Références du Chapitre 1

- [45] X.B. Wang, C. Song, D.M. Li, K.W. Geng, F. Zeng, F. Pan, *Appl. Surf. Sci.* 253 (2006) 1639.
- [46] M D. Lyutaya and T.S. Barntnitskaya, *Inorg. Mater.* 9, 1052 (1973).
- [47] B. Burgov, L.Daweritz, V. B. Gutan, G. Jungk, H.Neuman and H.Raidt, *Phys. Status Solidi AZ* 49, 629 (1978).
- [48] 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.
- [49] Hamdoune AEK. « Elaboration du nitrure de gallium ; Etude de ses propriétés et Applications ». Thèse de doctorat, Université de Tlemcen, 2006.
- [50] Martinez Guerrero, Esteban Elaboration en épitaxie par jets moléculaires des nitrures d'éléments III en phase cubique, Institut nationale des sciences appliquées Lyon, 2002.
- [51] Stéphanie Anceau, Etude des propriétés physiques des puits quantiques d'alliages quaternaires (Al,Ga,In)N pour la conception d'émetteurs ultraviolets, thèse de doctorat, Université Montpellier, 2004.
- [52] Steude G., Meyer B.K., Glödner A., Hoffmann A., (1999) Gbertram F., Christen J., Amano H., Akasaki I., *Appl. Phys. Lett.* 74, (1999) 2456.
- [53] M. Leroux, Matériaux pour l'Optoélectronique, Traité EGEM série Optoélectronique, tome 7, édité par G.Roosen, (Hermes Science Publications, Paris, 2003).
- [54] Vurgaftman L. R. Ram-Mohan and J. R. Meyer, Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys, *journal of applied physics* volume 89, number 11, 2001.
- [55] Fabrice Enjalbert, Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrures et application au laser UV pompé par cathode à micropointes, thèse de Doctorat, de Université Joseph Fourier – Grenoble 1, 2004.
- [56] K. H. Ploog, O. Brandt, Doping of group III nitrides, *J. Vac. Sci. Technol. A* 16, 1609 (1998).
- [57] J. K. Sheu, G. C. Chi, The doping process and dopant characteristics of GaN, *J. Phys.: Condens. Matter* 14, R657 (2002).
- [58] Q. Z. Liu, S. S. Lau, A review of the metal-GaN contact technology, *Solid-State Electron.* 42, 677 (1998).
- [59] H.X. Jiang, J.Y. Lin, AlGaIn and InAlGaIn alloys – Epitaxial growth, optical and electrical properties, and applications, *Opto-electron. Rev.* 10, 271(2002).

Références du Chapitre 1

- [60] H. K. Kim, T. Y. Seong, I. Adesida, C. W. Tang, K. M. Lau, Low-resistance Pt/Pd/Au ohmic contacts to p-type AlGa_N, *Appl. Phys. Lett.* 84, 1710 (2004).
- [61] F. M. Anwar, IEEE, Shangli Wu, and Richard T. Webster, Temperature Dependent Transport Properties in Ga_N,Al_xGa_{1-x}N, and In_xGa_{1-x}N Semiconductors, *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. 48, No. 3, 2001.
- [62] Bremser M.D., Perry W.G., Zheleva T., Edwards N.V., Nam O.H., Parikh, N., Aspnes D.E., Davis R.F., *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* 1, (1996) 8.
- [63] M. Kurimoto, T. Takano, J. Yamamoto, Y. Ishihara, M.Hoie, M. Tsubamoto, and H. Kawanishi Growth of BGaN/AlGa_N multi-quantum-well structure by metalorganic vapor phase epitaxy *J. Cryst. Growth* 221, 378 (2000).
- [64] T. Takano, M. Kurimoto, J. Yamamoto, M. Tsubamoto, and H. Kawanishi *Journal of Crystal Growth* 221, pp.378-381, 2002.
- [65] Ougazzaden, S. Gautier, T. Moudakir, Z. Djebbour, Z. Lochner, S. Choi, H. J. Kim, J.-H. Ryou, R. D. Dupuis, A. A. Sirenko Bandgap bowing in BGaN thin films *Applied Physics Letters* 93, 083118, (2008).
- [66] T. Honda, M. Kurimoto, M. Shibata, H. Kawanishi Excitonic emission of BGaN grown on (0001) 6H-SiC by metal-organic vapor-phase epitaxy *Journal of Luminescence* 87, 89, pp 1274-1276, 2000.
- [67] G. Orsal et al. effect of boron incorporation on growth behavior of BGaN/GaN by MOVPE. *Crystal Growth*, 310:5058-5062, 2008.
- [68] T. Baghdadli et al. Electrical and structural characterizations of BGaN thin films by metal-organic vapor phase epitaxy. *Phys. Status Sol. C*, 6:S1029, 2009.
- [69] DESIGN AND FABRICATION OF BORON CONTAINING III-NITRIDES BASED HIGH ELECTRON MOBILITY TRANSISTORS, thèse de Ravindran, Vinod. Institut de technologie, Georgia, 2013.
- [70] Vurgaftman and J. R. Meyer, "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors," *Journal of Applied Physics*, vol. 94, no. 6, p. 3675, 2003.
- [71] H.M. Manasevit, F.M. Erdman, and W.I. Simpson, "The Use of Metalorganics in the Preparation of Semiconductor Materials". *The Nitrides of Aluminum and Gallium*, 9. *Electrochem. SOC*, 118 (1971), p. 1864.
- [72] N. Vellas, "Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière Nitrure de Gallium pour des applications de puissance hyperfréquences," Thèse de doctorat, Université de Lille1, 2003.

Références du Chapitre 1

[73] R. Aubry, "Etude des aspects électrothermiques de la filière HEMT AlGa_N/Ga_N pour application de puissance hyperfréquence," Thèse de doctorat, Université de Lille1, 2004.

[74] J. Huang ; Y. T. Zhu. Advances in the synthesis and characterization of boron nitride. Defect and diffusion Forum, 186-187 :1, 2000.

Chapitre 2

Transistor à Haute Mobilité Electronique AlGaN/GaN

2.1 Historique du transistor

L'invention de l'effet transistor se situe dans un fond qui trouve ses racines dans les débuts de la téléphonie. Depuis 1936, les laboratoires BELL cherchaient des solutions afin de révolutionner les commutateurs électromécaniques des centraux téléphoniques par des dispositifs statiques plus fiables. Rajoutant aussi que la seconde guerre mondiale a produit une évolution rapide des semiconducteurs (germanium) pour réaliser les diodes de détection des RADAR. L'effet transistor fut donc révélé en 1947 par *J. Bardeen, W.H. Brattain* et *W. Shockley* qui ont reçu le prix Nobel de physique en 1956. Les premiers transistors au silicium furent fabriqués en 1954 ; et dès février 1954, les premiers ordinateurs complètement « transistorisés » virent le jour.

2.2 Transistors à effet de champ

2.2.1 Transistors MOSFETs et LDMOS

La structure de base du transistor MOSFET (*Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor*) est représentée sur la Figure 2-1. Le transistor est essentiellement composé d'un substrat de type p dans la plus part du temps, dans lequel deux diffusions n^+ forment les électrodes de source et de drain. Une capacité MOS est réalisée sur le substrat entre la source et le drain qui est l'électrode de commande de la capacité MOS, cette dernière est appelée la grille.

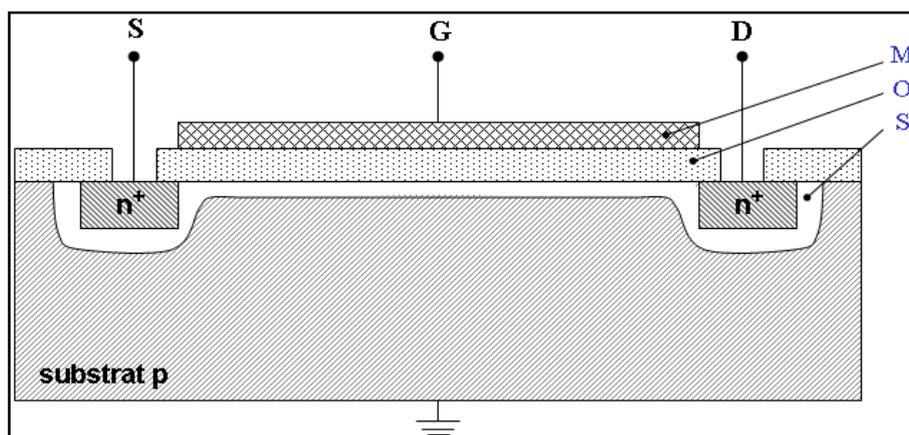


Figure 2-1: Structure de base d'un transistor MOSFET à canal n.

Si la capacité MOS grille-substrat est en régime d'inversion ($V_g > V_t$), on a la présence d'un canal n à la surface du semi-conducteur qui connecte la source et le drain. On étalonne ainsi le courant de drain par la tension de polarisation de la grille.

Le principe de fonctionnement du transistor à effet de champ à grille isolée se traduit donc par la modulation de la tension de grille la conductivité du canal drain-source.

Ce genre de transistor présente l'avantage d'être moins sensible aux effets thermiques, rapide et d'être commandé par une tension (contrairement au HBT qui nécessite une consommation de courant). Ces avantages sont néanmoins mineurs dans le domaine de la puissance où le transistor délivre un faible courant en régime de conduction ainsi une faible tension de claquage.

Une filière a été développée, afin de corriger les limites en puissance du MOSFET, qui est la technologie LDMOS (*Laterally diffused MOS*). Il se favorise du MOSFET par un puits dopé p+ (Figure 2-2) jouant le rôle de masse RF entre la source et la face arrière du composant.

La filière silicium LDMOS a remporté la plus grande part du marché des amplificateurs de puissance de station de base aux dépens des composants siliciums bipolaires et des MESFETs AsGa ; dans ce segment, le LDMOS offre d'excellents rapports coût/performance.

Cependant, sa chance à continuer d'occuper une importance dans le marché s'avère incertaine, elle se trouve limité par sa faible réponse fréquentielle (fréquence d'utilisation maximum en bandes L ou S), ainsi que sa tension de claquage qui est moins élevée et sa plus faible densité de puissance. A l'heure actuelle, Freescale suggere des composants, pour des applications 3G. Les fréquences d'utilisation couvrent la bande 1805MHz–2170MHz pour des tensions d'alimentation comprises entre 26V et 28V, des puissances comprises évoluant de 1 W à 120 W et un gain allant de 10.2 dB à 15 dB [1].

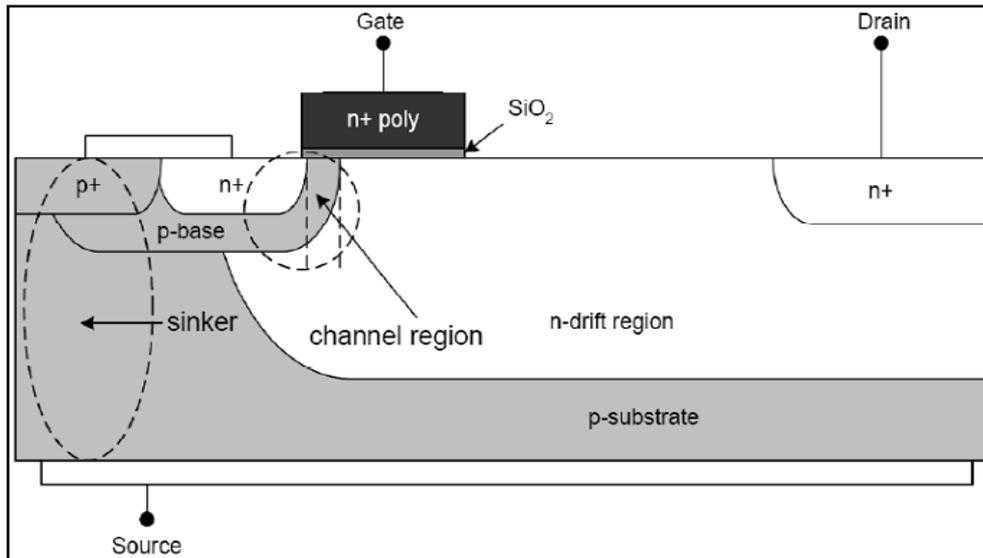


Figure 2-2: Vue en coupe d'un transistor LDMOS.

2.2.2 Transistor MESFET

Le MESFET est considéré comme le premier composant fabriqué à partir d'un composé III-V.

Mead [2] proposa en premier lieu de remplacer le Silicium des premiers FETs par un semiconducteur III-V tel que l'Arséniure de Gallium (AsGa). Cette évolution au niveau matériau a autorisé l'utilisation des MESFETs aux fréquences microondes. Les premiers résultats en puissance obtenus avec un MESFET 4H-SiC datent de 1994 [3]. La structure d'un transistor à effet de champ est représentée par la figure 2-3.

L'avantage des MESFETs SiC est l'excellente conductivité thermique qui possède son substrat. Cependant ; la mobilité des électrons est sensiblement inférieure à celle de GaN, cause à le manque de disponibilité de technologie d'hétérojonction dans cette configuration de matériau.

D'autre part, ces substrats sont coûteux et limités en diamètre mais les MESFETs SiC restent des sévères concurrents pour les systèmes de communications sans fil qui utilisent des amplificateurs de puissance.

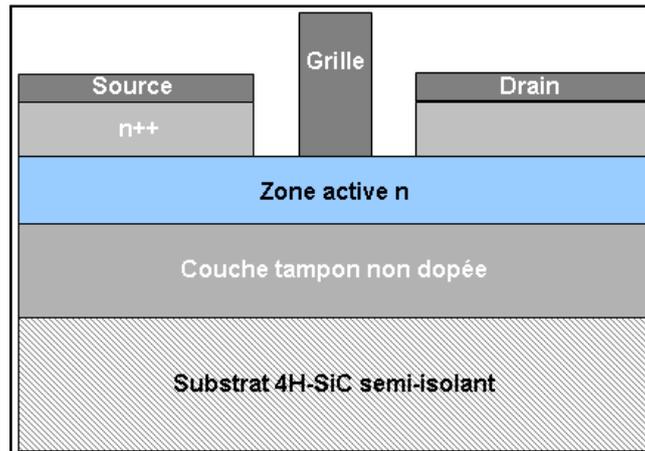


Figure 2-3: Vue en coupe d'un transistor MESFET SiC.

Le principe de fonctionnement d'un MESFET est défini par la possibilité de moduler l'épaisseur du canal sous la grille (figure 2-4), créant une couche dépeuplée d'électrons libres, appelée zone de charge d'espace (ZCE), sous la grille dont le contact est de type Schottky. Aucun courant ne peut traverser cette couche dépeuplée ; la région où le courant peut circuler est donc réduite à la fraction de la couche active non dépeuplée. En régime de fonctionnement ordinaire, le drain est polarisé positivement par rapport à la source, tandis que la grille est polarisée négativement, toujours par rapport à la source (figure 2-11).

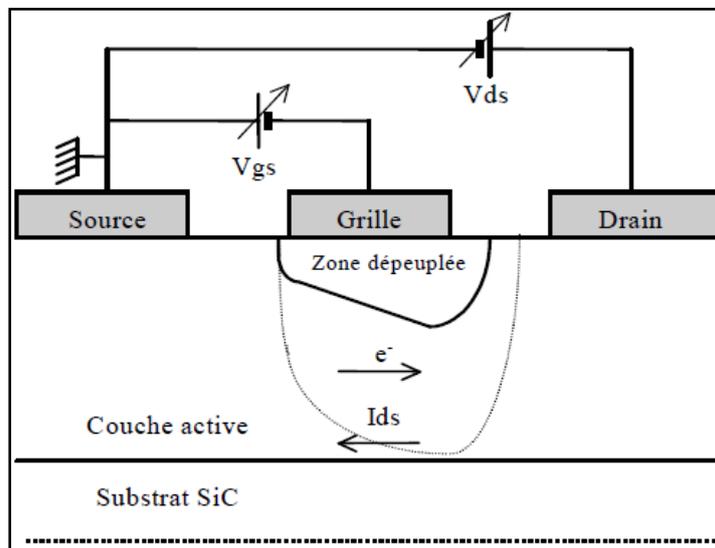


Figure 2-4: Vue en coupe et polarisation d'un MESFET SiC.

- A une tension de drain fixe, la polarisation négative de la grille fait augmenter la pénétration de la zone de charge d'espace dans la couche active, en diminuant ainsi le passage

du courant. Lorsque la tension de grille est suffisamment négative, la ZCE vient complètement de boucher le canal, en laissant plus passer le courant. Le transistor est alors dit « pincé » et la tension appliquée sur la grille est alors appelée tension de pincement (V_p).

- A tension de grille fixée, l'augmentation dans le sens positive d'une tension de drain implique la création d'un champ électrique dans le canal. Ce champ entraîne les électrons de la source vers la grille, établissant ainsi un courant I_{DS} (drain-source).

La différence de potentiel entre la grille et le canal étant plus faible à l'extrémité située près de la source que du côté drain, le canal est plus resserré à proximité du drain.

2.3 HEMT AlGaIn/GaN

2.3.1 Fonctionnement du HEMT

Les premiers transistors à haute mobilité électronique (*High Electron Mobility Transistor* : HEMT) sont apparus en 1980 (Thomson-CSF [4] et Fujitsu [5]). Le HEMT constitue une évolution majeure du MESFET (Fet à jonction métal-semi-conducteur) et a pris le pas sur ce dernier depuis les années 1990. Les premiers HEMTs à base de GaN sur substrat saphir, silicium et carbure de silicium sont apparus au milieu des années 90 [6]. Dans ce cas, il faut attendre la fin des années 90 pour trouver des résultats très intéressants en termes de puissance et de fréquence [7].

Le HEMT parfois nommé TEGFET (*Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor*) est à l'origine un composant à faible bruit et de faible consommation d'énergie. Désormais, il est un élément essentiel pour les applications d'amplification de puissance en hautes fréquences.

De même que pour le FET, l'effet fondamental repose sur le fait qu'une tension variable appliquée sur l'accès de grille du composant permet de faire varier le courant circulant entre les deux autres électrodes de drain et de source (source de courant contrôlée en tension).

Par contre, le principe de fonctionnement des transistors à effet de champ à hétérojonction est basé sur le principe de création et de contrôle d'un gaz d'électrons dans un matériau faiblement dopé où les électrons peuvent se déplacer plus rapidement (mobilité d'électrons élevée). Cette couche appelée gaz d'électrons à deux dimensions (origine du nom TEGFET) est la conséquence des polarisations spontanée et piézoélectrique. L'effet fondamental est donc lié au phénomène de variation de la densité de porteurs n_s de ce gaz bidimensionnel d'électrons sous l'influence de la tension appliquée à l'accès de grille du composant. Les tensions appliquées à la grille et au drain sont respectivement notés V_{GS} et V_{DS} . Le principe du

MESFET est adversaire à celui du HEMT car pour le MESFET la tension appliquée sur la grille contrôle la largeur de conduction entre le drain et la source.

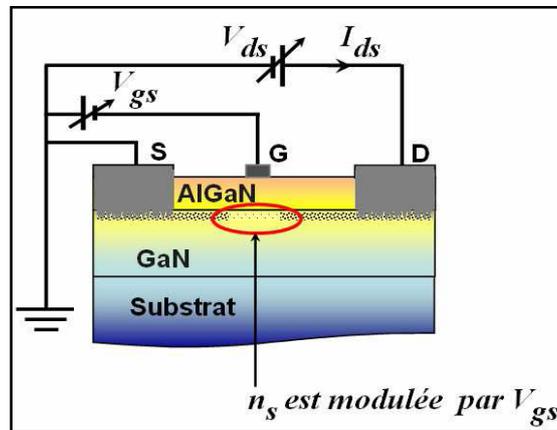


Figure 2-5: Vue en coupe d'un HEMT AlGaN/GaN [8].

Les principaux avantages du HEMT $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ par rapport à ses adversaires sont :

- Un gap élevé.
- Tension de claquage élevée.
- Meilleure mobilité électronique.

2.3.1.1 Structure physique

La structure d'un HEMT est composée essentiellement de trois matériaux différents [9], [10], [11] : le substrat, un matériau à large bande interdite et un autre matériau à faible bande interdite.

Comme nous l'avons vu précédemment, c'est la jonction de ces deux derniers matériaux qui conduit à la formation d'un gaz d'électrons à l'interface, modulé par la tension appliquée au composant. La Figure 2-6 représente la structure de base d'un HEMT.

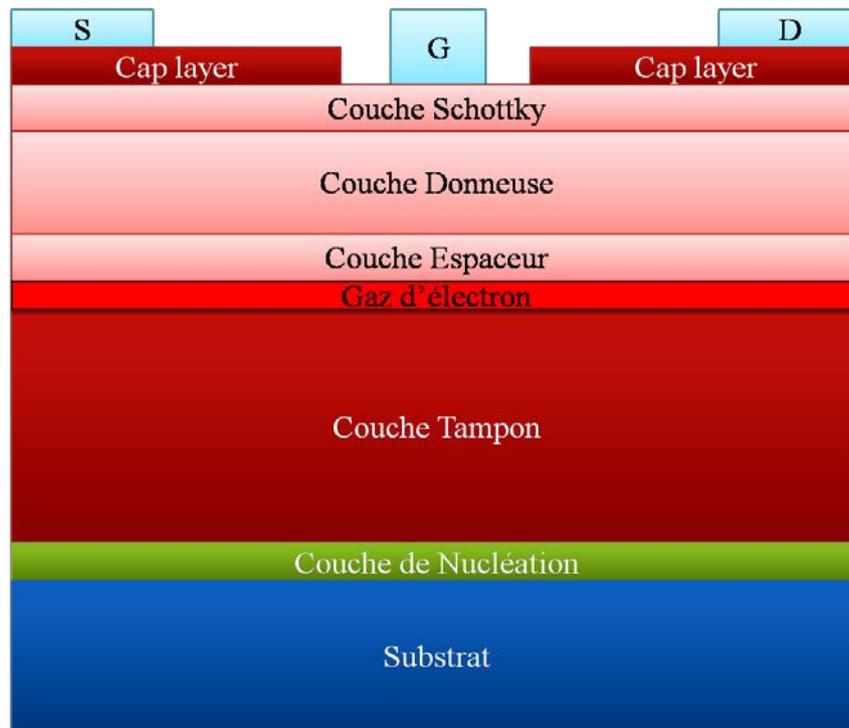


Figure 2-6: Structure physique d'un HEMT.

- **Substrat** : Nommé aussi Bulk, c'est la couche sur laquelle on fait croître les autres matériaux ; il peut être en saphir, en silicium et en carbure de silicium.
- **Couche de nucléation** : C'est une couche mince (de préférence GaN ou AlN) qui sert à minimiser le désaccord de maille entre la couche tampon et le substrat.
- **Couche tampon** : Nommée aussi Buffer (en anglais), c'est une couche à petit gap non intentionnellement dopé (n.i.d) ; c'est la plus importante partie du HEMT car c'est dans cette couche où va se créer le gaz bidimensionnel d'électrons, elle détermine les performances du composant.
- **Couche espaceur** : Nommée Spacer (en anglais), cette couche est réalisée à partir du matériau du plus large gap non intentionnellement dopée, elle possède une épaisseur de quelques nanomètres, son rôle est de séparer les atomes de la couche donneuse et celle du canal. Plus cette couche est épaisse, plus la mobilité des électrons dans le canal est grande liée à une faible densité de charges ; et plus cette couche est fine, plus la densité de charges disponibles dans le canal est grande induisant une faible résistance de source, une transconductance et une densité de courant plus grandes.
- **Couche donneuse** : comme son nom l'indique, elle fournit les électrons libres à la structure, le dopage qui est généralement réalisé par le silicium, y joue un rôle

important car il contribue à l'augmentation de la concentration des électrons fournis.

- **Couche Schottky** : cette couche à grand gap non dopée permet de réaliser le contact Schottky de la grille.
- **Cap layer** : c'est une couche superficielle, formée par un matériau de faible bande interdite. Elle sert à réaliser les contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche sera dans la plupart des cas fortement dopée afin de réaliser un très bon contact ohmique et diminuer la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès.

2.3.1.2 Principe de fonctionnement de l'hétérojonction

Pour mieux comprendre son fonctionnement, nous allons présenter brièvement les structures de bande des matériaux mis en jeu dans un HEMT AlGaIn/GaN [11] qui représente la technologie étudiée au cours de ces travaux de thèse.

La juxtaposition d'un matériau à grand gap et d'un matériau à petit gap, s'appelle hétérojonction ; elle implique la création d'une discontinuité de bande de conduction à l'interface entre les deux matériaux. Lors de la mise en contact, les niveaux de Fermi s'alignent ; il se crée alors une courbure des bandes de conduction et de valence. Cette courbure entraîne la formation d'un puits de potentiel dans le matériau à petit gap où transfèrent et s'accumulent les électrons provenant de la couche donneuse. L'accumulation des électrons dans le puits est appelée gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG (d'où l'appellation TEGFET). L'hétérojonction est alors caractérisée par la discontinuité de bande de conduction ΔE_C entre les deux matériaux. La Figure 2-7 présente les niveaux d'énergie mis en jeu dans chacun des matériaux de l'hétérojonction avant contact.

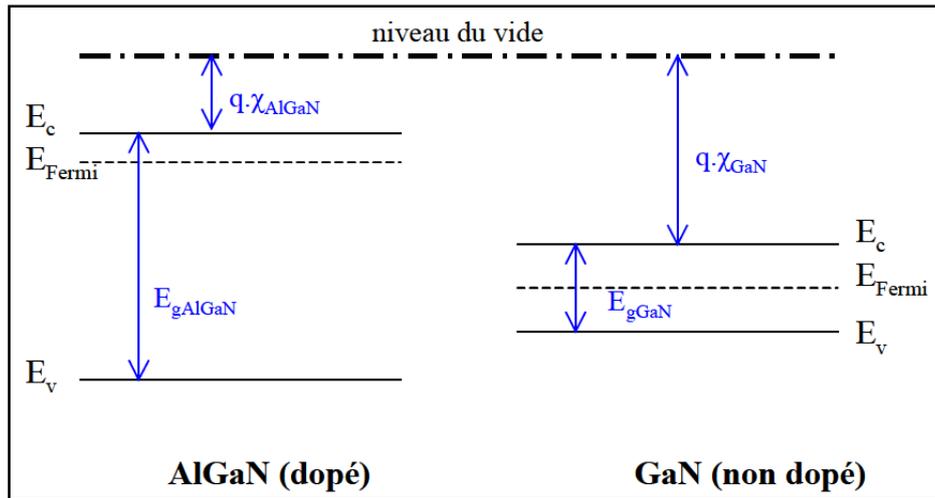


Figure 2-7: Niveaux d'énergie des matériaux mis en jeu dans l'hétérojonction.

D'après les règles d'Anderson, les niveaux de Fermi des deux matériaux s'alignent lors de la jonction. Le niveau du vide ne pouvant pas subir de discontinuités, il en résulte une discontinuité de la structure de bande d'énergie à l'interface. La Figure 2-8 montre les niveaux d'énergie à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle.

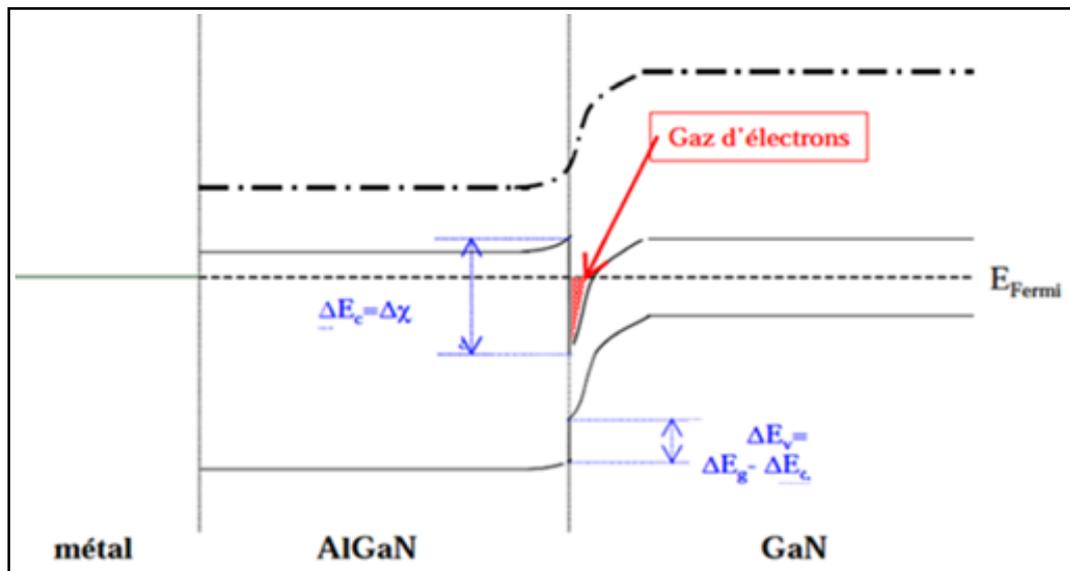


Figure 2-8: Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle.

Un puits quantique se forme à l'interface, dans le matériau de plus faible largeur de bande interdite. Ce puits est situé dans la partie supérieure du matériau à plus faible gap non dopé car, au-dessus, le matériau présentant la plus grande largeur de bande interdite joue le rôle de

couche barrière. C'est dans ce puits que se regroupent les charges libres entraînant le phénomène de conduction à l'origine de la formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions que l'on peut nommer canal. La densité de porteurs dans ce canal dépend du niveau de Fermi dans la bande interdite du matériau (niveau de dopage), de la différence de largeur de cette bande entre les deux matériaux (ΔE_g) et du dopage considéré. Par exemple, la Figure 2-9 présente les niveaux d'énergie mis en jeu à l'hétérojonction lorsqu'on applique une tension sur la grille du composant. On peut constater une modulation de ce gaz d'électrons et donc de la concentration de porteurs dans le canal. Ainsi une tension appliquée sur la grille d'un HEMT permet le contrôle du courant qui circule entre drain et source.

Une saturation du courant s'observe en raison de la vitesse de saturation des électrons pour de fortes valeurs de tension entre drain et source. Si on compare une fois encore le HEMT au MESFET, la mobilité étant plus élevée dans un gaz que dans un matériau dopé, le HEMT est plus rapide que le MESFET ce qui permet des applications à de plus hautes fréquences.

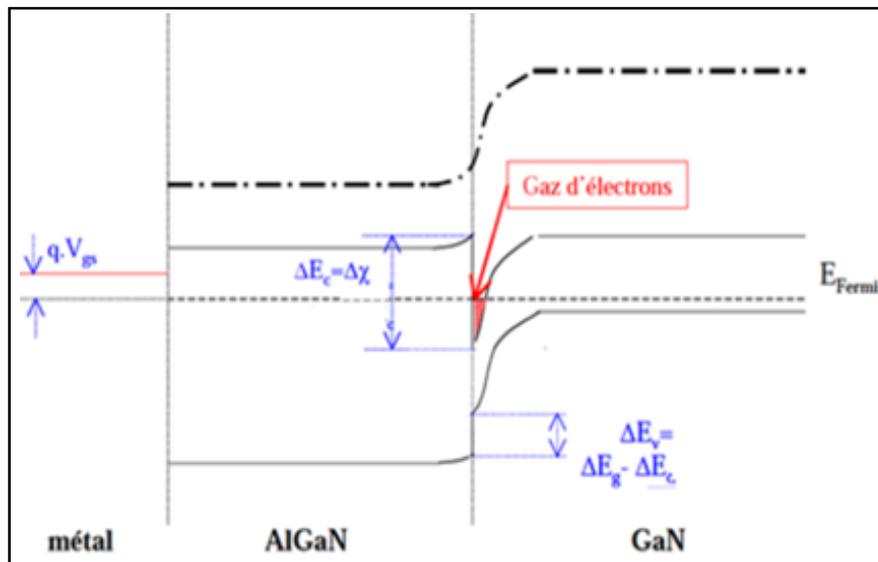


Figure 2-9: Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée non nulle.

2.3.1.3 Gaz électronique à deux dimensions

Ce gaz électronique à deux dimensions est aussi appelé « gaz d'électrons », « canal d'électrons » ou « 2DEG pour Two-Dimensional Electron Gas ». Celui-ci est formé à l'interface AlGaIn/GaN, en considérant une couche AlGaIn sur une couche GaN sans

contrainte. Elles sont toutes les deux de polarité gallium. Le paramètre de maille d'AlGaN relaxé étant inférieur à celui de GaN, donc la couche subit une tension importante. Donc après la déformation, une composante de polarisation piézoélectrique vient de fait s'ajouter à la polarisation spontanée.

A partir des valeurs de polarisation spontanée de l'AlN et du GaN, une loi linéaire peut être établie pour représenter l'évolution de la polarisation spontanée du composé ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction du taux d'aluminium x .

$$P_{sp}(x) = (-0.052x - 0.029) \text{ C/m}^2 \quad (2.1)$$

Il faut préciser que le sens d'orientation de la polarisation spontanée dans le matériau AlGaN est le même que celui dans GaN. Cette orientation est appelée polarité de la couche.

La figure 2.10 montre l'orientation des polarisations pour une couche d'alliage AlGaN pseudomorphique sur une couche épaisse de GaN. Lorsque la couche d'AlGaN est contrainte en tension, les polarisations piézoélectrique et spontanée ont la même direction et sont orientées en sens contraire de l'axe [0001]. Si la couche d'AlGaN était contrainte en compression, la polarisation piézoélectrique aurait une direction opposée à la polarisation spontanée [12].

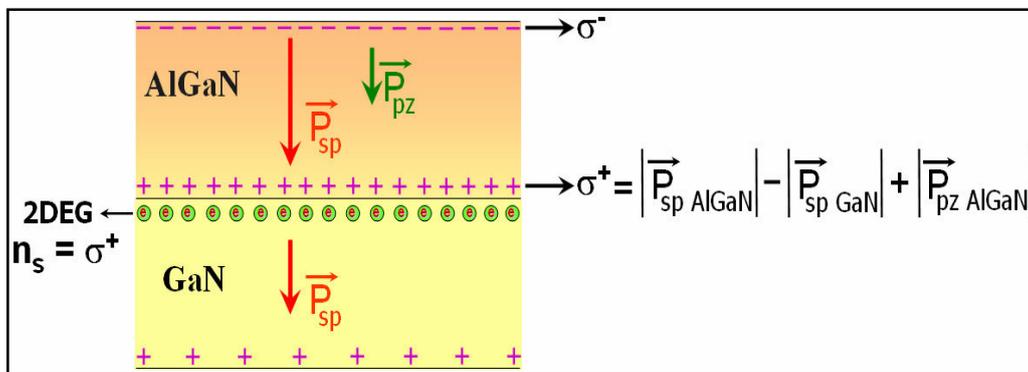


Figure 2-10: Mise en évidence de la formation du 2DEG à l'interface AlGaN/GaN [13].

Dans ce cas, on obtient une densité de charges fixes positives à l'interface telle que :

$$\sigma^+ = |P_{spAlGaN}| - |P_{spGaN}| + |P_{pzAlGaN}| \quad (2.2)$$

Plus le taux d'aluminium x est grand, plus la valeur absolue de la polarisation spontanée dans le matériau AlGaN est importante [12].

Cette charge positive est compensée par la présence d'électrons à l'interface formant un gaz confiné à cette interface qu'on appelle gaz bidimensionnel d'électrons. La couche AlGaN est appelée "barrière", la couche GaN où se trouvent les électrons à l'interface est appelée "canal".

Le dopage intentionnel n'est pas requis pour la barrière AlGaN. Les électrons confinés à l'interface peuvent venir de plusieurs sources : des défauts intrinsèques, des impuretés dans la couche tampon GaN, la barrière AlGaN, ou encore des états de surface [14], [15].

Les électrons sont confinés à l'interface AlGaN/GaN grâce à un champ électrique très fort dû à la polarisation. Par conséquent ; la densité d'électrons dans le gaz 2D dépend de l'état de contrainte des couches, du taux d'aluminium et de l'épaisseur de la barrière.

2.3.1.4 Influence de la contrainte

Dans le cas de la polarité gallium, la contrainte n'influe que sur les vecteurs de polarisation piézoélectrique car les vecteurs de polarisation spontanée restent fixes par rapport à cette contrainte. Il y a trois possibilités pour la contrainte de la couche GaN sur le substrat : sans contrainte, contrainte en tension et contrainte en compression. Chaque cas exige un état de contrainte pour la couche AlGaN aussi la présence d'une densité de charge positive à l'interface AlGaN/GaN (Figure 2-11) [13].

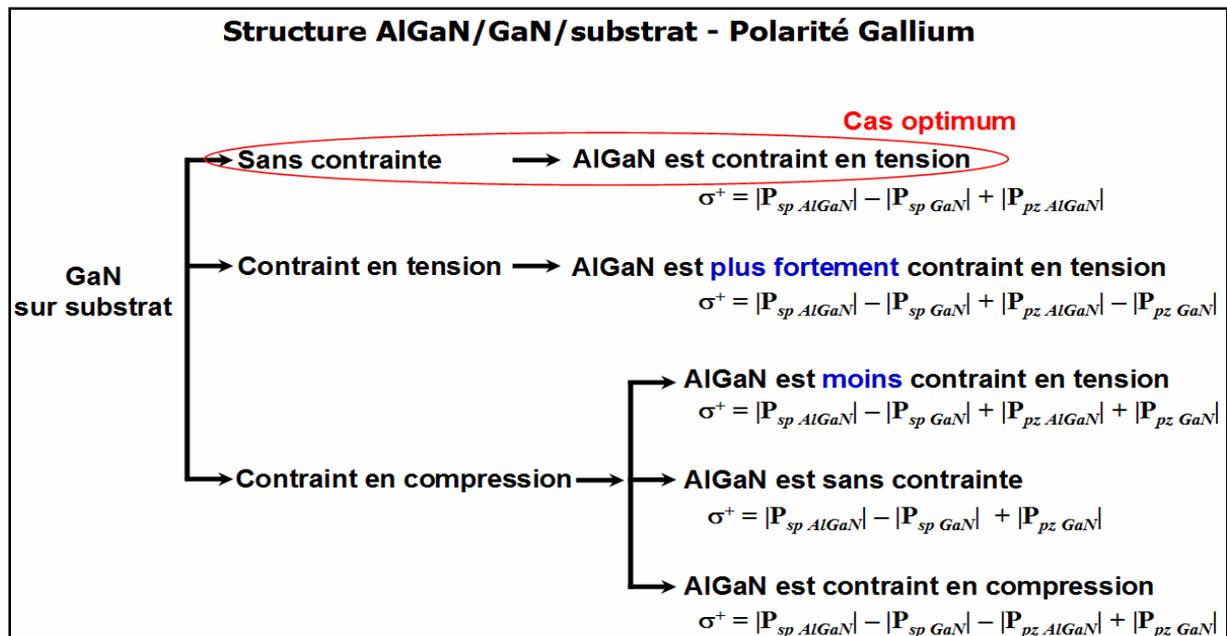


Figure 2-11: Les configurations de l'état de contrainte et de la densité de charges surfaciques de l'hétérostructure AlGaN/GaN [13].

Le premier cas est celui de l'exemple précédent figure 2-10 ; c'est le cas optimum car la contrainte dans l'AlGaN n'est pas trop importante et les vecteurs de polarisation spontanée et piézoélectrique sont dans le même sens que l'AlGaN.

Dans le deuxième ; cas le fait que la couche GaN soit contrainte en tension, elle provoque l'apparition de la polarisation piézoélectrique dans le GaN et fait augmenter la contrainte de l'AlGaN en tension. Théoriquement, ce cas peut générer une densité de charge positive σ^+ plus élevée à l'interface AlGaN que dans le cas précédent, car l'augmentation de $P_{pzAlGaN}$ est plus importante que P_{pzGaN} [13]. Cependant les niveaux de contrainte appliquée sur AlGaN seraient trop importants, engendrant la formation de dislocations et par suite la relaxation du matériau.

Dans le troisième cas ; selon le niveau de la contrainte en compression de la couche GaN, la polarisation piézoélectrique dans AlGaN peut diminuer, s'annuler ou changer de signe. La polarisation piézoélectrique dans GaN ne suffit pas pour compenser la chute de l'effet piézoélectrique dans AlGaN. La densité de charges positives à l'interface AlGaN/GaN est nettement moins importante que celle obtenue dans les deux premiers cas ; ce cas n'est pas intéressant [13].

Pour la polarité azote, les densités de charges à l'interface suivent les mêmes évolutions que celles obtenues pour la polarité de gallium à la différence qu'elles sont négatives. Ceci implique la présence d'un gaz de trous à l'interface AlGaN/GaN. Cependant la mobilité des trous est largement plus faible que celle des électrons [9]. C'est pourquoi nous ne nous intéressons qu'à la structure AlGaN/GaN d'une polarité gallium.

En conclusion, il est préférable de réaliser une épitaxie de polarité gallium si l'on désire avoir un gaz d'électrons (2DEG) à l'interface AlGaN/GaN, car les électrons ont une mobilité largement plus importante que celle des trous. De plus, il est important de réaliser une couche tampon de bonne qualité pour limiter la contrainte du GaN, afin d'avoir une densité de charge maximale à l'interface AlGaN/GaN. Le fait de contraindre AlGaN en tension permettrait théoriquement d'accroître la densité de charges à l'interface. Cependant ; pour observer une augmentation significative de la densité de charges, il faudrait contraindre fortement GaN au risque de dégrader sa qualité cristalline par la formation de dislocations et/ou de craquelures. Le cas où GaN est relaxé et AlGaN est contraint en tension, semble être le cas idéal pour avoir une bonne qualité cristalline et une densité de charges à l'interface AlGaN/GaN.

2.3.1.5 Influence du taux d'aluminium

On peut consigner que l'augmentation du taux d'aluminium produit un accroissement de la polarisation spontanée et piézoélectrique dans la couche AlGaIn et donc de la densité du gaz 2D d'électrons. En réalité, au-delà de $x = 0.38$, le paramètre de maille a du GaN décroît sensiblement et entraîne une contrainte du GaN en compression [12]. Et à partir de $x = 0.5$, la qualité cristalline se dégrade et une relaxation partielle de la couche AlGaIn apparaît [12]. Le taux d'aluminium le plus utilisé pour l'hétérojonction AlGaIn/GaN dans la littérature est d'environ 30% [12].

2.3.1.6 Influence de l'épaisseur de la barrière

Pour un taux d'aluminium d'environ 30%, l'évolution de la densité du gaz 2D d'électrons en fonction de l'épaisseur de la barrière rapportée dans plusieurs études est assez homogène [14] [16] [17]. En effet, la densité du gaz 2D d'électrons est négligeable pour une épaisseur en dessous de 5nm, elle augmente fortement entre 5 à 10 nm, puis elle se sature à partir de 25 nm (Figure 2-12).

La structure standard pour les hétérostructures $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ actuelles est constituée d'une barrière de 20 à 30 nm d' $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ épitaxiée sur GaN. La densité du gaz 2D d'électrons moyenne rapportée dans la littérature pour une telle structure est de l'ordre de $1.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ [12] [16] [17].

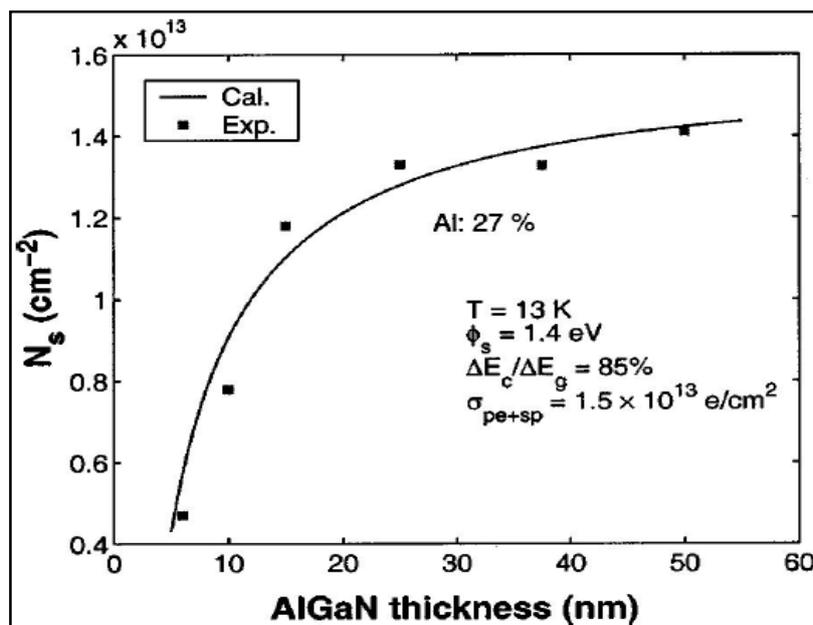


Figure 2-12: La densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière AlGaIn. Le taux d'Aluminium dans la barrière est de 27% [16].

2.3.1.7 Transistor pHEMT AsGa

Le transistor à effet de champ pseudomorphique AsGA (pseudomorphic High Electron Mobility Transistor : pHEMT) se diffère des transistors HEMTs par l'ajout d'indium (InGaAs) entre les couches AlGaAs et AsGa. Cette structure lui offre une plus grande densité de courant, due à l'augmentation du puits de potentiel, et une plus grande fréquence de travail, due à une augmentation de mobilité des porteurs appartenant aux propriétés de l'InGaAs. Cependant, les transistors pHEMTs AsGa ont toujours des densités de puissances inférieures aux transistors grand gap, de l'ordre de 1W/mm avec un record à 2W/mm [18], [19].

2.3.2 Modèle électrique et grandeurs internes du HEMT

2.3.2.1 Schéma équivalent

Afin de concevoir et simuler des circuits à base de ces composants, il faut construire un modèle électrique du transistor ; ce modèle électrique est utilisé pour évaluer les paramètres permettant de juger de l'aptitude d'un composant à fonctionner à haute fréquence [20]. En petit signal, le modèle hyperfréquence couramment utilisé est représenté par la figure 2-13. La Figure 2-14 représente ce modèle tel qu'il peut être utilisé en simulation dans un logiciel de CAO.

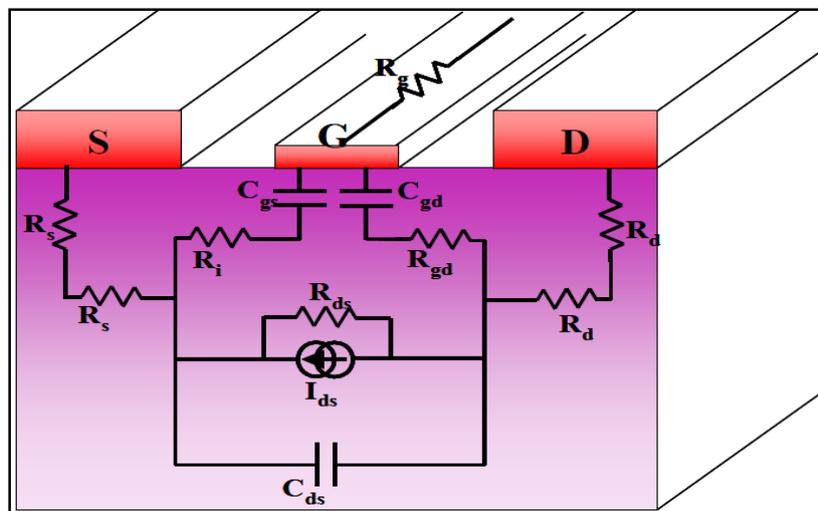


Figure 2-13 : Représentation schématique des éléments électriques d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN.

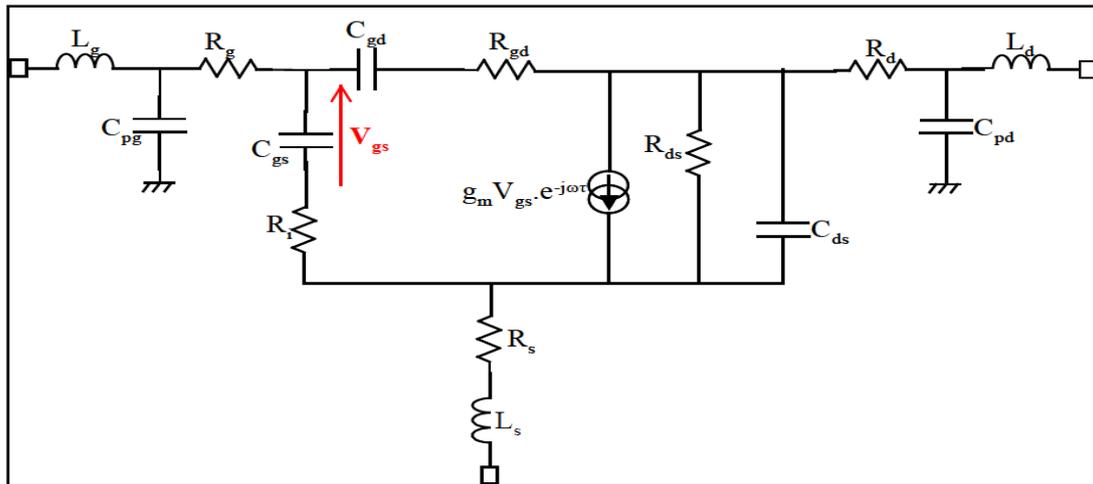


Figure 2-14 : Modèle électrique petit signal d'un HEMT.

2.3.2.2 Conductance de sortie

La conductance de sortie G_d est le rapport de la variation du courant I_{DS} en fonction de la tension V_{DS} pour une tension de grille V_{GS} constante :

$$G_d = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right|_{V_{GS} = \text{Cste}} \quad (2.6)$$

La conductance de sortie sert comme un indicateur de régime de saturation : en fonctionnement linéaire, le canal possède une faible résistance (la zone désertée n'est pas encore étendue) donc G_d est grande. Par contre ; en régime saturé, la zone de charge d'espace occupe tout le canal côté drain, sa résistance augmente et G_d diminue. C'est en effet la signature de la présence des phénomènes physiques non désirables tels que l'effet de l'ionisation par impact en présence d'un fort champ électrique, les fuites de substrat, les fuites dans le buffer ou alors l'effet de canal court. On cherche à minimiser G_d ; un bon rapport d'aspect, une faible densité de pièges dans le buffer et une couche barrière arrière sont autant d'éléments à satisfaire pour réduire G_d .

2.3.2.3 Capacité grille-source

La capacité grille-source décrit l'interaction capacitive entre la grille et la source à l'entrée du composant, elle représente la variation de la charge accumulée dans la zone dépeuplée, située sous la grille en fonction de la tension grille-source pour une tension grille-drain constante :

$$C_{gs} = \left. \frac{\partial Q_g}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{gd} = \text{Cste}} \quad (2.7)$$

Avec Q , la charge de la zone dépeuplée sous la grille. La fréquence de coupure du transistor est inversement proportionnelle à la capacité C_{gs} . Par conséquent ; avoir une faible capacité grille-source va permettre une amélioration des performances du transistor en termes de fréquences de coupure.

2.3.2.4 Capacité grille-drain

Cette capacité représente l'interaction capacitive entre la grille et le drain ; elle est très faible en régime saturé. Quand la grille est chargée par une haute impédance, cette capacité influe sur le composant en mode haute fréquence ; elle donnée par l'équation (2.8).

$$C_{gd} = \left. \frac{\partial Q}{\partial V_{GD}} \right| \quad (2.8)$$

Cette capacité dégrade les performances dynamiques de deux façons :

- Par effet Miller : Une addition d'une partie reportée de C_{gd} sur l'impédance d'entrée du composant avec la capacité C_{gs} résultant une diminution de la bande passante d'un amplificateur.
- Par couplage direct : A hautes fréquences, cette capacité parasite (C_{gd}) court-circuite la source en reliant la sortie du transistor directement à son entrée.

2.3.2.5 Capacité drain-source

D'après le modèle électrique petit signal, la capacité drain-source décrit l'interaction capacitive entre les deux régions du canal, sous le deux contacts ohmiques.

2.3.2.6 Résistances et éléments parasites d'accès

Les résistances parasites forment l'ensemble des résistances d'accès de grille, de drain et de source. La résistance R_G est directement liée à la section du contact de grille, elle représente les pertes au long de l'électrode de grille. Les résistances R_D et R_S résultent des contacts, elles traduisent l'effet résistif des contacts ohmiques et des zones du substrat situées entre les électrodes externes de source ou de drain et la zone active du canal.

Les autres éléments parasites d'accès à savoir : L_G , L_S , L_D , C_{pg} , C_{ps} , C_{pd} , associés respectivement, aux inductances et capacités parasites d'accès de grille, source et drain, dépendent des dimensions du transistor.

2.3.3 Caractérisation électrique du HEMT

L'analyse électrique du transistor consiste à déterminer d'une part, les caractéristiques électriques à travers des mesures statiques et dynamiques ; et d'autre part, de déterminer les éléments parasites tels que les résistances induites par les plots métalliques, les inductances et les différents effets capacitifs représentés sur la figure 2.14. La quantification de ces paramètres est effectuée en se basant sur le schéma équivalent en régime petit signal.

2.3.3.1 Caractéristique de sortie

Le fonctionnement du transistor en régime statique (DC) permet d'évaluer les potentialités du composant en puissance et en fréquence. La Figure 2-15 représente un réseau de caractéristiques courant-tension $I_{ds}(V_{ds})$ habituellement observé. On parle de caractéristique de sortie qui donne l'évolution du courant I_{ds} circulant entre le drain et la source lorsqu'on fait croître la tension V_{ds} en maintenant la tension de grille V_{gs} à une valeur constante.

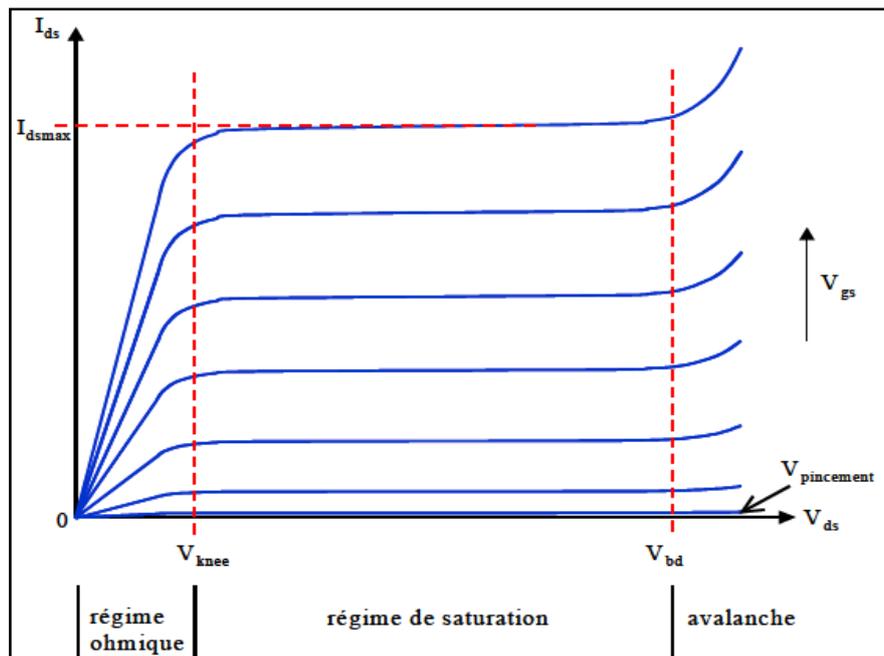


Figure 2-15 : Caractéristiques I(V) d'un HEMT classique.

On a trois régimes de fonctionnement :

➤ Régime linéaire

Dans cette région ; le courant I_{ds} est proportionnel à la tension V_{ds} appliquée, cette zone est délimitée par les valeurs V_{knee} et I_{dsmax} . V_{knee} est appelée tension de coude ou de déchet ; c'est

la tension V_{ds} pour laquelle le courant subit une rupture entre la zone linéaire et la zone de saturation. I_{dsmax} est la densité maximale du courant de drain.

En régime statique ; la densité de courant drain en fonction de la tension V_{DS} peut être déterminée analytiquement à partir de l'équation 2. 3.

$$I = W \times q \times \beta (-V_P - V_{Dsat}) \times v_s \quad (\text{à } V_{GS} = 0 \text{ V}) \quad (2. 3)$$

Où W représente le développement géométrique total du dispositif, β est un paramètre lié aux caractéristiques de l'épitaxie, q est la charge électronique élémentaire, v_s est la vitesse de saturation moyenne des porteurs, V_P la tension de pincement et V_{Dsat} la tension définissant le régime de saturation.

➤ Régime de saturation

Lorsque V_{ds} continue d'augmenter, la mobilité des électrons diminue et les électrons du canal atteignent leur vitesse de saturation. Le transistor passe du régime linéaire au régime saturé à la tension de coude, le courant I_{ds} atteint un certain niveau de saturation pour une tension de commande donnée.

La différence de potentiel drain-grille est plus importante que celle grille-source ; autrement dit, le champ électrique longitudinal au gaz 2D est plus important en sortie de la grille côté drain qu'en entrée de la grille côté source. Donc le champ électrique longitudinal en sortie de la grille côté drain limite le courant I_{ds} à une valeur constante I_{dssat} qui est donné par l'expression (2.4).

$$I_{ds}^{sat} = e N_s W_g V_{sat} \quad (2.4)$$

Sur la caractéristique de sortie, on peut avoir un courant qui n'est pas constant dans le régime de saturation, mais qui diminue légèrement ; ceci est généralement dû aux effets d'échauffement de la structure (mauvaise dissipation thermique), mais ça peut également provenir de la présence de pièges qui capturent des électrons.

➤ Avalanche

Au-delà d'une certaine tension de drain, apparaît le claquage par avalanche du composant dû au phénomène d'ionisation par choc. Le champ électrique en sortie de grille côté drain est tellement important que lorsque les électrons arrivent en sortie de grille côté drain, ils interagissent avec les atomes du cristal et créent un nombre de paires électron/trou considérable. Ainsi le courant I_{ds} augmente brutalement jusqu'à ce que les contacts ou le

matériau semiconducteur ne puissent plus supporter ce champ électrique, c'est-à-dire qu'ils fondent ou alors explosent. Une dissipation thermique excessive peut également expliquer le claquage du composant [21].

2.3.3.2 Caractéristique de transfert et transconductance

La transconductance G_m est un paramètre crucial du transistor : elle traduit l'efficacité de la modulation du courant dans le canal par la tension appliquée sur la grille. Cette caractéristique permet d'évaluer la qualité de la commande de grille et de déterminer la tension de pincement du transistor. Deux méthodes sont envisageables. La première consiste en la projection de la pente de la fonction de transfert sur l'axe des abscisses (tension V_{GS}) et relever la valeur de la tension à l'origine, alors que la seconde consiste à relever la tension $V_{GS} = V_P$ lorsque la densité du courant de drain est équivalente à 1 mA/mm. Cette dernière semble être la plus efficace étant donnée qu'elle garantit une valeur précise du courant résiduel dans le canal lorsque le transistor est pincé, tandis que la première laisse apparaître une légère incertitude sur le courant résiduel.

La transconductance g_m est définie comme la variation du courant I_D en fonction de la tension V_{GS} à V_{DS} constant :

$$G_m = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{ds} = \text{Cste}} \quad (2.5)$$

Le tracé de la fonction de transfert G_m du composant HEMT en fonction de la tension V_{GS} pour une valeur $V_{DS} = \text{cte}$, est représenté sur la figure 2-16.

- Pour $V_{GS} < V_P$, la densité des porteurs dans le canal est nulle (canal déserté) et le composant est bloqué.
- Lorsque $V_{GS} > V_P$, la densité des porteurs dans le canal s'accroît et le courant de drain augmente avec la tension de grille (évolution au premier ordre), jusqu'au point de fonctionnement optimum. Ce dernier correspond à la valeur de V_{GS} pour laquelle la transconductance est maximale.
- Dans le cas idéal ; au-delà de la tension de grille correspondant à G_{Mmax} , la fonction de transfert présente une zone de saturation. Cependant, l'effet thermique ainsi que la présence de défauts, semblent être à l'origine d'une chute de G_M au lieu de rester constante.

A partir de cette caractéristique, on peut déterminer le point de polarisation pour lequel la transconductance est maximale (G_{Mmax}) ainsi que les fréquences de coupure f_T et la fréquence maximale d'oscillation f_{MAX} [22].

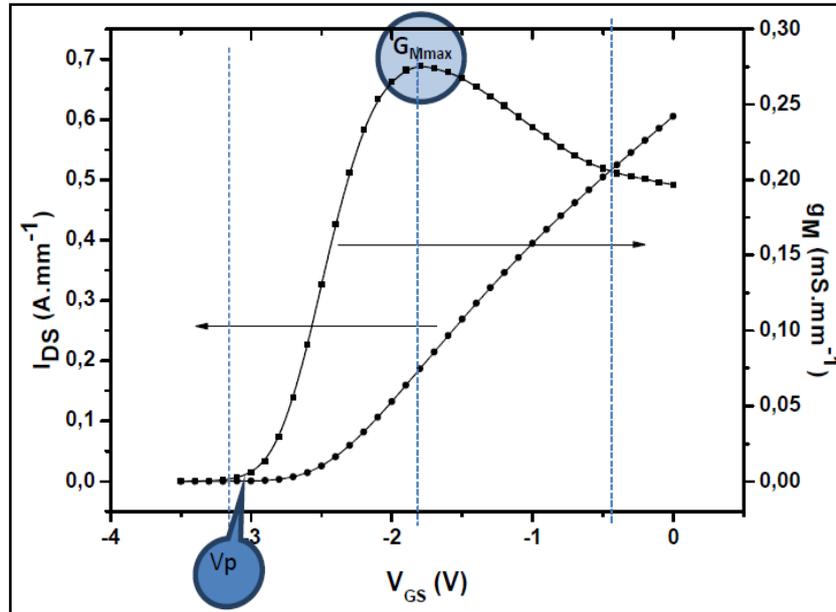


Figure 2-16 : Caractéristique de transfert et transconductance d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN.

2.3.3.3 Fréquence de transition et fréquence d'oscillation maximale

Le HEMT se caractérise en régime dynamique par deux paramètres importants :

- La fréquence de transition F_t qui représente la fréquence pour laquelle le module du gain en courant ($|H_{21}|$) est égal à 1, elle est définie par :

$$F_t = \frac{G_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd})} \quad (2.9)$$

- La fréquence d'oscillation maximale F_{max} qui représente la fréquence maximale de fonctionnement du transistor pour laquelle le gain en puissance vaut l'unité. Elle est définie par l'équation :

$$F_{max} = \frac{F_t}{2\sqrt{(R_i + R_s)G_d + 2\pi F_t R_i C_{gd}}} \quad (2.10)$$

2.3.3.4 Facteur de bruit

Le bruit dans le cas général est tout mécanisme affectant l'information contenue dans un signal électrique, entre l'entrée et la sortie d'un composant. Les origines du bruit sont

diverses et l'on différencie plusieurs sortes de bruit suivant que l'on soit en hautes ou basses fréquences.

Les performances en bruit des transistors sont liées à des sources de bruit internes au composant. On distingue dans les sources de bruit internes :

- Le bruit d'agitation thermique ou bruit de Johnson, provoqué par l'agitation thermique des électrons dans les conducteurs.
- Le bruit de diffusion lié aux interactions subies par l'électron lors de son déplacement sous un champ électrique dans le semi-conducteur. Ce bruit est fortement lié à la mobilité des électrons dans le canal. Les matériaux III-V admettent une grande mobilité, ils sont donc de très bons candidats pour les applications faible bruit. A champ électrique nul, le bruit de diffusion correspond au bruit thermique.
- Le bruit de grenaille (ou bruit Schottky) est lié à l'aspect corpusculaire du courant entre le canal et la grille. Il se manifeste dans tous les dispositifs où il y a émission et collection d'électrons.
- Le bruit de génération – recombinaison est lié aux pièges dans les interfaces, le canal, la couche tampon etc.
- Le bruit de scintillement ou bruit en $1/f$ [23].

Pour le cas du HEMT, le facteur de bruit est défini comme :

$$NF = 2\pi f C_{gs} \left(\frac{R_g + R_i}{G_m} \right)^{1/2} \quad (2.11)$$

2.3.3.5 Puissance de sortie

Le modèle grand signal du HEMT est un modèle basé sur le modèle donné précédemment en prenant en charge l'évolution des éléments intrinsèques avec la polarisation, ainsi que des limitations dues au claquage ou au passage en polarisation directe de la diode de grille. Son utilisation a pour but de traduire le comportement en puissance du composant.

La puissance de sortie maximale est représentée par unité de longueur de grille du transistor. Elle permet l'excursion maximale en termes de courant et de tension, elle s'exprime en général en W/mm. La puissance de sortie maximale théorique en classe A est estimée en fonction des paramètres relevés sur les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$. La caractéristique $I(V)$ d'un transistor HEMT ainsi que la droite de charge sont illustrés sur la figure 2-17.

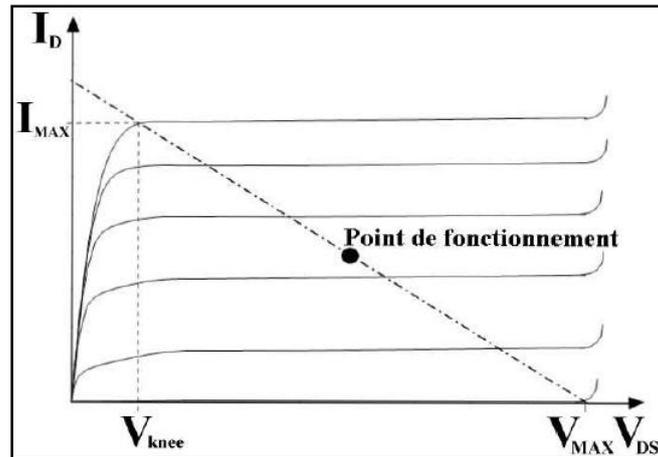


Figure 2-17 : Droite de charge optimale pour l'obtention du maximum de puissance de sortie.

La puissance de sortie théorique en classe A peut être évaluée à partir des paramètres obtenus en courant continu en s'appuyant sur l'équation suivante :

$$P_{out} = \frac{I_{MAX} \times (V_{MAX} - V_{Knee})}{8} \quad (2.12)$$

Où I_{MAX} est le courant de saturation du composant, V_{MAX} la tension maximale qui peut être assimilée à la tension de claquage, V_{Knee} est la tension de coude pour laquelle le transistor entre en régime de saturation.

2.3.3.6 Gain en puissance

Le gain de puissance G_p du HEMT est défini comme le rapport entre les puissances hyperfréquences absorbées en sortie et en entrée. Il prend en charge les coefficients de réflexion en entrée et en sortie et permet donc de quantifier les performances réelles du composant en régime grand signal. C'est celui le plus souvent utilisé, il est exprimé par l'équation suivante :

$$G_{P_{db}} = P_{S_{dBm}} - P_{e_{dBm}} \quad (2.13)$$

2.3.3.7 Rendement en puissance ajoutée

Le rendement en puissance ajoutée (en anglais Power Added Efficiency : P.A.E) définit le rapport en pourcentage de puissance de polarisation DC apportée au composant convertie en puissance RF. Ce rendement doit être le plus élevé possible pour garantir le moins de pertes énergétiques possible, et éviter l'auto-échauffement, le rendement en puissance ajoutée s'exprime par :

$$P.A.E = \frac{P_S - P_E}{P_{DC}} \times 100\% \quad (2.14)$$

Où P_{DC} est la puissance d'alimentation en continu, P_E est la puissance d'entrée et P_S est la puissance de sortie du signal traité.

2.3.4 Effets limitatifs dans le HEMT

Les résultats et les performances des transistors HEMTs GaN ne sont pas à la hauteur des prédictions théoriques que promettent les propriétés physiques des matériaux à base de GaN. Comme tous les transistors, le HEMT souffre des effets indésirables et des phénomènes limitatifs qui dégradent ces caractéristiques dont les principaux sont détaillés dans la suite.

2.3.4.1 Effets de pièges

2.3.4.1.1 Différents mécanismes de piégeage

En général, le mécanisme de piégeage se traduit par la capture d'électrons par des impuretés localisées dans la structure cristalline du semiconducteur. D'une part, les électrons capturés provoquent une réduction dans la densité de porteurs dans le canal de conduction et par suite une diminution du courant de drain. D'autre part ; en fonctionnement grand signal, ce phénomène influe directement sur les performances du dispositif par la saturation de la puissance de sortie et par une diminution dans le rendement (PAE).

Il existe deux types de pièges : les donneurs et les accepteurs. Le premier est un piège de type donneur ; il peut être soit positif soit neutre, qui signifie la possibilité de capturer ou émettre des électrons. Le deuxième est un piège de type accepteur, il peut être soit négatif soit neutre, qui signifie la possibilité d'émettre ou de capturer des électrons.

2.3.4.1.2 Pièges de surface

Le modèle de piégeage des porteurs à la surface du composant est connu pour être lié aux donneurs ionisés localisés à la surface. Ces pièges qui sont à l'origine du gaz 2D peuvent aussi être une cause principale dans la limitation des performances du composant.

Les pièges de surface interviennent lorsque la grille est inversement polarisée d'un niveau pincé à un niveau passant, considérant que la tension du drain est constante. Ce phénomène de piégeage est causé quand certains porteurs injectés sont piégés à l'interface métal/barrière, conduisant à un canal déserté partiellement. Ces porteurs peuvent former ainsi une grille virtuelle à la surface du composant, car ils peuvent être piégés dans la zone d'accès grille

drain lors de l'injection [24]. Ce concept de grille virtuelle agit comme une seconde grille qui permet de matérialiser ces effets des charges piégées en surface dans la zone située entre la grille et le drain [24]. Ce mécanisme est défini comme la suite : lorsque la tension V_{ds} atteint une valeur élevée, les pièges capturés finissent par se libérer sous l'effet du fort champ électrique dans la zone grille-drain, cela implique donc l'augmentation des porteurs du canal c'est-à-dire du courant de drain.

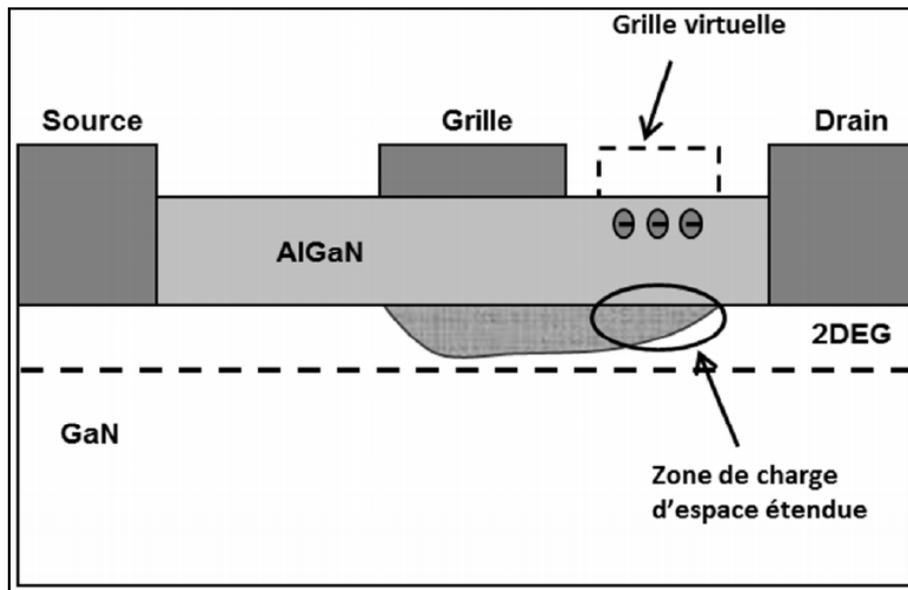


Figure 2-18 : Représentation en coupe des effets de grille virtuelle.

Plusieurs techniques ont été développées afin d'étudier et caractériser les états de surface dans les composants. Koley et *al.* [25] ont montré une corrélation entre la variation du potentiel de surface mesurée par microscopie atomique à sonde Kelvin (KFM) et le transitoire de capture des électrons par les pièges mesuré sur le courant de drain. Cet effet qui se crée dans la zone d'accès grille-drain prouve le concept de la grille virtuelle proposé par Vetury [24].

La technique la plus simple est celle qui compte sur des mesures du taux de « gate-lag », certifiant que la présence des pièges de surface cause la diminution du courant de drain [26].

Une étude comparative effectuée par la technique DLTS montre que les pièges peuvent être diminués grâce à des traitements de surface comme l'ajout d'une couche de passivation SiN_x [27]. Par ailleurs, ce procédé a des avantages et des inconvénients comme le montre A. Chini [28]. Il permet d'éliminer l'influence des pièges en augmentant la tension de claquage. Par contre, l'inconvénient de cette solution réside dans le fait qu'elle ajoute une capacité

complémentaire entre la grille et drain qui implique la diminution du gain c'est-à-dire la réduction des performances fréquentielles [29] [30].

2.3.4.1.3 Pièges de substrat

Le piégeage des électrons dans la couche tampon de GaN a été considéré comme l'une des principales causes des effets parasites dans les caractéristiques de sortie des composants [31, 32, 33, 34, 35]. Lorsque la tension de drain varie brusquement, les électrons chauds du canal sont injectés et capturés par les pièges dans la couche GaN. Cet effet provoque une désertion du canal et réduit le courant de sortie I_{DS} .

Physiquement ; les impuretés cristallines du matériau GaN soumises à des champs électriques génèrent alors des états énergétiques des porteurs dans la bande interdite, impliquant la capture ou l'émission des électrons. Cependant, lorsque la tension diminue brutalement, les pièges émettent des électrons. Ainsi, le courant de drain augmente progressivement en fonction des constantes d'émissions des charges. Il est important de savoir que certains facteurs influencent directement les constantes de temps, tels que l'excitation thermique ou la lumière.

Des travaux ont montré que le piégeage de porteurs pourrait être dû aux dopants (carbone) qui se comportent comme des niveaux accepteurs. Ces dopants sont généralement utilisés pour la compensation de la couche tampon afin d'obtenir une couche de GaN semi-isolante. Pour montrer l'effet des pièges de la couche tampon sur la réduction du courant I_{DS} , plusieurs travaux ont opté pour les mesures du taux du drain-lag. Binari et *al.* [34] ont montré, en utilisant des couches de GaN avec des résistivités différentes, que le taux du drain-lag varie en fonction de la qualité de la couche tampon. Les structures avec des couches de GaN optimisées (moins résistives) n'ont montré aucun lag sur le courant de drain. De ce fait, le choix de la couche de GaN permet de réduire les défauts provenant du substrat et ainsi de diminuer le courant de fuite dans le composant. Des études présentent aussi l'influence du champ électrique sur le mécanisme de piégeage et dépiégeage des porteurs dans la couche barrière. Il explique l'origine des anomalies liées au courant de fuite de grille en soulignant une existence de certains mécanismes de conduction par les défauts dans la couche barrière. On parle alors d'effet Poole-Frenkel [36] [37].

L'insertion d'une fine couche AlN entre la barrière et la couche tampon GaN est une solution pour augmenter les performances des composants. Cette couche réduit le désordre de l'alliage à l'hétérojonction et bloque la diffusion des électrons du canal vers la barrière, ce qui entraîne l'amélioration de la mobilité des porteurs dans le canal [38]. Cet alliage permet une réduction

importante des effets de « gate-lag » et « drain-lag » et augmente ainsi les performances des transistors InAlN/GaN [39].

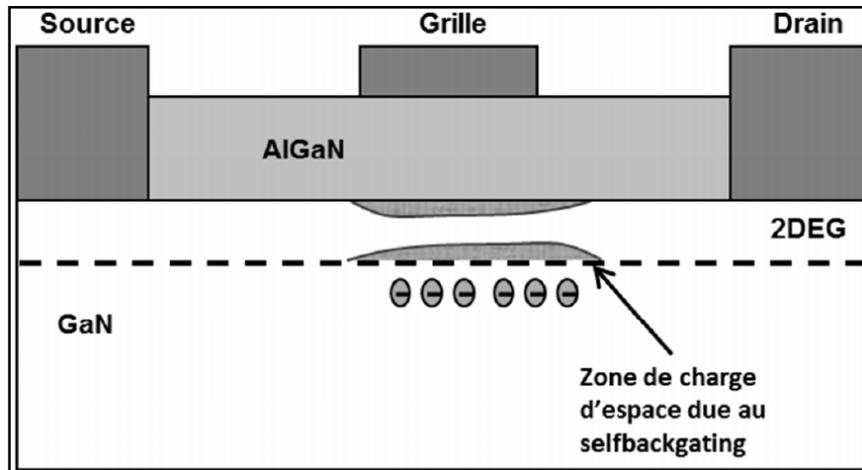


Figure 2-19: Représentation en coupe des effets de self-backgating.

2.3.4.2 Effets thermiques

Pendant le fonctionnement des composants de puissance, ces derniers sont soumis à des effets thermiques importants. Ce phénomène est le résultat de deux facteurs, la température ambiante et l'auto-échauffement du composant. L'auto-échauffement se traduit par une puissance dissipée dépendant de la classe de fonctionnement du transistor et des performances RF de celui-ci vis-à-vis du signal injecté. Une élévation de la température du composant entraîne une diminution de la vitesse [40] et de la mobilité [41] des porteurs dans le canal, et par conséquent une diminution du courant de drain ainsi qu'une limitation de la fréquence d'utilisation. Pour les nitrures qui sont conçus à des applications de fortes puissances, il est nécessaire de prendre en compte le côté thermique. Pour diminuer l'effet d'auto-échauffement du composant, l'utilisation du substrat SiC est suggérée, car il offre une meilleure dissipation de la chaleur grâce à sa bonne conductivité thermique en comparaison avec le saphir.

2.3.4.3 Effet coude

L'effet de coude est une déformation spécifique de la caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$. Il se traduit de deux manières : une saturation anormale de I_{DS} à faible V_{DS} , et une augmentation rapide de la conductance de sortie G_d à fort V_{DS} .

Ce phénomène particulièrement important dans les HEMTs qui utilisent un canal conducteur à petite bande interdite (GaInAs, InAs...), a fait l'objet de plusieurs études pour essayer d'en expliquer les causes.

Somerville fait état des différentes théories mentionnées : toutes sont liées en partie au phénomène d'ionisation par impact [42] [43], comme le montre la figure 2-20. Il suppose de plus que l'effet de coude est lié aux trous créés lors de l'ionisation des atomes, qui s'accumulent dans le canal ; cela implique une génération d'électrons pour assurer la neutralité dans le canal, qui viennent s'ajouter au courant drain. L'accumulation des trous côté source vient « ouvrir » le canal, c'est ce qui explique l'augmentation du courant à fort V_{DS} .

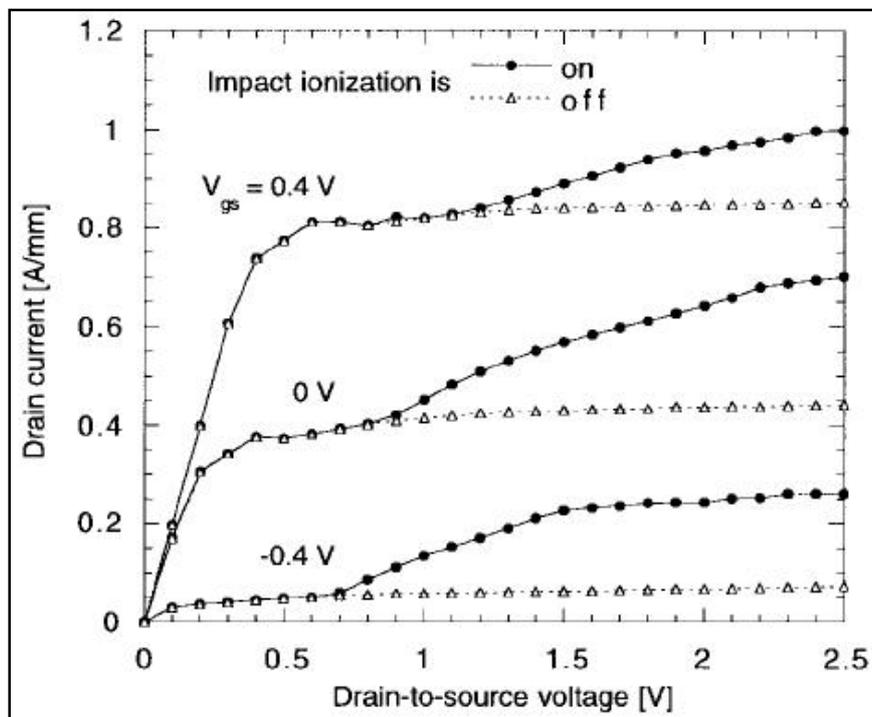


Figure 2-20 : Réseau de courbes $I_{DS}(V_{DS})$ avec effet Kink (ON) et sans effet Kink (OFF) [44].

De plus, l'accumulation de ces trous se fait essentiellement dans la zone désertée côté source, ce qui lie fortement la résistance d'accès de source à l'effet « Kink » [44]. Enfin, la zone de « recess » (fossé de grille) réalisée en général par gravure humide doit faire l'objet d'une attention particulière dans le procédé de réalisation du HEMT. Côté source, il faut veiller à limiter l'extension latérale de ce fossé de grille, contrôler précisément la profondeur de gravure et gérer les états d'interface dans cette zone. En effet, la carte de potentiel est étroitement liée à ces trois points, et va plus ou moins favoriser l'accumulation des trous. Côté drain, on élargira le fossé de grille pour obtenir un étalement du champ électrique et réduire

l'ionisation par impact, et donc la génération des trous. Les géométries différentes et antagonistes des fossés de grille côtés drain et source conduisent à des structures de type fossé de grille asymétrique.

Nous retiendrons principalement pour notre étude que l'effet « Kink » est un facteur limitatif, qu'il est difficile à contrôler, et qu'il dépend de la largeur de fossé de grille côté source et drain. Enfin, il induit une diminution du gain et un fort bruit en basses et hautes fréquences.

Il convient de plus de préciser que ce phénomène est moins marqué à haute température et sous éclairage ; la lumière de même que la température apportant l'énergie nécessaire pour dépiéger les charges et revenir à une caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ classique.

2.3.4.4 Effets de canal court

2.3.4.4.1 Explication du mécanisme

Des phénomènes limitatifs en termes de performances fréquentielles apparaissent pour des longueurs de grille courtes (sub-microniques), et sont regroupés sous le terme d'effets de canal court ou Short Channel Effect (SCE).

La raison pour laquelle la réduction de la longueur de grille agit sur le fonctionnement du transistor repose sur la théorie du transport des électrons dans le canal.

En régime de fonctionnement normal (à $V_{DS} > 0$), le champ électrique accélère les électrons le long du canal. Lorsque l'équilibre est atteint entre cette accélération et le freinage dû aux collisions des électrons avec les atomes du réseau, le régime est dit stationnaire. Vue l'intensité du champ électrique, il faut un certain temps et de nombreuses collisions pour l'établissement de ce régime, c'est-à-dire que la distance parcourue par les électrons doit être très grande devant le libre parcours moyen des électrons.

Or, dans le cas de faibles longueurs de grille, les électrons sont brusquement soumis à un échelon de champ électrique très important et aucune collision n'a encore eu lieu : le transport des électrons est donc balistique. Il est donc nécessaire de prendre en compte ces effets transitoires, où les électrons peuvent atteindre des vitesses bien plus importantes que celles d'un régime stationnaire : c'est le phénomène de survitesse.

L'évolution de la vitesse électronique le long du canal (figure 2-21) est caractéristique de ce phénomène. Lors du passage sous la grille, les électrons sont soumis à un fort champ électrique, leur vitesse augmente donc très vite. On observe ensuite le pic représentatif de la survitesse, puis la diminution de la vitesse en bout de grille. C'est donc un phénomène a priori bénéfique pour le fonctionnement du transistor puisqu'il permet de réduire le temps de transit des électrons sous la grille et donc d'augmenter la fréquence de coupure.

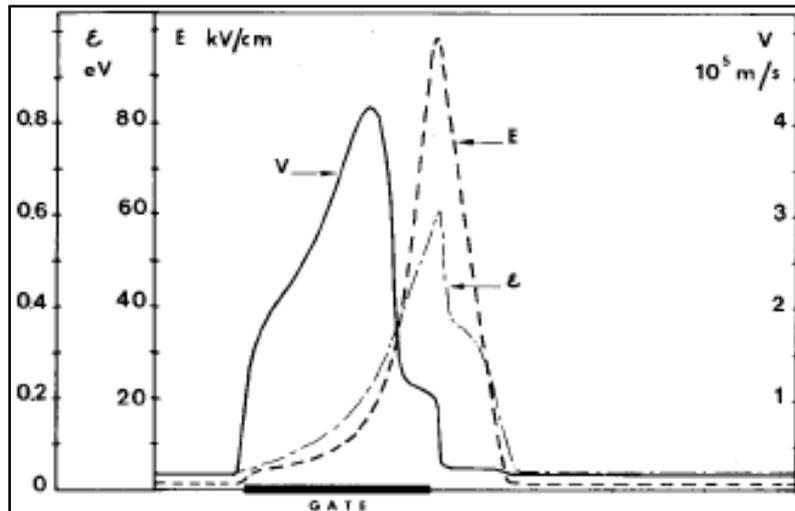


Figure 2-21 : Vitesse électronique, énergie et champ électrique lors du transit.

En revanche, le très fort champ électrique induit par ces grilles ultra-courtes en bout de grille (côté drain) implique également une fuite des charges par la couche tampon et/ou le plan de dopage. On désigne par « Real Space Transfert » ces transferts d'électrons chauds en dehors du canal.

Sous un fort champ électrique, les électrons bloqués dans le canal par la zone de charge d'espace, atteignent une énergie suffisante pour contourner cette barrière de potentiel en passant par la couche tampon. Ces électrons chauds sont ensuite collectés par le drain. Cette fuite de charges par le buffer détériore le contrôle de la grille sur le canal et altère la tension de seuil. De plus, elle contribue à l'augmentation de la conductance de sortie.

Dans le cas de faibles longueurs de grille ; les principaux phénomènes observés sont une augmentation de la vitesse des électrons (survitesse), une détérioration du contrôle de la grille sur le canal, une diminution de la tension de seuil et une fuite des électrons chauds par la couche tampon.

Ces effets de canal court peuvent être réduits par exemple en maintenant constant ou en augmentant la valeur du facteur de forme L_G/d , où L_G est la longueur de grille et d la distance grille canal. L'augmentation de ce rapport améliore le contrôle des électrons du canal par la grille [45] et réduit la variation de la tension de seuil pour une longueur de grille qui diminue [46].

Mais une trop forte diminution de la distance grille-canal dégrade le courant de grille en facilitant l'effet tunnel. Il s'agit donc de faire un compromis pour avoir un fonctionnement optimal suivant les deux directions.

2.3.4.4.2 DIBL et pente sous-seuil

Comme cela a été dit, les effets de canal court induisent un décalage de la tension de seuil. Ceci est d'autant plus marqué à forte polarisation de drain. Cet effet peut être caractérisé par l'évolution du courant de drain en fonction de V_{GS} sous la tension de seuil. Deux grandeurs peuvent être déterminées et indiquent la qualité de pincement du canal : la pente sous la tension de seuil ou pente sous-seuil (Sub-threshold swing), et le DIBL.

Le DIBL ou Drain Induced Barrier Lowering correspond, comme son nom l'indique, à l'abaissement de la barrière de potentiel dans la zone de charge d'espace, sous l'effet de la polarisation de drain.

Ce mécanisme permet le passage d'un nombre plus important d'électrons, la grille perd en effet une partie du contrôle de la barrière de potentiel fermant le canal, et donc il y a passage d'un courant de fuite. Le DIBL s'illustre donc par une augmentation du courant drain à fort V_{DS} et $V_{GS} < V_P$. Il correspond à la fluctuation de la tension de seuil en fonction de la tension drain-source.

La pente sous-seuil est déterminée sur la caractéristique $\log(I_D)$ fonction de V_{GS} . Elle correspond à la tension grille-source à appliquer pour diminuer le courant de drain d'une décade. Comme son nom l'indique, elle est obtenue pour des valeurs de V_{GS} proches du pincement (ou du seuil), et elle est définie en mV/dec (variation de V_{GS} sur variation de I_D) et notée SS.

Pour une température de 300 K, une valeur de 60 mV/dec qui correspond au minimum obtenu pour un transistor idéal. Cette valeur est un peu plus faible que pour un MOSFET (expression différente). Dans le cas non-idéal en présence d'effets de canal court et/ou pour un contact Schottky de mauvaise qualité, la valeur obtenue est supérieure à ce minimum.

Pour le DIBL, on fait varier la tension V_{DS} , et on relève l'évolution de la tension de seuil. Le ratio $\Delta V_T / \Delta V_{DS}$ correspond au DIBL. Ces grandeurs caractéristiques sont plus communément utilisées pour les applications numériques, en particulier par la communauté scientifique du MOSFET. Elles sont toutefois intéressantes pour caractériser en partie les effets de canal court dans tous types de transistors à effet de champ.

2.3.4.5 Ionisation par impact

En fonctionnement, lorsque la polarisation drain-source augmente, le champ électrique devient intense dans le canal côté drain. Sous l'effet de ce fort champ, les électrons sont accélérés et entrent en collision avec les atomes du réseau. Ces atomes alors ionisés créent des paires électrons - trous. Les électrons s'ajoutent au courant drain tandis que les trous sont en

partie collectés par la grille. A très fortes tensions de drain, ces électrons issus de l'ionisation sont accélérés à leur tour et ionisent d'autres atomes ce qui entraîne un phénomène d'avalanche.

Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté une étude théorique sur le transistor à hétérostructure HEMT AlGaIn/GaN tels que la structure, son principe de fonctionnement, les caractéristiques électrique, les défauts et les limites.

L'hétérojonction est la base des composants HEMT utilisés dans le domaine hyperfréquence, haute puissance et haute température.

- [1] Site Internet : www.freescale.com
- [2] C.E. Weitzel, "Comparaison of SiC, GaAs, and Si RF MESFET Power Densities", IEEE Electron Device Letters, Vol. 16, No 10, October 1995, pp. 451-453.
- [3] Z. Ouarch, "Caractérisation et modélisation des effets de pièges et thermiques des transistors à effets de champ sur AsGa. Application à la simulation de la dynamique lente des circuits non-linéaires microondes", Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Janvier 1999.
- [4] D. Delagebeaudeuf, P. Delescluse, P. Etienne, M. Laviron, J. Chaplart, Nguyen T. Linh « Two dimensional electron gas MESFET structure » Electronics Letters, vol. 16, no. 17, Août 1980.
- [5] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fuji, K. Nanbu « A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions » Japanese Journal of Applied Physics, vol. 19, no. 5, pp. L225-L227, Mai 1980.
- [6] Y.F. Wu, B.P. Keller, S. Keller, D. Kapolnek, S.P. Denbaars, U.K. Mishra « Measured microwave power performance of AlGaIn/GaN MODFET » IEEE Electron Device Lett., vol. 17, pp. 455-457, 1996.
- [7] S.T. Sheppard, K. Doverspike, W.L. Pribble et al. « High power microwave AlGaIn/GaN HEMTs on semi-insulating silicon carbide substrates » IEEE Electron Device Lett., vol. 20, pp. 161-163, April 1999.
- [8] Thi Dak Ha Nguyen «Réalisation et Caractérisation de HEMTS AlGaIn/GaN sur Silicium pour Applications à Haute Tension». Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2013.
- [9] Audrey Martin. Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de puissance à très large bande. Sciences de l'ingénieur [physics]. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2007.
- [10] S. De Meyer « Étude d'une filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de puissance à très large bande ». Thèse de doctorat, université de Limoges, France, 2005.
- [11] R. Quere « Cours de physique des composants » Master THFO, Université de Limoges, France.

- [12] O. Ambacher et al. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures. *J. Appl. Phys.* (1999) 85: pp. 3222-3232.
- [13] Nicolas Vellas, "Études Expérimentales de Transistors HFET de la Filière Nitrure de Gallium pour des Application de Puissance Hyperfréquences" Thèse de doctorat, Université de Lille, France, 2003, pp.40-62.
- [14] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. _ess, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra, "Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa /Ga heterostructure field effect transistors" *Applied Physics Letters* 77, 250 (2000).
- [15] L. Hsu and W. Walukiewicz, "Effect of polarization fields on transport properties in AlGa /Ga heterostructures" *Journal of Applied Physics*, 89, 1783 (2003).
- [16] Yifei Zhang, I. P. Smorchkova, C. R. Elsass, Stacia Keller, James P. Ibbetson, Steven Denbaars, and Umesh K. Mishra, Jasprit Singh, "Charge control and mobility in AlGa_N/Ga_N transistors: Experimental and theoretical studies" *Journal of Applied Physics*, 87, 7981 (2000).
- [17] Sten Heikman, Stacia Keller, Yuan Wu, James S. Speck, Steven P. DenBaars, and Umesh K. Mishra, "Polarization effects in AlGa /Ga and Ga /AlGa /Ga heterostructures" *Journal of Applied Physics*, 93, 10114 (2003).
- [18] M. Nagahara, K. Inoue, S. Sano, H. Takahashi, and S. Takase "A 28V 250W GaAs Power FET with High Gain of 15.5dB for W-CDMA Base Stations" *IEEE MTT-S Digest*, 2004, pp 1359-1362.
- [19] B.M. Green, E. Lan, P. Li, O. Hartin, C.A. Gaw, M.C deBaca, E.M. Johnson, L.S. Klingbeil, P. Fisher, J. Kim, D. Maurer, B. Knappenberger, M. Miller, C.E. Weitzel "A High Power Density 26 V GaAs pHEMT Technology" *IEEE MTT-S Digest*, 2004, pp 817-820.
- [20] F. Ali ; A. Gupta "HEMTs & HBTs: device, fabrication and circuits" Ed. Artech House, ISBN 0-89006-401-6, pp. 11-76
- [21] Stephanie Rennesson. Développement de nouvelles hétérostructures HEMTs a base de nitrure de gallium pour des applications de puissance en gamme d'ondes millimétriques. *Science des matériaux*. Thèse de doctorat, Université Nice Sophia Antipolis, 2013.
- [22] Samira Bouzid–Driad «Réalisation et Caractérisation de Transistors HEMTS Ga_N pour des Applications dans le Domaine Millimétrique», thèse de doctorat, Lille 1, 2013.

- [23] Ikram El Makoudi «Etude et Fabrication de Transistors à Enrichissement de la Filière InAlAs/InGaAs pour Applications Millimétriques Faible Bruit», Thèse de doctorat, Lille 1, 2010.
- [24] R. Vetury, N. Zhang, S. Keller, and U. Mishra, "The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaN/GaN HFETs," *Electron Devices, IEEE Transactions on* vol. 48, pp. 560–566, Mar. 2001.
- [25] G. Koley, V. Tilak, L. Eastman, and M. Spencer, "Slow transients observed in AlGaN/GaN HFETs: effects of SiN_x passivation and UV illumination," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 50, no. 4, pp. 886–893, 2003.
- [26] S. Binari, K. Ikossi-Anastasiou, W. Kruppa, H. Dietrich, G. Kelner, R. Henry, D. Koleske, A. Wickenden, "Correlation of Drain Current Pulsed Response with Microwave Power Output in AlGaN/GaN HEMTs," *Wide Bandgap Semiconductors for High Power, High Frequency and Temperature Applications Symposium*, vol. 572, p.541, 1999.
- [27] A.V. Vertiatchikh, L. F. Eastman, W. J. Schaff, T. Prutny, "Effect of surface passivation of AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistor ," *Electrons Letters*, vol. 38, no. 8, pp. 388-389, Apr. 2002
- [28] A. Chini, "Fabrication, characterization and reliability of AlGaN/GaN hems for power microwave applications," thèse de doctorat, Université de Padova, 2003.
- [29] Y.-F. Wu, A. Saxler, M. Moore, R. Smith, S. Sheppard, P. Chavarkar, T. Wisleder, U. Mishra, P. Parikh, "30-W/mm GaN HEMTs by field plate optimization," *IEEE, Electron Devices Letters*, vol. 25, pp. 117-119, march 2004.
- [30] O. Jardel, G. Callet, J. Dufraisse, N. Sarazin, E. Chartier, T.Reveyrand, M. Oualli, R. Lancereau, M. Diforte-Poisson, S. Piotrowicz, E. Morvan, S. Delage, "Performances of AlInN/GaN HEMTs for power applications at microwave frequencies," *Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC)*, pp. 49 - 52, 27-28 September 2010.
- [31] P. B. Klein and S. C. Binari, "Photoionization spectroscopy of deep defects responsible for current collapse in nitride-based field effect transistors," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 15, no. 44, p. R1641, 2003.
- [32] M. Faqir, G. Verzellesi, A. Chini, F. Fantini, F. Danesin, G. Meneghesso, E. Zanoni, and C. Dua, "Mechanisms of RF Current Collapse in AlGaN/GaN High Electron Mobility Transistors," *Device and Materials Reliability, IEEE Transactions on*, vol. 8, pp. 240–247, june 2008.

- [33] P. B. Klein, S. C. Binari, K. Ikossi, A. E. Wickenden, D. D. Koleske, and R. L. Henry, "Current collapse and the role of carbon in AlGaN/GaN high electron mobility transistors grown by metalorganic vapor-phase epitaxy," *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 21, pp. 3527–3529, 2001.
- [34] S. Binari, K. Ikossi, J. Roussos, W. Kruppa, D. Park, H. Dietrich, D. Koleske, A. Wickenden, and R. Henry, "Trapping effects and microwave power performance in AlGaN/GaN HEMTs," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 48, pp. 465 – 471, mar 2001.
- [35] A. Koudymov, M. Shur, G. Simin, K. Chu, P. Chao, C. Lee, J. Jimenez, and A. Balistreri, "Analytical HFET I/V Model in Presence of Current Collapse," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 55, pp. 712 –720, march 2008.
- [36] E. Arslan, S. Bütün, E. Ozbay, "Leakage current by Frenkel-Poole emission in Ni/Au schottky contacts on Al_{0.83}In_{0.17}/AlN/GaN heterostructures," *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 14, p. 142106, 2009.
- [37] W. Chikhaoui, "Etude des mécanismes physiques responsables des dysfonctionnements des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGaN/GaN et AlInN/GaN," thèse de doctorat, Université de Lyon, France, 2011.
- [38] J.S. Lee, J.W. Kim, J. Lee, C.S. Kim, J.E. Oh, M.W. Shin, "Reduction of current collapse in AlGaN/GaN HFETs using AlN interfacial layer," *Electronics Letters*, vol. 39, no. 9, pp. 750-752, May 2003.
- [39] J. Kuzmik, J.-F. Carlin, M. Gonschrorek, A. Kostopoulos, G. Konstantinidis, G. Pozzovivo, S. Golka, A. Georgakilas, N. Grandjean, G. Strasser, D. Pogany, "Gate lag and drain lag effects in GaN/InAlN/GaN and InAlN/AlN/GaN HEMTs," *Physical Status Solidi*, vol. 204, no. 6, pp. 2019-2022, 2007.
- [40] M. Shur, "Gan and related materials for high power applications," *Materials Research Society*, vol. 483, pp. 15–26, 1998.
- [41] J. D. Albrecht, R. P. Wang, P. P. Ruden, M. Farahmand, and K. F. Brennan, "Electron transport characteristics of GaN for high temperature device modeling" *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 9, pp. 4777–4781, 1998.
- [42] M.H. Somerville, A. Ernst, J.A. del Alamo, « A physical model for the Kink effect in InAlAs/InGaAs HEMTs », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 47, n°5, may 2000.

- [43] M. H. Somerville, J. del Alamo, W. Hoke, « Direct Correlation Between impact ionization and the Kink effect in InAlAs/InGaAs HEMT's » IEEE Electron Device Letters, Vol. 17, No. 10, Oct. 1996.
- [44] T. Suemitsu, T. Enoki, N. Sano, M. Tomizawa, Y. Ishii, « An analysis of the kink phenomena in InAlAs/InGaAs HEMT's using two-dimensional device simulation » IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 45, No. 12, December 1998.
- [45] M.B. Das, « A high aspect ratio design approach to millimeter-wave HEMT structures » IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. Ed-32, No. 1, January 1985.
- [46] Y. Awano, M. Kosugi, K. Kosemura, T. Mimura, M. Abe, « Short channel effects in subquarter-micrometer-gate HEMTs: simulation and experiment », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 36, n°10, October 1989.

Chapitre 3 :
Résultats et discussions

3.1 Introduction

Durant ces dernières années et à cause des coûts élevés de l'expérimentation, les chercheurs se sont orientés vers la simulation ; elle permet en effet de déterminer les paramètres les plus importants pour le fonctionnement des dispositifs, de minimiser les pertes et d'optimiser les paramètres physiques et géométriques de ces dispositifs.

L'objectif de ce chapitre est de simuler et essayer d'optimiser un transistor à haute mobilité électronique (HEMT) à base du système GaN/BGaN, en utilisant le logiciel SILVACO-TCAD. Mais avant cela, nous commençons par une présentation de ce logiciel : nous donnons son principe de fonctionnement, les différents modèles physiques utilisés et les différents modules qu'il contient.

3.2 Logiciel TCAD-SILVACO

3.2.1 Présentation du logiciel

Les simulateurs TCAD (Technology Computer-Aided Design) ont pour objectif de concevoir, de modéliser et de simuler les performances des dispositifs électroniques semiconducteurs avant de faire la fabrication des prototypes d'essais. Ainsi, on peut prévoir et améliorer les performances, économiser le temps et réduire le coût de développement et de fabrication du dispositif.

SILVACO (Silicon Valley Corporation) est un logiciel qui donne la possibilité d'envisager les performances des dispositifs à semiconducteurs. Il sert aussi à simuler et à faire la modélisation des dispositifs à semi-conducteurs avant la fabrication. Il est très utile dans le domaine de développement microélectronique et dans de multiples projets de recherches.

Actuellement ; TCAD-SILVACO inclut plusieurs nouveaux modèles physiques qui utilisent des méthodes et des algorithmes numériques efficaces, il contient aussi de nouvelles techniques de maillage, d'optimisation des solutions linéaires...etc, tout en permettant d'obtenir des résultats de simulation très proches de celles de la caractérisation pratique. L'avantage majeur de ce type de simulateurs est la possibilité de visualiser des phénomènes physiques difficilement accessibles et de se convenir de manière pédagogique avec la technologie et les étapes de la fabrication du dispositif. Il comprend les modules de simulation suivants :

- La simulation des étapes de fabrications technologiques telles que : ATHENA, SSupreme3, SSupreme4, etc...

- La simulation électrique, réalisée par le module ATLAS, des dispositifs tels que : HEMTs, MESFETs, Diodes, MOSFETs, transistors bipolaires....
- Virtual Wafer Fabrication (VWF) pour automatiser la simulation de fabrication des Wafers. Dans cette étude, les simulations sont effectuées par les modules ATHENA, ATLAS et MERCURY [1–3].

3.2.2 Principe de fonctionnement du simulateur TCAD-SILVACO

3.2.2.1 Équations de base utilisées

Le simulateur TCAD-SILVACO est basé sur la résolution simultanée de l'équation de Poisson et de l'équation de continuité. Il calcule à chaque instant et en tout point de l'espace, en une suite d'éléments finis, la concentration des électrons et des trous et la valeur du potentiel électrostatique [4].

a- L'équation de Poisson :

L'équation de Poisson donne la relation entre le potentiel et la densité des porteurs :

$$\varepsilon \Delta V = -q(p - n + N_D^- - N_A^+) \quad (3.1)$$

Où ε est la constante diélectrique, V est le potentiel, ΔV est le Laplacien du potentiel, q est la charge élémentaire d'électrons, N_D^-, N_A^+ sont les concentrations des dopants donneurs et accepteurs ionisées, n et p sont les densités des porteurs.

b- Les équations de continuité :

L'évolution temporelle des densités de porteurs obéit aux équations de continuité pour les électrons et les trous :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p \quad (3.3)$$

Où G et U sont respectivement les taux de génération et de recombinaison des porteurs ; \vec{J}_n et \vec{J}_p sont les densités de courant des électrons et des trous respectivement ; q est la charge de l'électron. Les dérivations basées sur la théorie de transport de Boltzmann ont prouvé que la densité des courants dans les équations de continuité peut être définie par le modèle d'entraînement-diffusion. Les densités de courants sont exprimées en deux termes : le premier correspond à l'entraînement des charges par le champ électrique, et le second correspond à la diffusion des porteurs.

$$\vec{J}_n = qn\mu_n\vec{E} + qD_n\overrightarrow{\text{grad}n} \quad (3.4)$$

$$\vec{J}_p = qn\mu_p\vec{E} + qD_p\overrightarrow{\text{grad}p} \quad (3.5)$$

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}V} \quad (3.6)$$

Où n et p sont les concentrations des électrons et des trous ; D_n et D_p sont les coefficients de diffusion, Ils sont directement reliés aux mobilités des porteurs par la relation d'Einstein :

$$D_n = \frac{KT}{q} \mu_n \quad (3.7)$$

$$D_p = \frac{KT}{q} \mu_p \quad (3.8)$$

Où K est la constante de Boltzmann, T est la température.

3.2.2.2 Modèles physiques utilisés

Dans l'ensemble des simulations effectuées par TCAD-SILVACO, le simulateur fait appel à différents modèles physiques qui vont être utilisés à chaque étape technologique considérée ; nous en citons :

a- Modèles de porteurs statistiques :

- Boltzmann (BOLTZMANN) : c'est un modèle utilisé par défaut.
- Fermi-Dirac (FERMI) : il réduit la concentration des porteurs dans les régions fortement dopées.
- Incomplete Ionization (INCOMPLETE) : il est utilisé pour les dopants gelés en règle générale, il est utilisé aux basses températures.
- Bandgap Narrowing (BGN) : il est important dans les régions fortement dopées.

b- Modèles de la mobilité des porteurs de charge :

- Shirahata model (SHI) : c'est un modèle de mobilité de surface, il peut être combiné avec KLA.
- Lambardi model (CVT) : il est bien utilisé pour les dispositifs non-planars.

c- Modèles de recombinaison :

- Shockley-Read-Hall (SRH) : Il utilise une durée de vie fixée des porteurs minoritaires. Il doit être utilisé dans la plupart des simulations.
- Concentration Dependent (CONSRH) : Il utilise la durée de vie dépendant de la concentration.

- Auger (AUGER) : implication des trois porteurs de charge. Il est important à des densités de courant élevées.

d- Modèles d'ionisation par impact :

- Selberherr's Model (IMPACT SELB) : Recommandé pour la plupart des cas. Il comprend les paramètres dépendant de la température.
- Toyabe Model (IMPACT TOYAB) : Modèle non-local utilisé avec le bilan énergétique. Toute syntaxe IMPACT est acceptée.
- Concannon (N.CONCAN, P.CONCAN) : Modèle non-local développé dans les technologies de l'EEPROM Flash.

3.2.2.3 Module ATLAS

Le module ATLAS a pour objectif de faire la modélisation bidimensionnelle des composants semiconducteurs. Il est capable de prévoir les performances électriques de la plupart des dispositifs semiconducteurs en régime continu, transitoire ou fréquentiel ; il fournit des informations sur la distribution interne des variables électriques telles que le courant ou la tension (lignes de champ). Ceci est réalisé en résolvant numériquement les équations de Poisson et de continuité des électrons et des trous (à deux dimensions) en un nombre fini de points formant le maillage de la structure défini par l'utilisateur ou par le programme. Atlas est composé de deux parties :

- Une partie de traitement numérique (méthode d'intégration, de discrétisation...).
- Une partie formée des modèles physiques des composants semiconducteurs les plus courants : modèles de recombinaison (Shockley Read Hall), d'ionisation par impact (Pearson et Monte Carlo), ainsi que des modèles de mobilité, et des statistiques de Fermi-Dirac et Boltzmann.

ATLAS permet de simuler le comportement électrique d'un composant semiconducteur créé et modélisé comme par exemple une diode ou un transistor. Le composant étudié est représenté comme une structure maillée où chaque nœud a des propriétés qui lui sont associées telles que le type de matériau, le type de dopage, la concentration du dopant, etc. Ainsi pour chaque nœud ; la concentration de porteurs, le champ électrique...etc., peuvent être calculés. Les électrodes sont représentées par des surfaces sur lesquelles les conditions aux limites sont imposées, comme par exemple les tensions appliquées. Le schéma bloc des modules utilisés dans la simulation par SILVACO est représenté sur la figure 3.1.

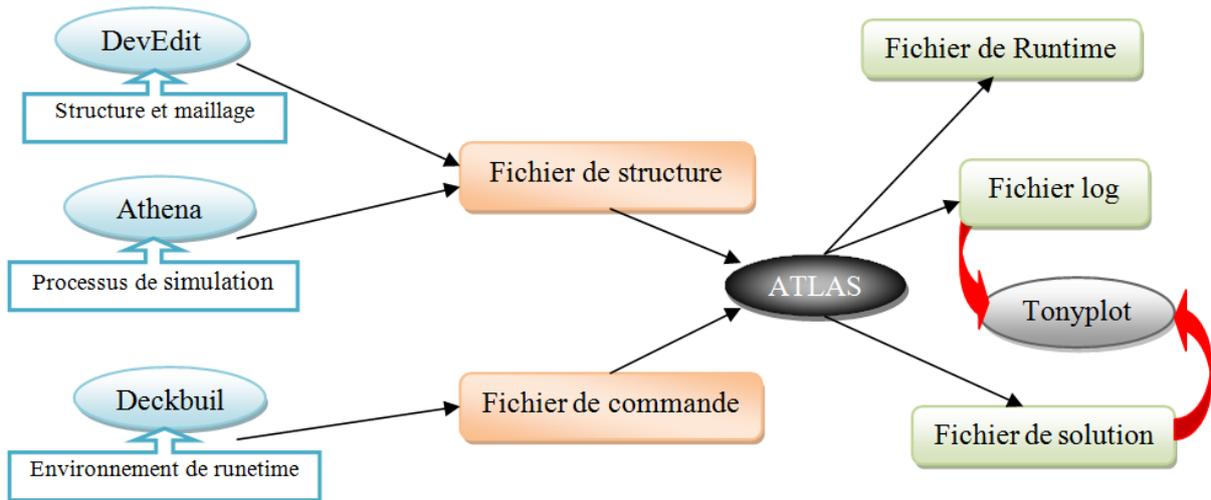


Figure 3-1 : Modules utilisés dans la simulation par TCAD SILVACO.

3.2.2.4 Module DECKBUILD

DECKBUILD est l'emplacement spécifié pour déclarer et définir le programme de simulation à travers des commandes spécifiques. De multiples simulateurs considérés comme des entrées peuvent être utilisés avec le DECKBUILD : ATHENA, ATLAS, SSUPREM3,...etc. Sous cet environnement, on peut visualiser sur une fenêtre d'information (Output Window) qui affiche les résultats de simulation tels que les paramètres technologiques (profondeur de jonction, concentration des porteurs) et les paramètres électriques (tension de seuil, courant, etc.). Les groupes de commandes utilisés par ATLAS sont indiqués sur la Figure 3.2.

<i>Group</i>		<i>Statements</i>
1. Structure Specification	————	MESH REGION ELECTRODE DOPING
2. Material Models Specification	————	MATERIAL MODELS CONTACT INTERFACE
3. Numerical Method Selection	————	METHOD
4. Solution Specification	————	LOG SOLVE LOAD SAVE
5. Results Analysis	————	EXTRACT TONYPLOT

Figure 3-2 : Groupes de commande ATLAS avec les états primaires dans chaque groupe.

3.2.2.5 TONYPLOT

TONYPLOT est l'emplacement spécifié pour tracer et visualiser les résultats des simulations en figures. Il donne des possibilités complètes pour l'analyse des caractéristiques de sortie (structure du composant électronique, profil de dopage, diagramme de bande, et les caractéristiques de sortie, etc). Selon l'étude et le programme de simulation souhaités, TONYPLOT peut afficher des résultats en 1D, 2D ou 3D.

3.3 Simulation du HEMT AlGa_N/Ga_N/BGa_N

3.3.1 Introduction

Dans un HEMT AlGa_N/Ga_N dit classique ; nous allons insérer le nouveau matériau ternaire BGa_N comme couche barrière sous la couche canal. Nous prenons en considération toutes les propriétés du BGa_N, ainsi que les modèles de la mobilité et l'effet de température qui jouent un rôle principal dans les matériaux à base du Ga_N.

La simulation des performances du transistor comprend deux parties : dans la première partie ; nous présentons la structure utilisée, dans le but d'approcher schématiquement le composant réel. La deuxième partie consiste à l'analyse statique et dynamique du HEMT à base du système AlGa_N/Ga_N/BGa_N, en présentant et discutant les résultats obtenus.

3.3.2 Spécification de la structure étudiée

Le programme de simulation (Input Deck) est composé de plusieurs parties. La simulation d'un dispositif commence toujours par la schématisation de la structure, en définissant les régions, les électrodes et le dopage de chaque région.

Notre structure qui est représentée dans la figure 3.3, est composée d'un substrat saphir sur lequel on fait croître : 20 nm de nitrure d'aluminium (AlN) nommée couche de nucléation, qui sert à minimiser le désaccord de maille entre le substrat et la couche tampon ; 300 nm de nitrure de gallium (Ga_N) nommée couche tampon, elle améliore le confinement des électrons et elle réduit l'injection des porteurs vers le substrat ; 5 nm de nitrure de gallium boré (BGa_N) avec une concentration de bore égale à 1%, nommée couche barrière arrière (back-barrier) ; 40 nm de nitrure de gallium (Ga_N) nommée canal, c'est la plus importante couche du composant car c'est dans cette couche où se crée le gaz bidimensionnel d'électrons. Au-dessus de la couche canal ; on a une couche barrière composée de trois couches : la première est nommée espaceur, c'est une couche de 3 nm Al_{0,2}Ga_{0,8}N non intentionnellement dopée pour séparer les atomes de la couche donneuse et ceux du canal ; la deuxième est nommée donneuse, c'est une couche de 5 nm Al_{0,2}Ga_{0,8}N dopée type n avec une concentration égale à

$1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, elle fournit les électrons libres à la structure ; la troisième est nommée couche Schottky de 3 nm $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}$ qui réalise le contact Schottky de la grille. Au dessus de la couche Schottky ; on a une couche de passivation SiN_3 , et une couche de 2 nm de GaN nommée cap layer qui est fortement n-dopée avec une concentration égale à 1×10^{20} afin d'assurer un bon contact ohmique de la source et du drain. Pour les contacts ohmiques et Schottky, nous utilisons l'or. Les espacements source-grille et grille-drain (L_{SG} et L_{GD}) sont de 400 nm et 950 nm, respectivement ; la longueur de grille est fixée à 50 nm, et l'épaisseur du composant est de 50 μm .

3.3.3 Spécification du maillage

La qualité du maillage est très importante pour la validité et la précision des résultats, ainsi que pour le temps de calcul ; son utilisation dépend du nombre d'intersections.

Chaque intersection, ou nœud, représente le point où les équations sont résolues. Le temps de calcul, la précision et donc la validité des résultats dépendent de la qualité du maillage. En effet, une maille trop large permet d'avoir moins de nœuds et donc de diminuer le temps de calcul et d'avoir des résultats moins précis. Son principe de base est la discrétisation par éléments des équations à traiter. D'un autre côté ; ces nœuds sont plus éloignés les uns des autres, qu'ils entraînent ainsi une croissance des différentes grandeurs physiques plus importantes d'un nœud à l'autre.

Pour obtenir des résultats fiables et précis, la finesse du maillage doit être définie en fonction des variations des grandeurs physiques. Le choix de maillage doit être fait de façon à avoir un compromis entre la vitesse d'exécution et l'exactitude des résultats.

Dans ce dernier cas de maillage, les évolutions des différentes grandeurs physiques sont moins grandes et donc la résolution des équations est simplifiée. Il s'agit donc de trouver un juste milieu entre la précision des résultats, la convergence et le temps de calcul. Il est donc nécessaire de connaître les différents mécanismes physiques qui ont lieu ainsi que leur localisation dans la structure, afin d'affiner le maillage dans les zones qui connaissent des mécanismes déterminants pour le composant étudié et «relâcher» le maillage dans les zones qui n'influencent pas le comportement du composant. Ces règles de maillage mènent par exemple à mailler finement l'hétérojonction et à «relâcher» le maillage à mesure que l'on s'éloigne de la jonction dans la partie inférieure de la couche GaN.

Dans le cas des HEMTs, il est nécessaire de mailler d'une façon très fine l'hétérointerface AlGaIn/GaN . En effet celle-ci influe directement sur le courant de drain. Un maillage très fin aussi est préférable dans les contacts ohmiques et Schottky, ainsi que dans la couche donneuse

AlGaN et en particulier la surface de cette couche puisque les électrons du canal proviennent des pièges et des charges situés à la surface de la couche barrière. Il faut bien considérer un maillage très fin aussi sur la plus importante couche du composant qui est le canal.

Les figures 3.3 et 3.4 représentent la structure et le maillage de notre transistor HEMT AlGaN/GaN/BGaN, respectivement.

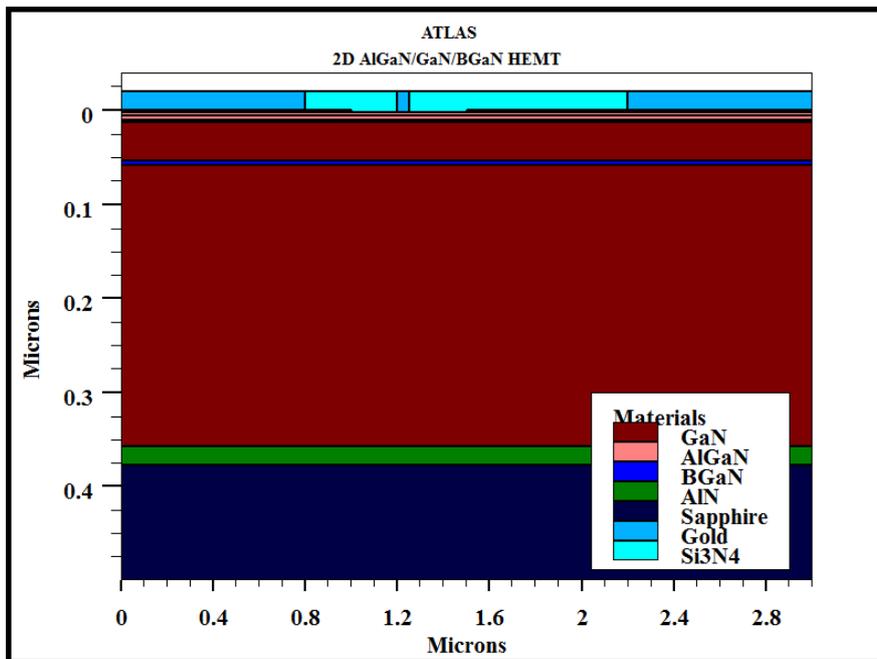


Figure 3-3 : Structure du HEMT AlGaN/GaN/BGaN simulé.

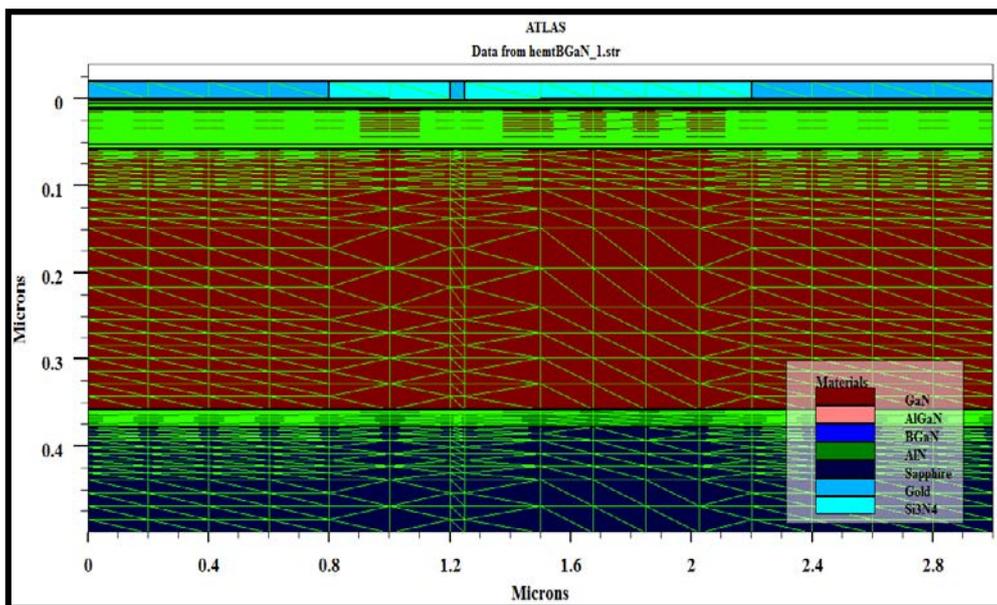


Figure 3-4 : Maillage du HEMT AlGaN/GaN/BGaN simulé.

3.3.4 Paramètres, modèles et méthodes numériques de calcul

Après avoir schématisé la structure et déclaré les matériaux des différentes régions de la structure, il faut alors les définir au simulateur SILVACO en introduisant leurs propriétés telles que : l'énergie du gap (E_g), les concentrations effectives des électrons et des trous (N_c et N_v) respectivement, les durées de vie des électrons et des trous (τ_{n0}) et (τ_{p0}) respectivement, la mobilité des électrons et des trous (μ_n) et (μ_p) respectivement, ainsi que d'autres paramètres qui dépendent du genre de la simulation et du domaine souhaité.

Le choix ou la spécification du modèle est en fonction des matériaux utilisés dans la simulation, il existe plusieurs modèles par exemple : SRH, AUGER, fldmob, etc.

Après la spécification des matériaux et du modèle physique, il faut spécifier aussi la méthode numérique pour le calcul ; trois méthodes numériques peuvent être indiquées dans le programme de la simulation (input Deck) :

- Méthode de GUMMEL
- Méthode de NEWTON
- Méthode des blocs

On peut aussi utiliser deux méthodes de calcul à la fois dans le but de passer à la deuxième méthode si la première n'aboutit pas dans le calcul, c'est la méthode Gummel Newton, qui s'écrit :

- `method gummel newton.`

3.3.5 Résultats et discussions

3.3.5.1 Etude comparative entre un HEMT AlGa_N/Ga_N et un HEMT AlGa_N/Ga_N/BGa_N avec une couche arrière B_{0,01}Ga_{0,99}N de 5 nm

Nous avons comme objectif dans cette étude d'améliorer les performances statiques et dynamiques d'un transistor HEMT AlGa_N/Ga_N par l'ajout d'une couche du nitrure de galium boré BGa_N sous le canal. Cette couche BGa_N joue le rôle d'une couche barrière arrière (Back-Barrier) dans le but d'améliorer le confinement d'électrons dans le canal qui est le gaz bidimensionnel (2DEG). Pour voir son influence sur les performances du transistor, nous simulons deux structures : la première, sans BGa_N, est nommée A-HEMT ; la deuxième, avec une couche B_{0,01}Ga_{0,99}N de 5 nm sous le canal, est nommée B-HEMT.

Les structures étudiées sont représentées dans la figure 3.5.

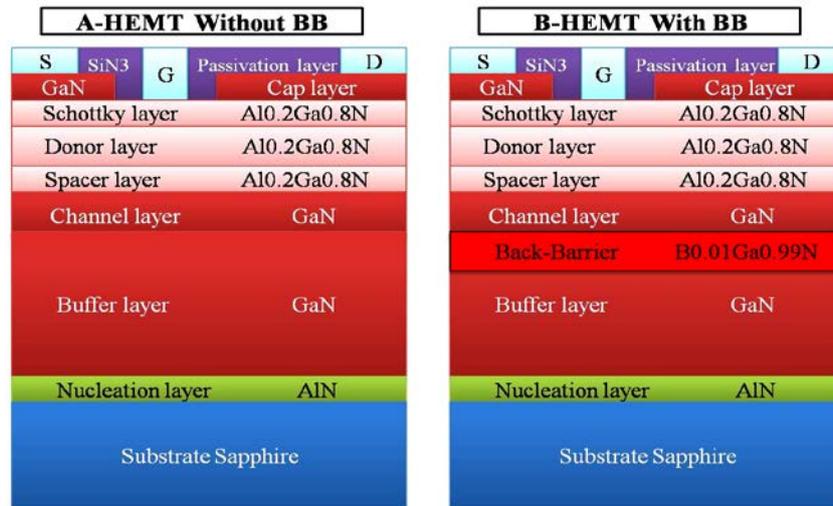


Figure 3-5 : Coupes schématiques des deux HEMTs simulés (La figure n'est pas à l'échelle).

3.3.5.1.1 Diagrammes de bandes

Le principe de fonctionnement du HEMT peut être expliqué par le diagramme de bandes d'énergie; les profils de la bande de conduction, suivant la distance verticale, avec et sans la couche arrière B GaN, sont montrés dans la figure 3.6.

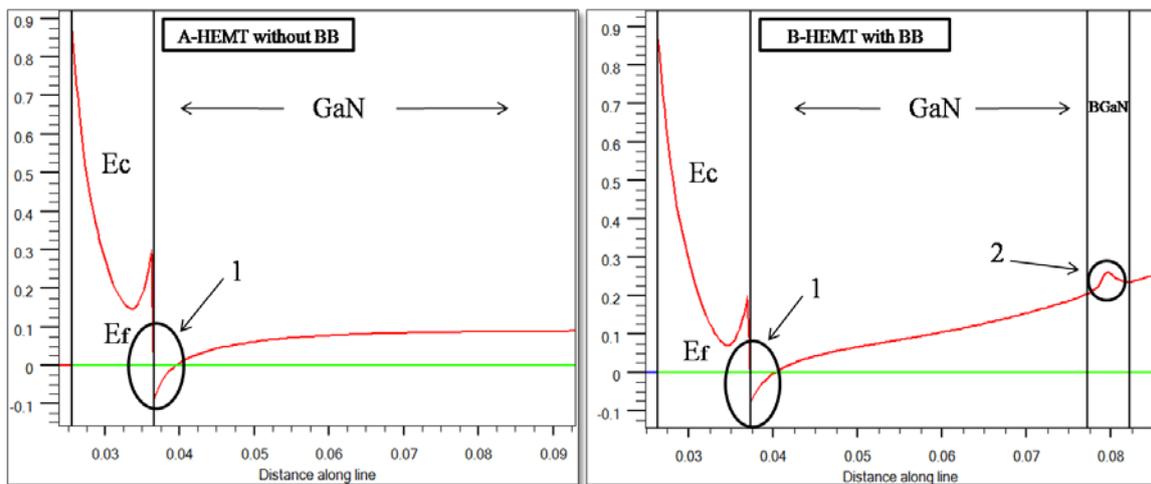


Figure 3-6 : Diagrammes de bandes d'énergie des deux HEMTs.

La juxtaposition d'un matériau à grand gap (AlGaN) avec un matériau à petit gap (GaN) implique la création d'une discontinuité sur le profil de conduction à l'interface des deux matériaux AlGaN et GaN ; et c'est ce qu'on appelle hétérojonction. Cette hétérojonction (figure 3.6) mène à la formation d'un puits de potentiel qui est indiqué par le cercle N° 1, où se crée le gaz bidimensionnel (2DEG) dans le matériau à petit gap GaN ; les électrons sont transférés et accumulés dans ce puits à partir de la couche donneuse.

Pour le diagramme de bandes d'énergie qui correspond à B-HEMT, on remarque une augmentation dans le profil de conduction ainsi que la formation d'un pic d'énergie qui est indiqué par le cercle N° 2 ; ce pic est en réalité une barrière électrostatique qui s'oppose face aux électrons migrants depuis le puits de potentiel et qui rend la fuite des électrons en dehors de ce puits plus difficile [5].

3.3.5.1.2 Etude statique

3.3.5.1.2.1 Caractéristiques de sortie (I_{DS} - V_{DS})

Il s'agit de calculer le courant I_{DS} circulant entre le drain et la source pour les deux structures, avec et sans couche arrière $B_{0.01}Ga_{0.99}N$, en variant la tension V_{DS} de 0 V à 10 V, pour différentes valeurs de tension de commande grille-source V_{GS} de 0 V à -4 V. La figure 3.7 représente les résultats obtenus.

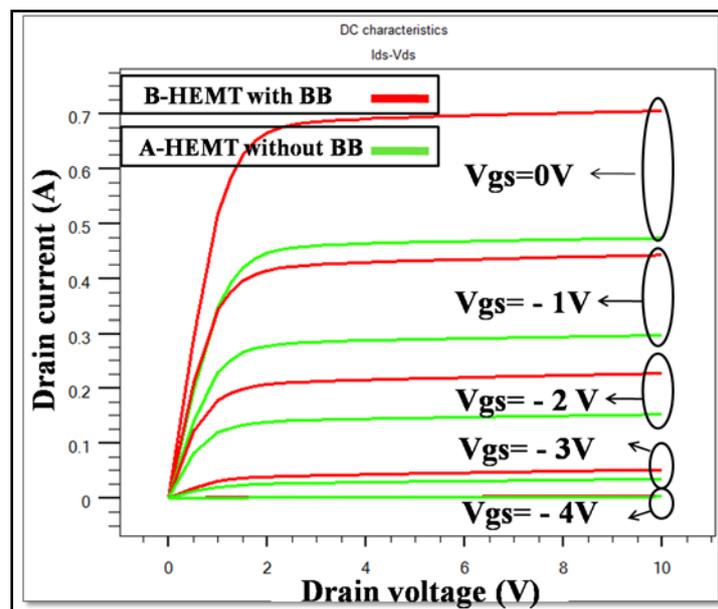


Figure 3-7 : Courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension drain-source (V_{DS}), pour différentes valeurs de tension grille-source (V_{GS}).

Pour $V_{GS} = 0$ V et $V_{DS} = 10$ V ; le courant drain maximum obtenu est de 700 mA pour le transistor avec la couche arrière B_{0.01}Ga_{0.99}N est seulement de 450 mA pour le transistor sans couche arrière B_{0.01}Ga_{0.99}N. Cela montre bien que les électrons sont bien confinés dans le cas du premier transistor.

La résistance de fonctionnement (R_{ON}) est de l'ordre de 1.25 ~ 1.3 Ω , et la tension de coude (knee voltage) est égale à 2 V.

3.3.5.1.2.2 Caractéristiques de transfert ($I_{DS} - V_{GS}$)

La caractéristique de transfert $I_{DS}(V_{GS})$ consiste à représenter le courant drain-source I_{DS} en fonction de la tension grille-source V_{GS} , pour une tension drain-source V_{DS} fixée dans notre cas à 8 V. Pour cette étude on peut avoir deux types de tracés, un tracé linéaire et un tracé logarithmique. Depuis le tracé linéaire on peut déterminer la tension de pincement V_{GS0} (ou bien V_{TH} pour dire Threshold voltage) qui définit la tension de grille nécessaire pour vider le puits de potentiel et pincer le gaz d'électrons. A travers le tracé logarithmique, on peut déterminer le courant à l'état de fonctionnement du transistor I_{ON} et le courant à l'état d'arrêt I_{OFF} afin de calculer le rapport I_{ON}/I_{OFF} .

La caractéristique de transfert est représentée par la figure 3.8.

A partir de la caractéristique de transfert linéaire, on peut extraire la tension de seuil V_{TH} qui est égale à $-3V$ pour la structure avec la couche arrière B GaN (B-HEMT) ; elle est de $-3.5 V$ pour le A-HEMT, on peut calculer aussi théoriquement la transconductance G_m à partir de l'équation suivante :

$$G_m = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{ds} = Cste} \quad (3.9)$$

$$\text{Pour le A-HEMT, } G_m = \left. \frac{0.18}{0.9} \right|_{V_{ds} = 8}, \quad G_{mA-HEMT} \approx 200 \text{ mS/mm}$$

$$\text{Pour le B-HEMT, } G_m = \left. \frac{0.35}{1.25} \right|_{V_{ds} = 8}, \quad G_{mB-HEMT} \approx 280 \text{ mS/mm}$$

A partir du tracé logarithmique ; pour le B-HEMT on a $I_{ON} = 10^{-0.1}$ et $I_{OFF} = 10^{-8.8}$, soit un rapport $I_{ON}/I_{OFF} = 10^{8.7}$; pour le A-HEMT, sans couche arrière B GaN, on a $I_{ON} = 10^{-0.3}$ et $I_{OFF} = 10^{-7.8}$, soit un rapport I_{ON}/I_{OFF} égal à $10^{7.5}$. Nous obtenons un rapport I_{ON}/I_{OFF} pratiquement 16 fois plus grand pour le A-HEMT.

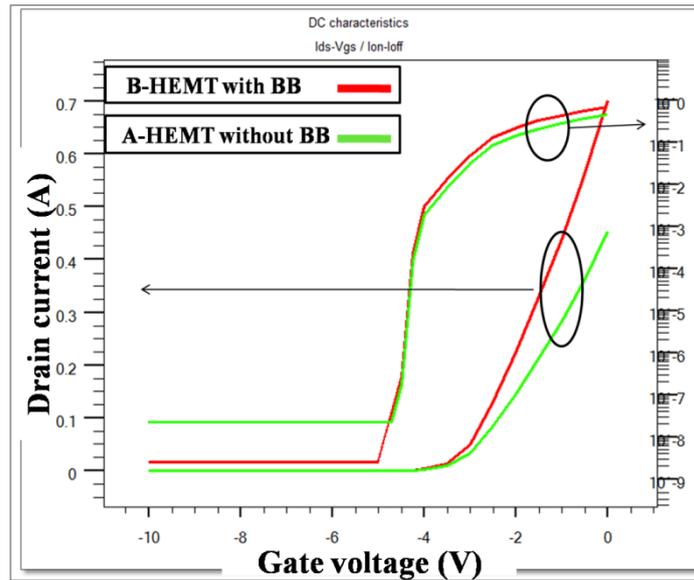


Figure 3-8 : Tracés linéaire et logarithmique du courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}), à $V_{DS} = 8$ V.

3.3.5.1.3 Etude dynamique

3.3.5.1.3.1 Transconductance g_m

La figure 3.9 représente l'évolution de la transconductance en fonction de la tension grille-source V_{GS} à une tension drain-source fixée à 8 V ; la fréquence est fixée à 1 MHz.

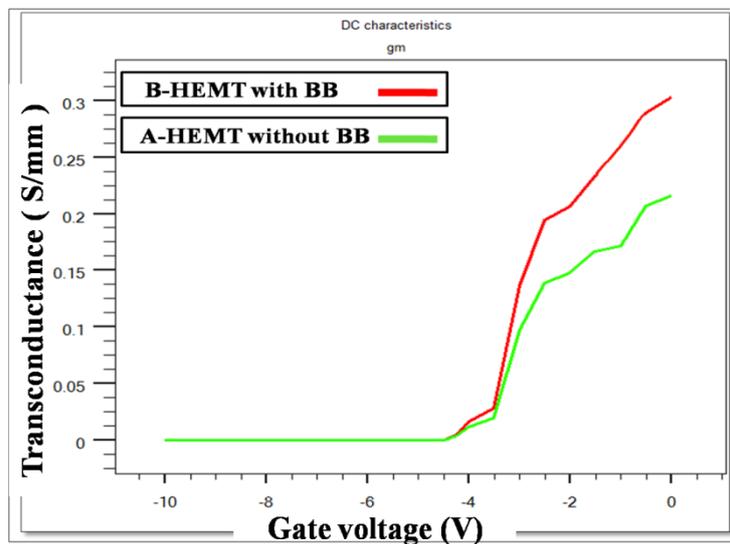


Figure 3-9 : Transconductance (g_m) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}), à $V_{DS} = 8$ V.

Nous obtenons une transconductance maximum égale à 300 mS/mm pour la structure B-HEMT, et seulement 212 mS/mm pour A-HEMT ; nous avons une légère dispersion par rapport aux valeurs statiques (280 mS/mm pour le B-HEMT et 200 mS/mm pour le A-HEMT).

Nous voyons donc clairement qu'une couche barrière arrière $B_{0.01}Ga_{0.99}N$ avec seulement 5 nm d'épaisseur et 1% de bore, peut améliorer les caractéristiques DC d'un HEMT AlGaIn/GaN et la transconductance. L'incorporation du bore dans GaN fait augmenter la résistivité de la couche arrière B-GaN et améliore la mobilité des porteurs dans la couche active ; cette couche rend la couche tampon plus résistante de sorte que la fuite d'électrons à partir du canal vers le substrat devient plus difficile, elle sert comme une barrière électrostatique.

3.3.5.1.3.2 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation

Dans cette étude, nous allons calculer la fréquence de coupure ou de transition (F_t), et la fréquence maximale d'oscillation (F_{max}) pour $V_{GS} = 0$ V et $V_{DS} = 15$ V pour situer le transistor dans un fonctionnement à puissance supérieure à 10 W. Les résultats sont représentés par la figure 3.10.

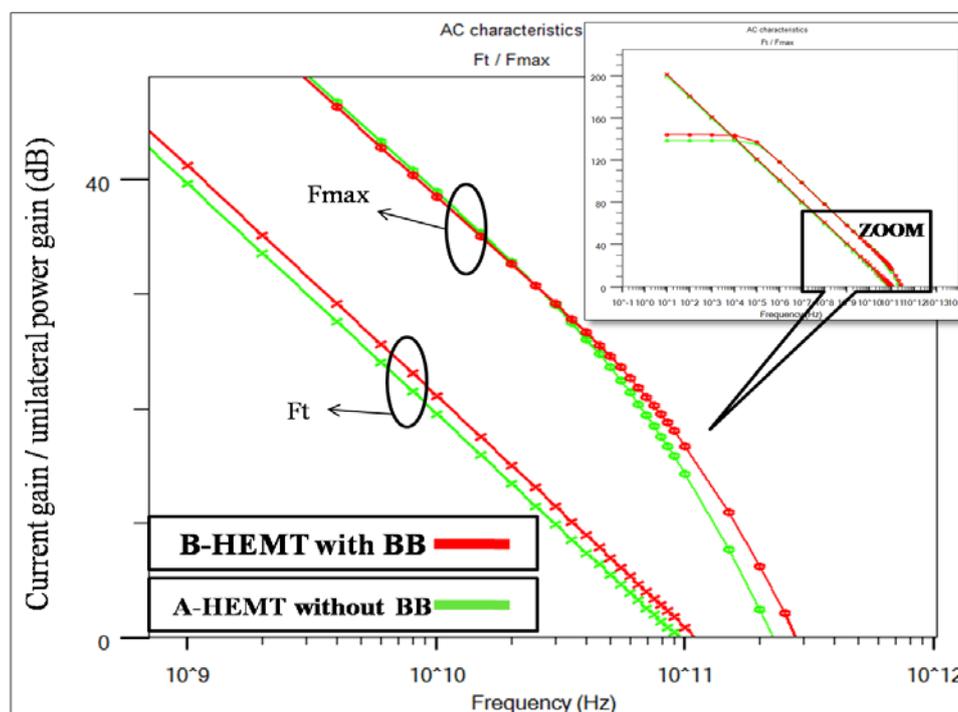


Figure 3-10 : Gain en puissance unilatéral et gain en courant (logarithmiques) en fonction de la fréquence.

Pour A-HEMT, nous obtenons $F_t = 93$ GHz et $F_{max} = 226$ GHz. Avec l'utilisation d'une couche barrière $B_{0.01}Ga_{0.99}N$ de 5 nm d'épaisseur sous le canal (B-HEMT), nous obtenons $F_t = 111$ GHz et $F_{max} = 276$ GHz.

Ces fréquences sont données par les équations (3. 9) et (3. 10), respectivement [6].

$$F_t = g_m / 2\pi(C_{GS} + C_{GD}) \quad (3. 9)$$

$$F_{max} = F_t / 2 \sqrt{(R_i + R_s) G_D + 2\pi f_t \times R_i C_{GD}} \quad (3. 10)$$

D'après l'équation (3.9), F_t augmente avec g_m . Dans l'étude statique précédente, nous avons trouvé une transconductance du B-HEMT supérieure à celle du A-HEMT ; la fréquence de coupure et la fréquence maximale d'oscillation du B-HEMT sont automatiquement supérieures à celles du A-HEMT, c'est ce qui convient correctement à nos résultats trouvés pour F_t et F_{max} .

Toutes ces améliorations sont dues à la présence d'une couche arrière $B_{0.01}Ga_{0.99}N$ (Back-Barrier) de seulement 5 nm sous le canal ; cette couche arrière possède une grande résistivité, elle influe sur la couche tampon et la rend aussi plus résistive. Donc elle améliore le confinement des électrons dans le puits quantique et la concentration du gaz bidimensionnel (2DEG) dans le cas du B-HEMT.

3.3.5.2 Etude de la structure AlGaN/GaN/BGaN avec une couche arrière $B_{0.02}Ga_{0.98}N$ de 5 nm

Dans cette partie, nous allons faire l'étude et la simulation de la même structure que le B-HEMT, en utilisant une couche $B_{0.02}Ga_{0.98}N$ au lieu de $B_{0.01}Ga_{0.99}N$.

3.3.5.2.1 Caractéristique de sortie

La caractéristique de sortie de notre transistor HEMT AlGaN/GaN/BGaN est représentée sur la figure 3.11. Il s'agit ici de calculer le courant I_{ds} circulant entre le Drain et la Source lorsqu'on fait croître la tension V_{ds} en maintenant la tension de commande Grille-Source V_{gs} à une valeur constante. Le courant I_{ds} est calculé pour différentes tension de grille allant de 0 V à -4 V.

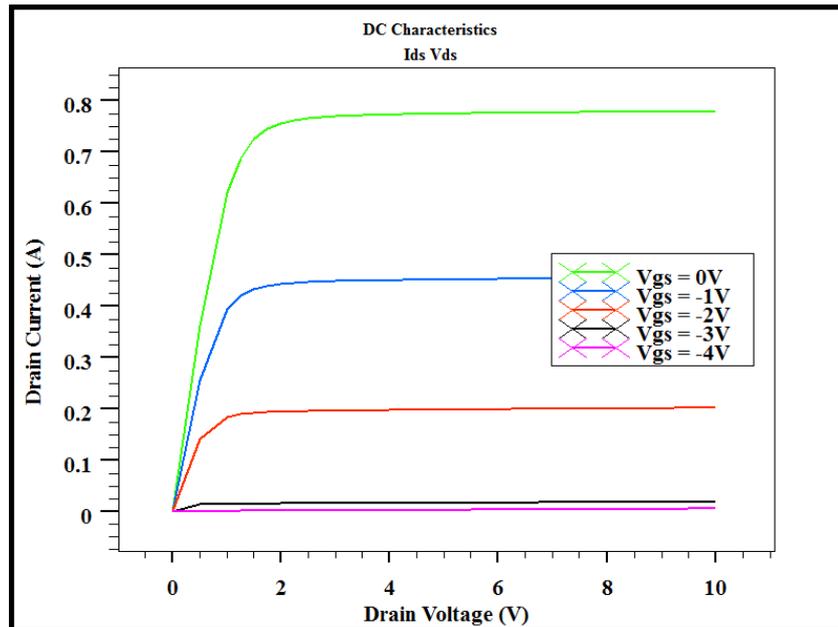


Figure 3-11: Courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour différentes valeurs de V_{gs} .

Nous obtenons un courant maximal égal à 777 mA, alors qu'il est de 700 mA avec 1% de bore, à $V_{gs} = 0$. Lorsque l'on applique une tension de grille de plus en plus négative, le niveau de Fermi baisse par rapport aux énergies mises en jeu dans le canal, entraînant une diminution de la densité d'électrons dans le canal et donc une diminution du courant I_{ds} . On peut aussi déterminer la tension de coude V_{knee} qui est égale à 1.5 V.

3.3.5.2.2 Caractéristique de transfert

La caractéristique de transfert est représentée sur la figure 3.12. Elle définit l'évolution du courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension grille-source V_{gs} , pour une tension drain-source V_{ds} constante donnée, soit 8 V.

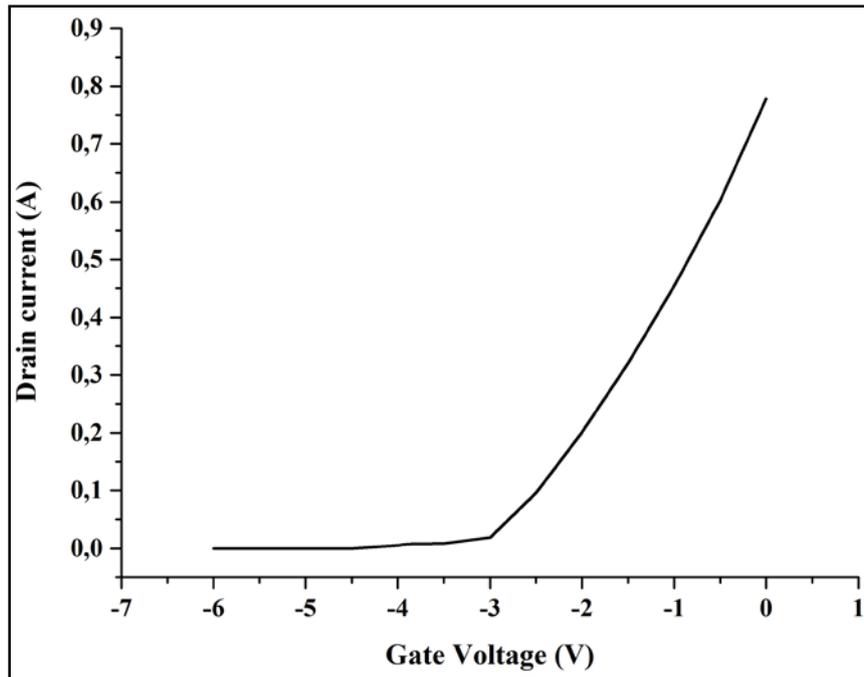


Figure 3-12: Courant drain-source en fonction de la tension grille-source, à $V_{DS} = 8$ V.

Depuis cette caractéristique on peut déterminer la tension de seuil V_{GS0} ou V_{TH} , qui est la tension de grille nécessaire pour pincer le gaz d'électrons (vider le puits quantiques d'électrons libres). Nous avons un V_{TH} égal à -2.5 V. On peut aussi déterminer la transconductance statique à $V_{GS} = 0$ V comme étant la pente de la caractéristique I_{DS} - V_{GS} en utilisant l'équation (3.11).

$$G_m = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{ds} = \text{Cste}} \quad (3.11)$$

$$G_m = \left. \frac{777 - 602}{0 - (-0.5)} \right|_{V_{ds} = 8},$$

Nous obtenons alors : $G_m = 350$ mS/mm.

3.3.5.2.3 Transconductance

La figure 3.13 représente l'évolution de la transconductance en fonction de la tension grille-source V_{GS} à une tension drain-source fixée à 8 V ; la fréquence est fixée à 1 MHz.

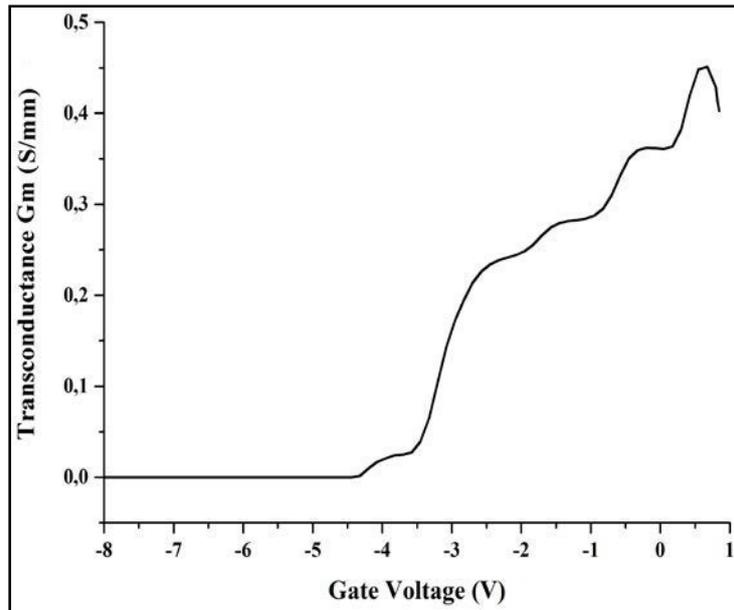


Figure 3-13: Evolution de la transconductance en fonction de V_{GS} , à $V_{DS} = 8$ V.

Depuis la figure 3.13, on peut déterminer deux valeurs de la transconductance : la transconductance maximale ($G_{m_{max}}$) et la transconductance à $V_{gs} = 0$ V ($G_{m_{V_{gs}=0V}}$).

On a une transconductance maximale égale à 452 mS/mm ; pour $V_{gs} = 0$ V on a une transconductance de 360 mS/mm qui est presque la même valeur calculée dans la caractéristique de transfert.

3.3.5.2.4 Courant de fuite

La figure 3.14 représente l'évolution du tracé logarithmique du courant de grille en fonction de la tension de grille.

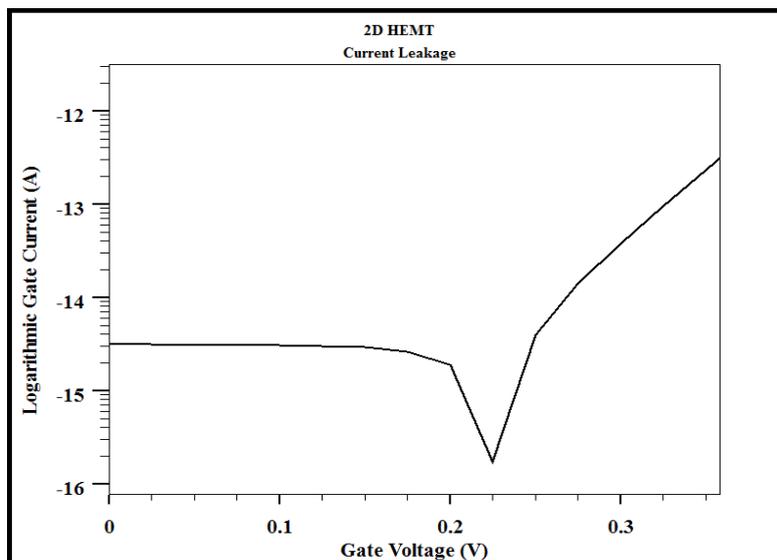


Figure 3-14: Evolution du courant grille en fonction de la tension grille.

La figure sert à déterminer le courant de fuite au niveau de grille ; on a un courant de fuite minimum très faible égal à 9×10^{-15} A à $V_{GS} = 0.225$ V, et un courant de fuite maximum de 5×10^{-14} A obtenu pour $V_{GS} = 0$ V, ce sont des valeurs excellentes pour minimiser la consommation.

3.3.5.2.5 Tension de claquage

La figure 3.15 représente l'évolution du courant drain en fonction des grandes valeurs de la tension drain.

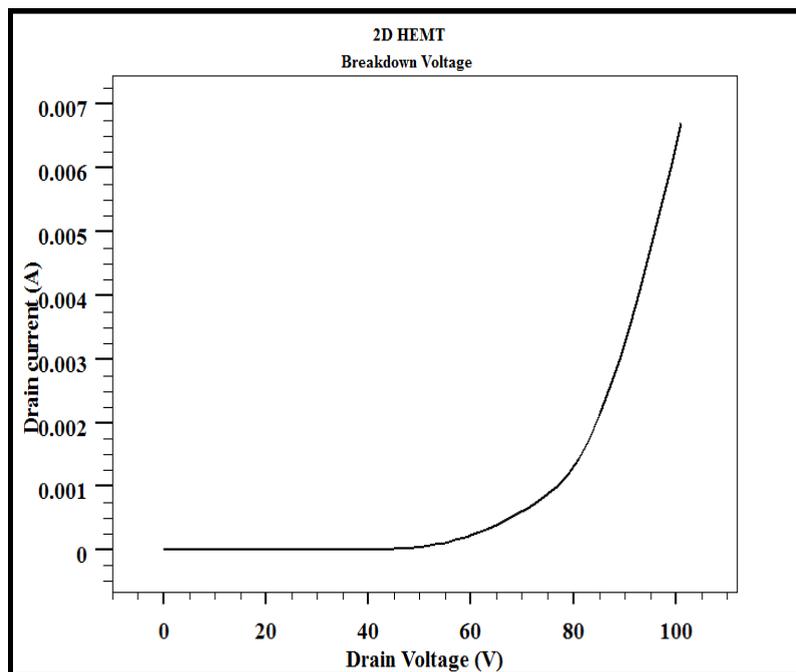


Figure 3-15: Tension de claquage.

Lorsque le champ dans le canal atteint la valeur du champ critique de claquage, un phénomène d'avalanche se produit. En effet ; lorsque le champ atteint cette valeur correspondant à une tension drain-source (appelée tension de claquage ou breakdown voltage en anglais), de plus en plus d'électrons et de trous sont libérés jusqu'à une augmentation brutale et irréversible du courant ; le composant est finalement détruit. D'après la figure on peut déterminer la tension d'avalanche qui est de l'ordre de 90 V.

Cette caractéristique est particulièrement importante en grand signal, car elle indique la limite des tensions de fonctionnement du transistor.

3.3.5.2.6 Drain lag

L'effet de drain lag est représenté sur la figure 3.16.

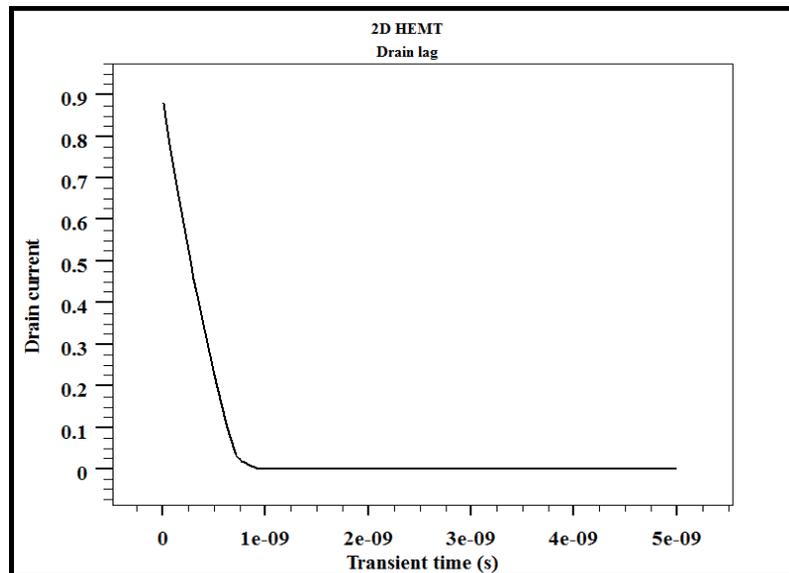


Figure 3- 16: Courant drain en régime transitoire (Drain lag).

Une tension transitoire est appliquée au niveau de la grille en maintenant une tension de drain fixe égale à 10 V, dans ce cas le composant est conduit depuis le pincement vers canal ouvert.

Le terme « drain lag » est utilisé pour décrire le phénomène transitoire du courant de drain lorsque la tension de drain est pulsée de l'état OFF ($V_{ds} = 0$ V) à l'état ON ($V_{ds} > 0$ V) pour une tension de grille constante. On observe alors une décroissance du courant I_d durant cette impulsion, si celle-ci est suffisamment longue.

Nous trouvons un temps transitoire responsable du drain lag égal à 0.7 ns.

3.3.5.2.7 Gate lag

L'effet du gate lag est représenté sur la figure 3.17. Lorsqu'on applique une tension transitoire au niveau du drain avec une tension grille égale à 0 V, le HEMT passe de l'état OFF à l'état ON, le courant de sortie met un certain temps pour atteindre son état établi : c'est le comportement transitoire du courant de drain.

Nous trouvons un temps transitoire responsable du gate lag égal à 0.7 ns.

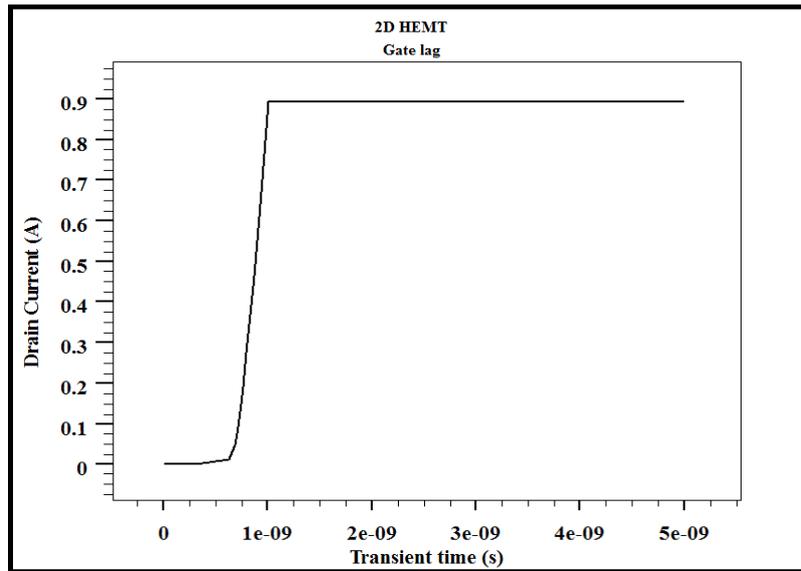


Figure 3-17: le courant drain en régime transitoire Gate lag.

3.3.5.2.7 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation

La figure 3.18 représente deux importantes caractéristiques dans le mode dynamique : la fréquence de transition (F_t) est la fréquence pour laquelle le module du gain en courant est égal à 1, et la fréquence maximale d'oscillation (F_{max}) pour laquelle le gain en puissance est égal à 1. La simulation est faite à $V_{GS} = 0$ V et $V_{DS} = 15$ V.

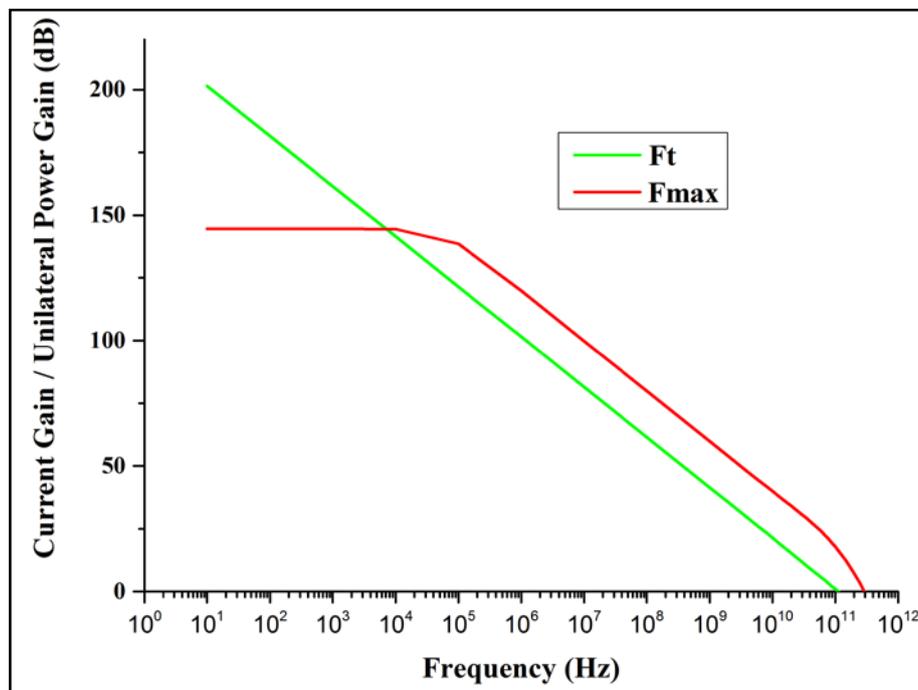


Figure 3-18 : Gain en puissance unilatéral et gain en courant (logarithmiques) en fonction de la fréquence.

Nous trouvons une fréquence de coupure F_t égale à 115 GHz et une fréquence maximale d'oscillation F_{max} égale à 293 GHz. Avec 1% de bore, nous avons eu $F_t = 111$ GHz et $F_{max} = 276$ GHz.

3.3.5.2.8 Abaissement de barrière induit par drain (DIBL)

En augmentant, la tension drain-source (V_{DS}) a pour effet d'abaisser la barrière de potentiel entre la source et le canal quand ils sont trop proches.

L'abaissement de barrière induit par drain (en anglais : Drain Induced Barrier Lowering DIBL) est un phénomène plus important pour les tensions de drain élevées dans les transistors à canaux courts et il est surtout utilisé pour les applications numériques ; il est exprimé en mV/V.

Nous calculons la tension de seuil V_{TH} pour deux valeurs différentes de V_{DS} : 8 V et 16 V ; les courbes sont représentées par la figure 3.19. Le ratio $\Delta V_T / \Delta V_{DS}$ correspond au DIBL.

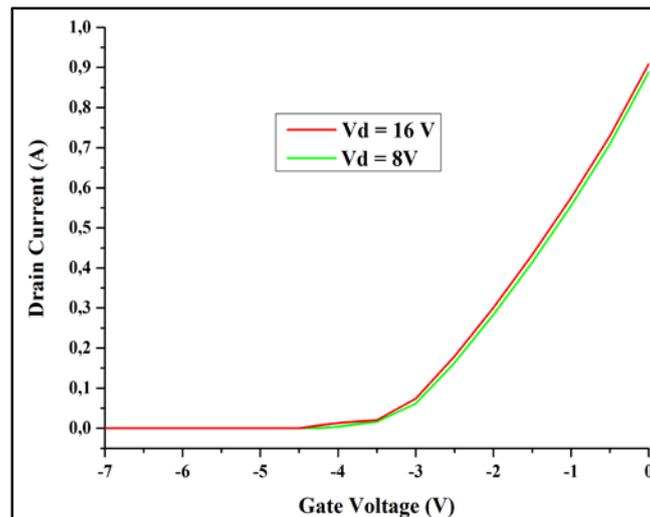


Figure 3-19 : Courant drain en fonction de la tension grille, pour $V_{DS} = 8$ V et 16 V.

Les valeurs extraites du programme sont : $V_{TH} = -2.5$ V pour $V_{DS} = 8$ V (courbe verte), et $V_{TH} = -2.8$ V pour $V_{DS} = 16$ V (courbe rouge).

$$\text{DIBL} = \text{Abs}[\Delta V_{TH} / \Delta V_{DS}] = \text{Abs}[-2.5 - (-2.8) / (8 - 16)]$$

Nous obtenons alors un DIBL de 37.5 mV/V ; c'est une très bonne valeur. A savoir, on aurait un glissement de la tension de seuil d'environ 3 V pour une tension appliquée égale à celle de claquage.

3.3.5.2.9 Pente sous-seuil

La pente sous-seuil (Sub-threshold Swing : 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 diminuer le courant de drain d'une décade. Elle est obtenue pour des valeurs de V_{GS} proches du pincement, et elle est définie en mV/dec (variation de V_{GS} quand I_{DS} est divisé par dix).

Pour une tension fixe de V_{DS} égale à 8 V ; nous calculons le courant drain en fonction de la tension grille aux alentours de la tension de pincement, la courbe est représentée par la figure 3.20.

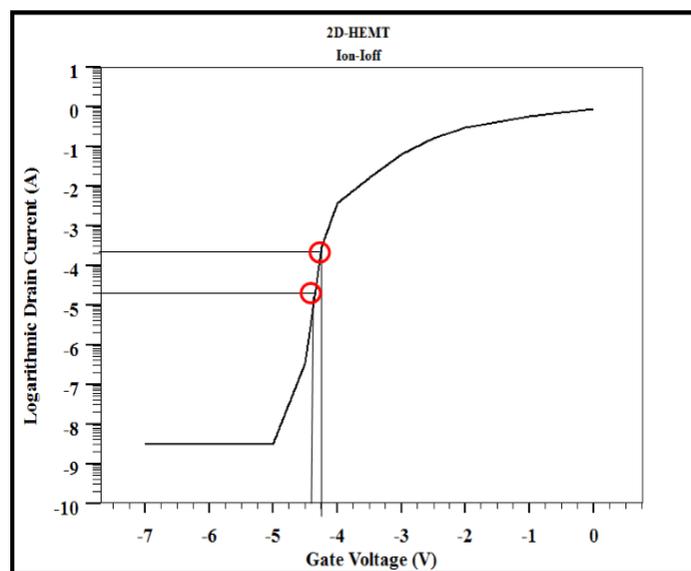


Figure 3-20: Courant drain en fonction de la tension grille, pour $V_{DS} = 8$ V.

Pour une certaine intensité de courant, sur une échelle logarithmique, on a V_{GS1} (proche de la tension de pincement) qui lui correspond. Pour $I_{DS}/10$, on a V_{GS2} .

$$SS = \text{Abs}[V_{GS2} - V_{GS1}]$$

Par extraction du programme ; nous obtenons : $SS = \text{Abs}[-4,25] - [-4,40]$

La pente sous-seuil est donc égale à 150 mV/dec.

3.3.5.2.10 Puissance de sortie maximale

La puissance de sortie théorique en classe A peut être évaluée à partir des paramètres obtenus en courant continu en s'appuyant sur l'équation suivante :

$$P_{out} = \frac{I_{MAX} \times (V_{MAX} - V_{Knee})}{8}$$

$$P_{out} = 171.9 \text{ W/mm}$$

3.3.5.3 Effets des paramètres physiques et technologiques sur les performances du HEMT avec $\text{B}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}$ back-barrier

Dans l'objectif de pouvoir optimiser ce transistor, il est nécessaire de quantifier l'influence des principaux paramètres technologiques et physiques sur ses performances.

Nous allons donc étudier les variations des performances statiques et dynamiques en fonction de la longueur de grille, de la distance grille-source, de l'épaisseur et du dopage de la couche donneuse, de la concentration du bore et de l'épaisseur de la couche arrière. nous calculerons aussi la caractéristique de sortie, la transconductance et les deux fréquences en fonction de la température.

3.3.5.3.1 Effets de la longueur de grille

Nous allons faire la simulation et l'extraction de quelques paramètres dans les deux modes DC et AC, pour différentes valeurs de la longueur de grille (L_g).

3.3.5.3.1.1 Champ électrique

L'intensité et l'étalement du champ électrique dépendent de la longueur de grille (L_g). La figure 3.21 représente ce champ suivant l'axe y, pour différentes valeurs de $L_g = 30 ; 50 ; 70$ et 100 nm.

L'augmentation du champ électrique est inversement proportionnelle à la longueur de grille selon l'équation (3.11) [13]. Cette variation est visible sur les résultats obtenus.

$$E = V_{sat}/L_g \quad (3.11)$$

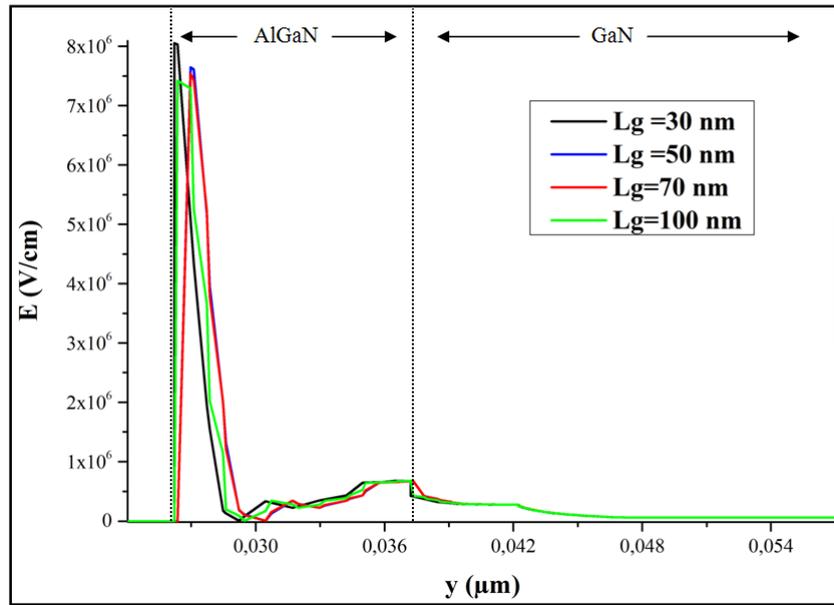


Figure 3-21: Evolution du champ électrique à l'intérieur du composant, à différentes longueurs de grille.

3.3.5.3.1.2 Caractéristique de sortie

Pour les mêmes longueurs de grille et à une tension grille-source nulle, nous simulons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$; les résultats sont représentés par la figure 3.22.

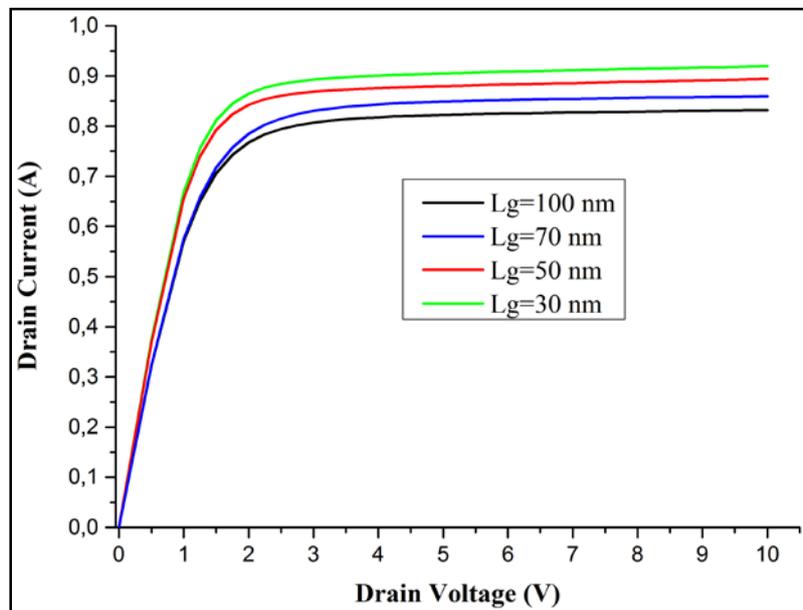


Figure 3-22: Courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour différentes longueurs de grille, à $V_{GS} = 0 V$.

Le courant de sortie I_{DS} maximum augmente quand la longueur de grille diminue ; il passe pratiquement de 800 mA pour $L_g = 100$ nm, à 900 mA pour $L_g = 30$ nm. Nous voyons aussi que la tension de déchet et la résistance à l'état de fonctionnement diminuent légèrement.

Il faudrait noter qu'on ne peut pas descendre en-deçà d'une longueur de grille limite qui entraînerait l'effet de perçage.

3.3.5.3.1.3 Caractéristique de transfert

Pour les mêmes longueurs de grille et à une tension drain-source égale à 8 V, nous simulons la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$; les résultats sont représentés par la figure 3.23.

Pour ces différentes longueurs de grille 30 nm, 50 nm, 70 nm et 100 nm, nous trouvons des V_{TH} respectivement égales à -2.25 V, -2.21 V, -2.18 V et -2.14 V.

Les transconductances statiques à $V_{gs} = 0$ V respectives sont 353 mS/mm, 360 mS/mm, 363 mS/mm et 367 mS/mm.

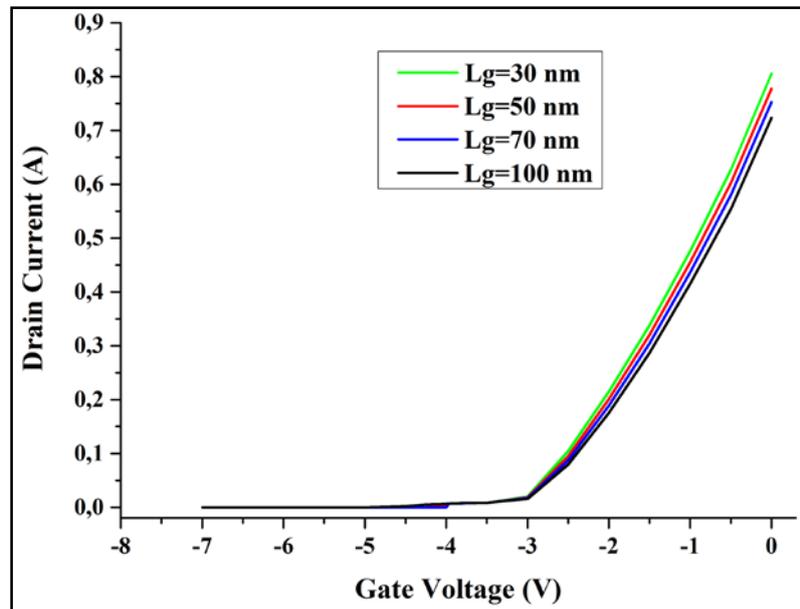


Figure 3-23: Courant drain-source en fonction de la tension grille-source pour différentes longueurs de grille, à $V_{DS} = 8$ V.

3.3.5.3.1.4 Transconductance dynamique

Pour les mêmes longueurs de grille et à une tension drain-source $V_{DS} = 8 \text{ V}$, nous simulons la transconductance g_m à une fréquence de 1 MHz ; les résultats obtenus sont représentés par la figure 3.24.

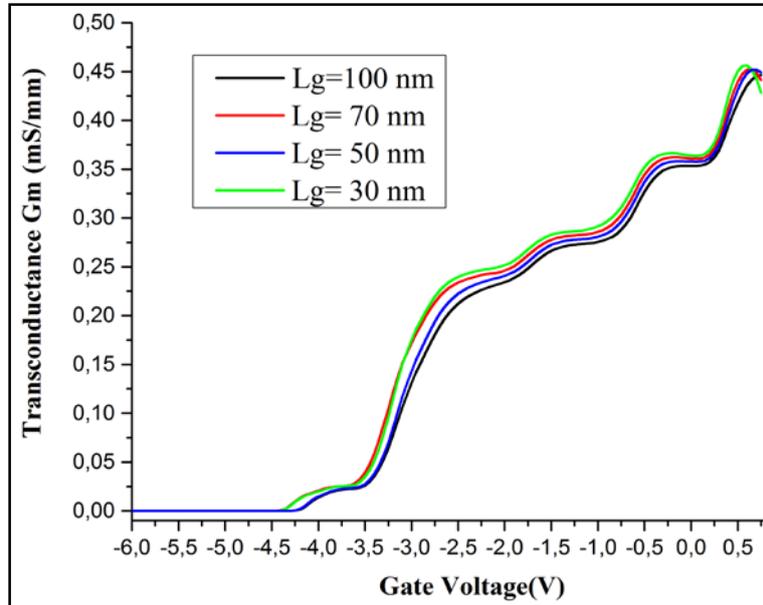


Figure 3-24 : Evolution de la transconductance en fonction de V_{GS} à $V_{DS} = 8 \text{ V}$, pour différentes valeurs de L_g .

Nous pouvons dire que le maximum de la transconductance (G_m) augmente légèrement avec la diminution de la longueur de grille, car elle passe de 439 mS/mm pour $L_g = 100 \text{ nm}$ à 460 mS/mm pour $L_g = 30 \text{ nm}$; mais il y a une légère diminution de la tension de pincement, ce qui signifie que la grille a un moindre contrôle sur le canal.

Avec $L_g = 30 \text{ nm}$, nous avons une transconductance de 357 mS/mm à $V_{GS} = 0 \text{ V}$, et une transconductance maximale de 460 mS/mm à $V_{GS} = 0,7 \text{ V}$

3.3.5.3.1.5 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation

Nous fixons $V_{DS} = 15 \text{ V}$, $V_{GS} = 0 \text{ V}$; et nous simulons les deux paramètres essentiels en mode AC, qui sont la fréquence de coupure (F_t) et la fréquence maximale d'oscillation (F_{max}). Les résultats obtenus sont représentés respectivement par les figures 3.25 et 3.26.

Les deux fréquences sont données théoriquement par les équations approximatives (3.12) et (3.13) qui montrent qu'elles augmentent quand la longueur de grille diminue.

$$F_t = V_{sat} / L_g \quad (3.12)$$

$$F_{max} = F_t / 2 \sqrt{(R_i + R_s) G_D + 2\pi f_t \times R_i C_{GD}} \quad (3.13)$$

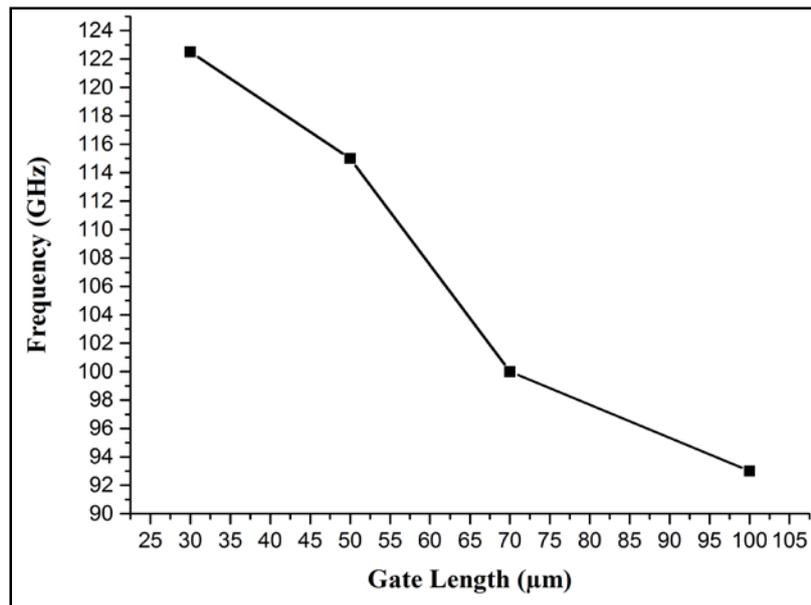


Figure 3-25 : Fréquence de coupure en fonction de la longueur de grille,
à $V_{DS} = 15$ V et $V_{GS} = 0$ V.

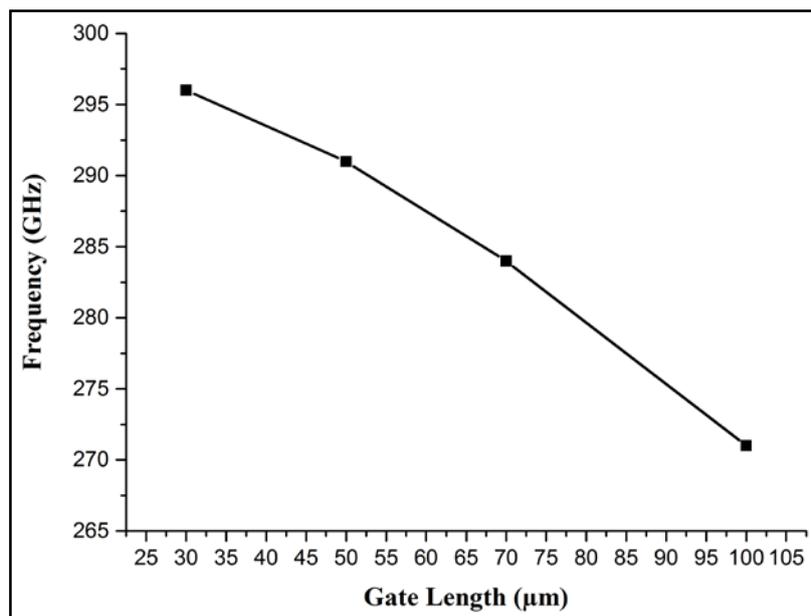


Figure 3-26: Fréquence maximale d'oscillation en fonction de la longueur de grille,
à $V_{DS} = 15$ V et $V_{GS} = 0$ V.

Nous trouvons que la fréquence de transition passe de 93 GHz à 123 GHz et la fréquence d'oscillation maximum augmente de 270 GHz à plus de 295 GHz, quand la longueur de grille diminue de 100 nm à 30 nm.

3.3.5.3.2 Effets de la distance grille-source

3.3.5.3.2.1 Caractéristique de sortie et transconductance

Afin d'analyser l'effet des espacements grille-source sur les performances DC du composant, nous avons fait un ensemble de simulation pour différents espacements de grille-source.

Le courant de drain et la transconductance sont mentionnés dans le tableau récapitulatif 3-1 et représentés sur la figure 3-27.

Distance Grille-Source (μm)	I_{ds} (A)	G_m (mS/mm)
0.25	1.03	455
0.35	0.97	413
0.45	0.91	399
0.55	0.87	383

Tableau 3-1: Courant drain et transconductance en fonction de la distance grille-source.

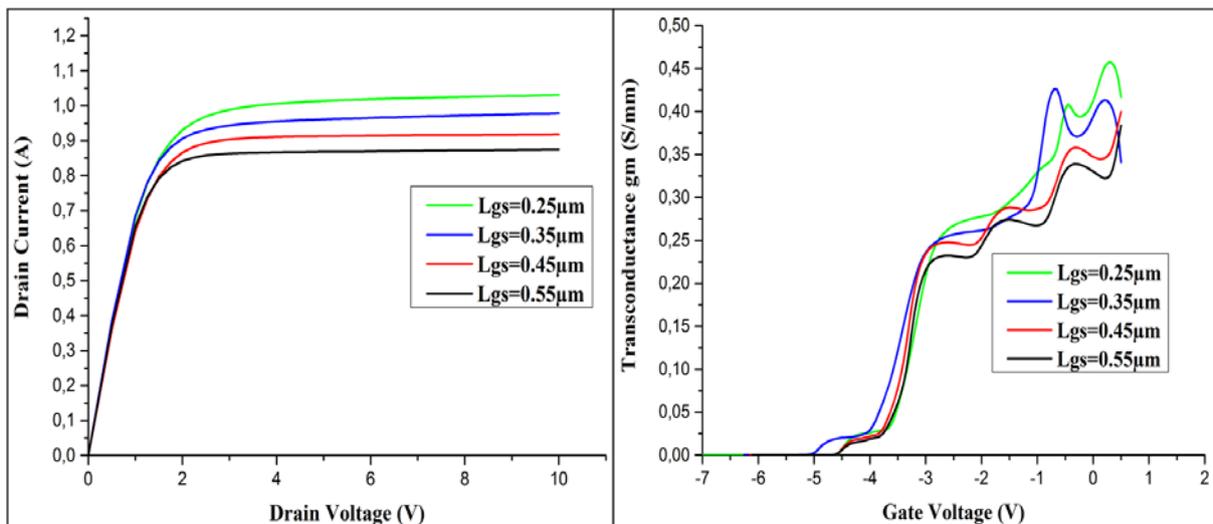


Figure 3-27: (a) Evolution du courant drain en fonction de la tension drain pour différentes valeurs de L_{gs} . (b) Evolution de la transconductance en fonction de la tension grille pour différentes valeurs de L_{gs} .

L'augmentation de la distance grille-source (L_{gs}) contribue à l'augmentation de (R_s). Il y a un accroissement de l'effet capacitif entre les deux électrodes à mesure que l'espacement L_{GS} diminue ; à cela s'ajoute le risque de court-circuit entre la grille et la source pour des distances très réduites.

Des simulations en régime statique ont été effectuées à $V_{gs} = 0$ V pour I_{ds} en fonction de V_{ds} , et à $V_{ds} = 8$ V pour g_m .

La comparaison des résultats obtenus en fonction des espacements (L_{gs}) représentés dans le tableau 3.1 montre que les caractéristiques statiques sont clairement influencées par la distance grille-source, car la diminution de la distance (L_{gs}) de $0.550 \mu\text{m}$ à $0.250 \mu\text{m}$ par un incrément de 0.100 fait augmenter le courant de drain de 0.87 A à 1.03 A et la transconductance de 383 mS/mm à 455 mS/mm.

Le courant de drain ne semble pas être très impacté contrairement à la transconductance g_m qui est sensible à ces espacements (L_{GS}). Cette amélioration peut être imputée à la réduction de la résistance R_S à mesure que la distance source-grille diminue selon l'équation (4.14) [7], [8].

$$R_s = (R_c/W) + [(R_{sq} \times L_{gs})/W] \quad (4.14)$$

3.3.5.3.2 Caractéristique de transfert

Pour les mêmes espacements de grille-source et à une tension drain-source égale à 8 V, nous simulons la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$; les résultats sont représentés par la figure 3.28.

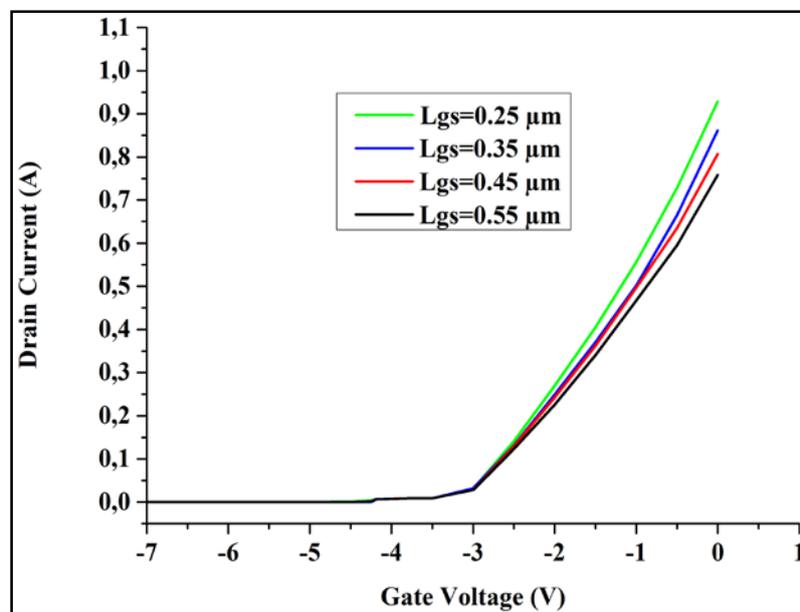


Figure 3-28: Courant drain-source en fonction de la tension grille-source pour différents espacements grille-source, à $V_{DS} = 8$ V.

Pour ces différents espacements grille-source de $0.25 \mu\text{m}$, $0.35 \mu\text{m}$, $0.45 \mu\text{m}$ et $0.55 \mu\text{m}$, les différentes tensions de seuil sont respectivement -2.19V , -2.25V , -2.35V et -2.33V . A $V_{gs} = 0\text{V}$, Les transconductances statiques respectives sont 410 mS/mm , 370 mS/mm , 354 mS/mm et 334 mS/mm .

3.3.5.3.2.3 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation

Dans cette deuxième partie, des simulations ont été faites afin de montrer l'influence de la distance grille-source sur la fréquence de coupure (f_t) et la fréquence maximal (f_{max}) à $V_{ds} = 15 \text{ V}$ et $V_{gs} = 0 \text{ V}$.

Les résultats obtenus sont mentionnés dans le tableau récapitulatif (3.2) et représentés sur la figure 3-29.

Distance Grille-Source (μm)	Fréquence de coupure (f_t) (GHz)	Fréquence maximale d'oscillation (f_{max}) (GHz)
0.25	147	336
0.35	141	325
0.45	136	307
0.55	122	282

Tableau 3-2: Evolution de la fréquence de coupure et de la fréquence maximale d'oscillation en fonction de la distance Grille-Source.

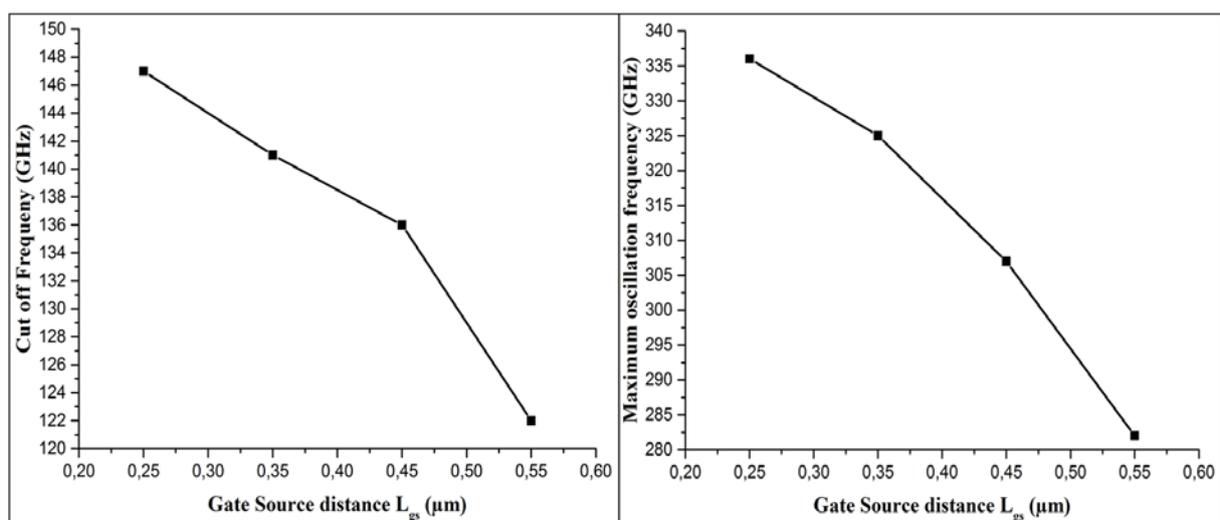


Figure 3-29: Evolution de la fréquence de coupure et de la fréquence maximale d'oscillation en fonction de la distance Grille-Source (L_{gs}).

Une amélioration de F_t et F_{max} est observée lors de la diminution de la distance grille-source. La distance L_{gs} influe non seulement sur les performances statiques, mais aussi sur les performances RF du HEMT.

3.3.5.3.3 Effets de l'épaisseur de la couche donneuse

Dans cette partie, on étudie l'influence de l'épaisseur de la couche donneuse sur les performances statiques et RF de notre HEMT.

3.3.5.3.3.1 Caractéristique de sortie et transconductance

Cette simulation consiste à montrer l'influence de l'épaisseur de la couche donneuse AlGaIn sur la caractéristique courant drain-source en fonction de la tension drain-source à $V_{gs} = 0$ V, et sur la transconductance g_m en fonction la tension grille à $V_{ds} = 8$ V.

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 3.30.

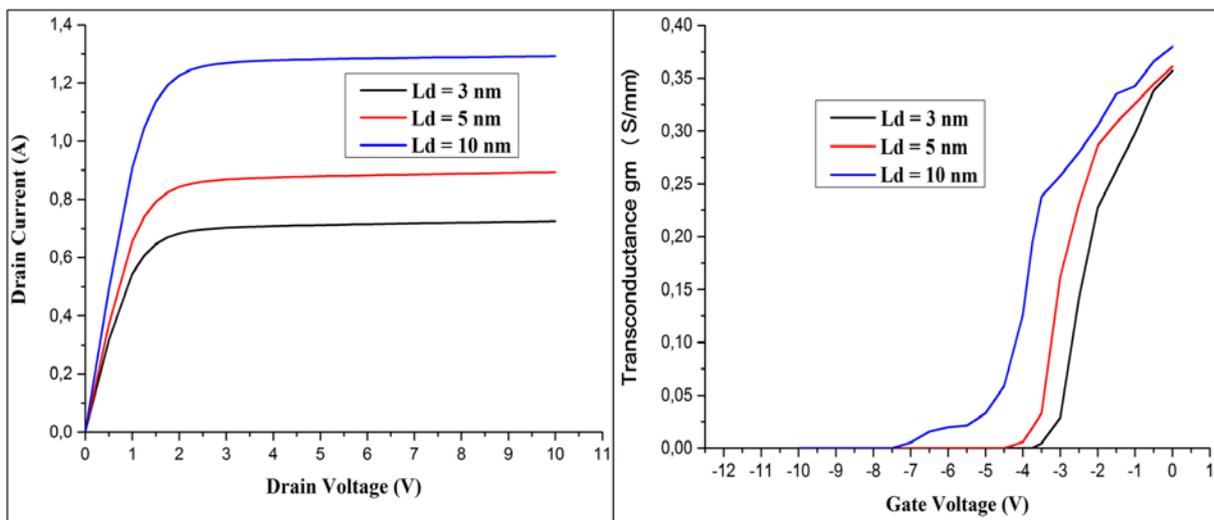


Figure 3-30: Pour différentes épaisseurs de la couche donneuse (a) Courant drain en fonction de la tension drain, (b) Transconductance en fonction de la tension grille.

La couche donneuse fournit des électrons libres au canal ; la densité de charges dans le puits quantique augmente donc avec l'épaisseur de cette couche et mène à une amélioration sur le courant de sortie et la transconductance. Par contre ; il y a un moindre contrôle de la grille sur le canal.

Pour 3, 5 et 10 nm d'épaisseur de la couche donneuse, nous obtenons un courant maximal de 725 mA, 893 mA et 1.29 A ; pour la transconductance nous avons obtenus 350 mS/mm, 352 mS/mm et 358 mS/mm respectivement, à $V_{gs} = 0$ V.

3.3.5.3.3.2 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation

Cette simulation consiste à montrer l'influence de l'épaisseur de la couche donneuse AlGaIn sur la fréquence de coupure (f_t) et la fréquence maximale (F_{max}) à $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 15$ V. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 3.31.

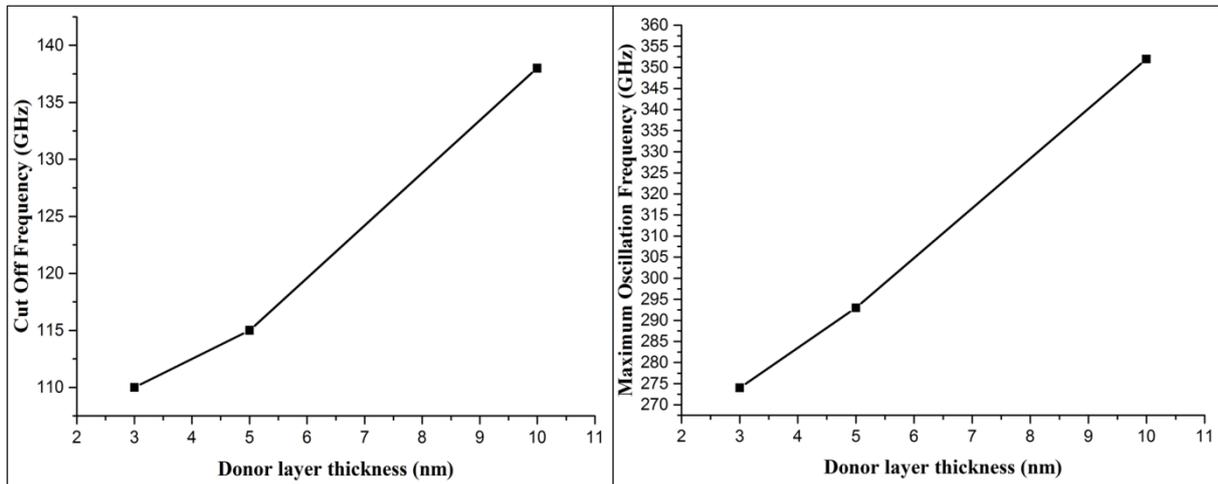


Figure 3-31: Fréquence de coupure (f_t) et fréquence maximale d'oscillation (F_{max}) en fonction de l'épaisseur de la couche donneuse.

3.3.5.3.4 Effets du dopage de la couche donneuse

3.3.5.3.4.1 Caractéristique de sortie et transconductance

Le courant drain-source en fonction de la tension drain-source à $V_{gs} = 0$ V et la transconductance en fonction de la tension grille-source à $V_{ds} = 8$ V, sont calculés pour différents dopages type n de la couche donneuse. Les résultats obtenus sont représentés par la figure 3.32.

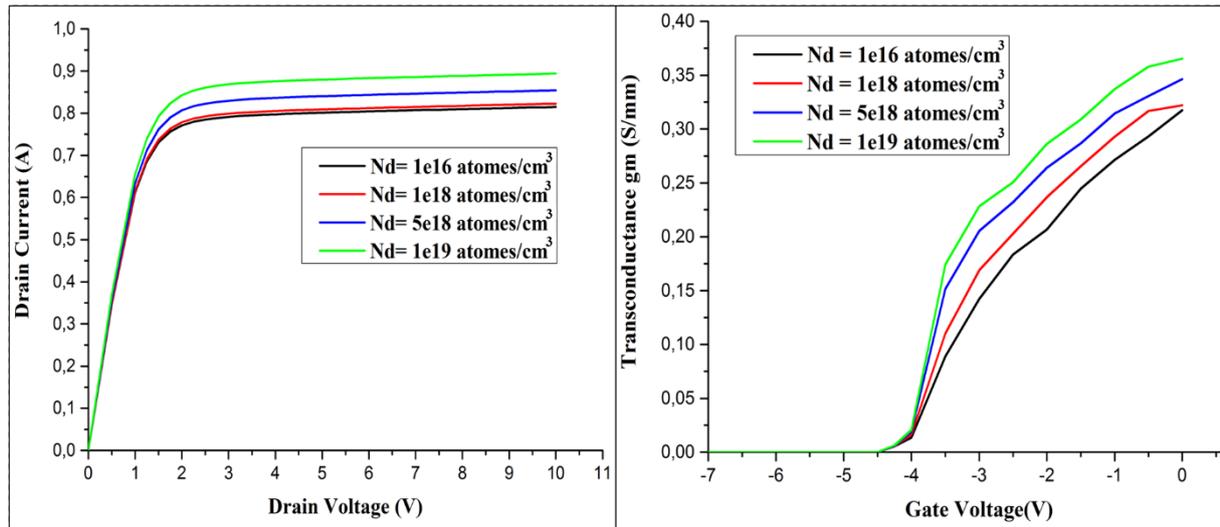


Figure 3-32: Pour différentes dopages de la couche donneuse (a) Courant drain en fonction de la tension drain, (b) Transconductance en fonction de la tension grille.

Nous obtenons un courant de sortie entre 814 mA et 893 mA, et une transconductance à $V_{gs} = 0$ V entre 349 mS/mm et 362 mS/mm.

Nous observons une légère augmentation du courant drain-source et de la transconductance en fonction de la variation de dopage de la couche donneuse AlGaIn. L'augmentation du dopage type n dans la couche AlGaIn crée une baisse de la bande de conduction sous le niveau Fermi, et donc une augmentation de la densité d'électrons dans le puits quantique. Cette augmentation de la densité d'électrons est associée à une diminution de leur mobilité dans le canal et donc à une diminution de deux fréquences de transition et d'oscillation maximale.

3.3.5.3.5 Effets de la température

3.3.5.3.5.1 Caractéristique de sortie et transconductance

Dans cette partie, nous étudions l'effet de la variation de température qui varie de 300 K à 1200 K sur le courant drain à $V_{gs} = 0$ V, et sur la transconductance à $V_{ds} = 8$ V.

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 3.33.

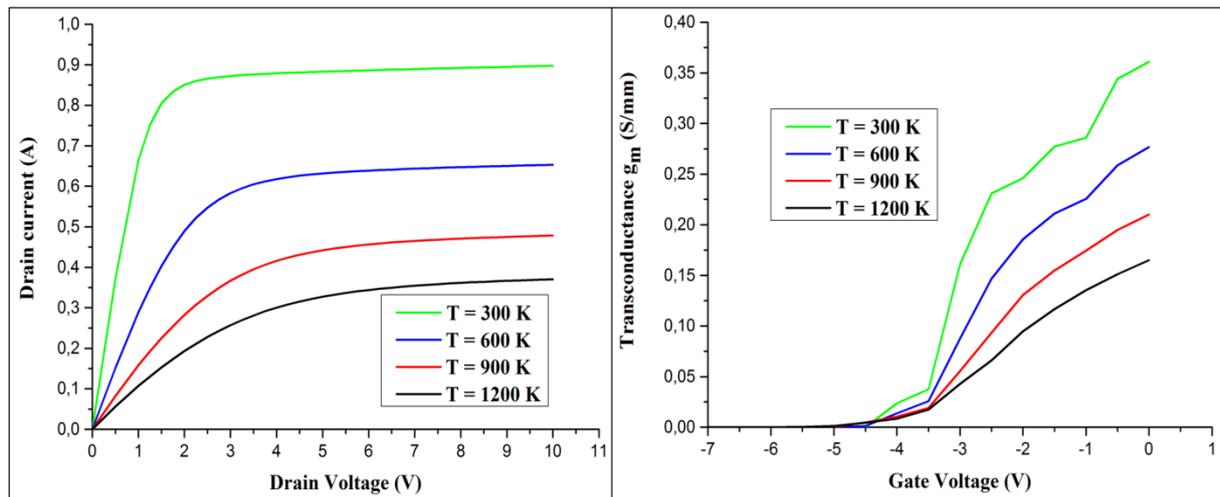


Figure 3-33: A différentes températures (a) Courant drain en fonction de la tension drain, (b) Transconductance en fonction de la tension grille.

Le courant drain et la transconductance diminuent lorsque la température augmente ; car l'augmentation de la température provoque une diminution et une dégradation de la mobilité des électrons dans le canal due aux interactions entre les porteurs et les phonons intervallées ; sachons que la densité des électrons restera constante pour chaque valeur de température [9].

Le courant drain diminue de 890 mA jusqu'à 370 mA à $T=1200$ K, ainsi que la transconductance à $V_{gs} = 0$ V qui diminue de 360 mS/mm à 164 mS/mm.

3.3.5.3.5.2 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation

L'étude consiste à simuler la fréquence de coupure (F_t) et la fréquence maximale (F_{max}) à $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 15$ V, pour différentes valeurs de température. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 3.34.

La fréquence de coupure et la fréquence maximale d'oscillation diminuent considérablement quand la température augmente, ceci est logique car la mobilité des électrons diminue quand la température augmente.

F_t diminue de 115 GHz à 55.5 GHz ; F_{max} diminue aussi de 293 GHz à 100 GHz entre 100 et 1200 K.

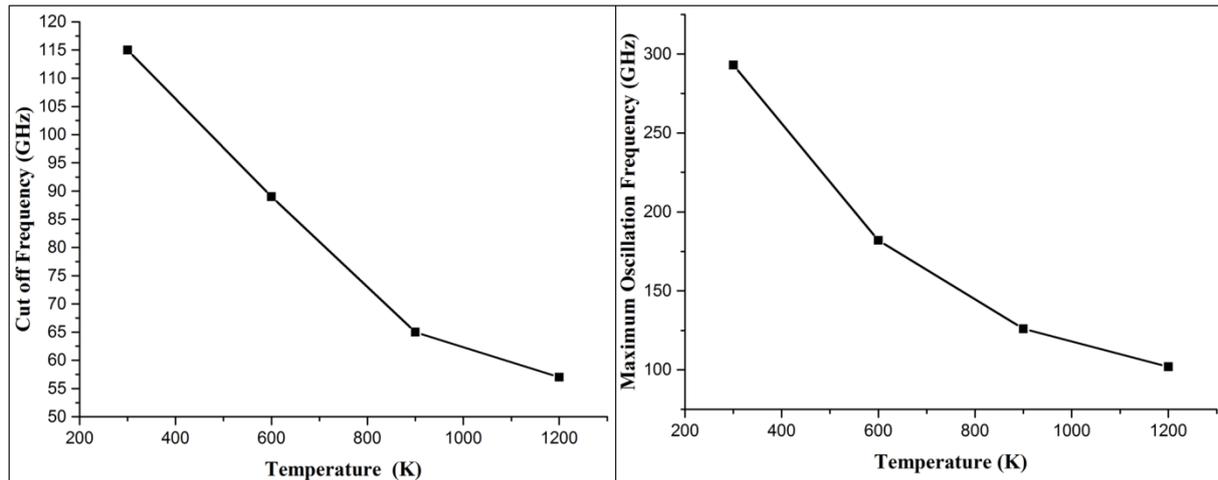


Figure 3-34: Fréquence de coupure et fréquence maximale d'oscillation en fonction de la température.

3.3.5.4 Influences de la concentration du bore et de l'épaisseur de la couche arrière (Back-Barrier) B_{GaN} sur les performances du HEMT

En gardant les mêmes paramètres et conditions des simulations qui précèdent, nous allons étudier dans ce qui suit l'effet de la concentration du bore et de l'épaisseur de la couche B_{GaN} dans le but d'améliorer les performances DC et AC d'un transistor HEMT AlGa_N/Ga_N en améliorant le confinement d'électrons.

Tout d'abord, nous fixons l'épaisseur de la couche arrière B_{GaN} à 5 nm, et nous faisons varier la concentration du bore de 1% jusqu'à 4%. Puis, nous fixons la concentration du bore dans le B_{GaN} à 2% et nous faisons varier l'épaisseur de cette couche de 20 nm à 110 nm.

4.2.5.5.1 Diagramme de bande

Le comportement d'un HEMT pourrait être donné par le diagramme de bande d'énergie. Son fonctionnement est basé sur la juxtaposition d'un matériau à grand gap avec un matériau à petit gap qui implique la création d'une discontinuité de la bande de conduction à l'interface de ces deux matériaux. Les diagrammes de bandes d'énergie sont illustrés par la figure 3.35 a et b, pour différentes concentrations de bore et différentes épaisseurs de la couche B_{GaN}.

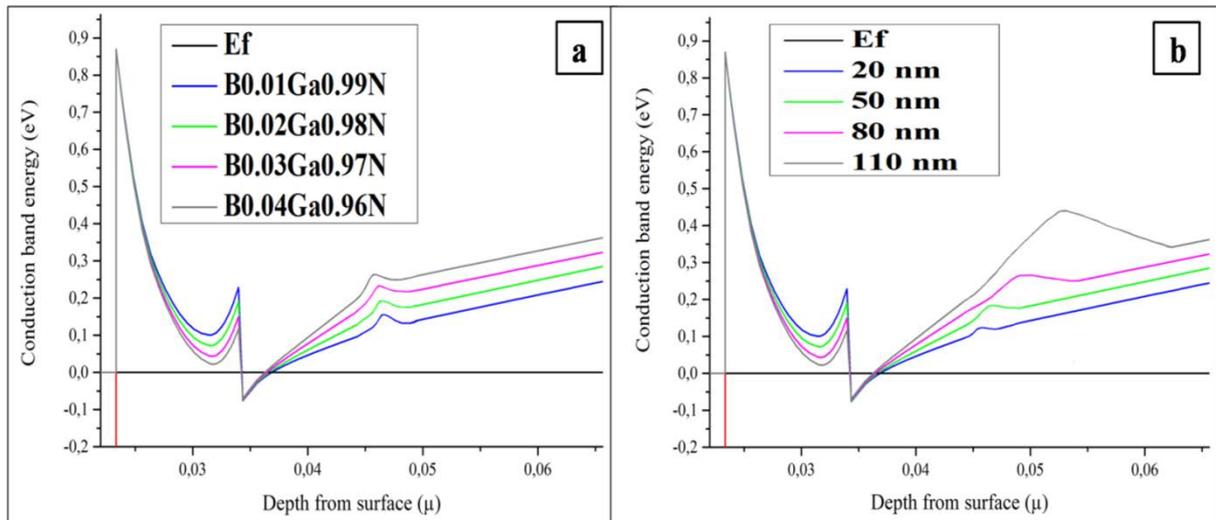


Figure 3-35: Diagrammes de bandes d'énergie ; a) pour une épaisseur de 5 nm de la couche arrière et pour des concentrations en bore différentes (1% à 4%), b) pour une concentration en bore de 2% et différentes épaisseurs de la couche arrière (20 nm à 110 nm).

L'hétérojonction AlGa_N/Ga_N entraîne la formation d'un puits de potentiel (le gaz bidimensionnel: 2 DEG) dans le matériau à petit gap (Ga_N), les électrons sont transférés et accumulés dans ce puits de potentiel depuis la couche donneuse [10]. La discontinuité de la bande de conduction (ΔE_C) augmente avec la concentration du bore, et aussi avec l'épaisseur de la couche B_{GaN}.

Chaque profil de bande de conduction contient un deuxième pic d'énergie au niveau de la couche B_{GaN} qui est à l'origine une barrière électrostatique ; cette barrière rend la fuite des électrons hors du puits de potentiel, plus difficile [11]. Elle augmente avec la concentration du bore, et encore plus avec l'épaisseur de la couche barrière de 20 à 110 nm.

4.2.5.5.2 Effets de la concentration du bore

Nous fixons l'épaisseur de la couche arrière B_{GaN} à 5 nm et nous faisons varier la concentration du bore dans le B_{GaN} de 1% (B_{0.01}Ga_{0.99}N) à 4% (B_{0.04}Ga_{0.96}N).

4.2.5.5.2.1 Caractéristique de sortie et transconductance

Pour évaluer les performances DC et AC de notre nouvelle structure HEMT AlGa_N/Ga_N/B_{GaN}, nous étudions d'abord l'influence de la concentration en bore sur le courant drain (I_{DS}) maximum et la transconductance (g_m).

La figure 3.36 (a) montre l'évolution du courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension drain-source (V_{DS}), pour différentes valeurs de la concentration en bore avec une tension de grille fixe ($V_{GS} = 0$ V).

Le courant maximal est observé à $V_{DS} = 10$ V et $V_{GS} = 0$ V ; il est de 700 mA pour $B_{0.01}Ga_{0.99}N$, et il augmente jusqu'à 1.1 A pour $B_{0.04}Ga_{0.96}N$.

Le confinement des électrons dans le canal est plus efficace avec l'augmentation de la concentration en bore.

De la même manière, nous notons une amélioration remarquable de la transconductance représentée dans la figure 3.36 (b) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}), avec une tension drain-source fixe (V_{DS}) égale à 8 V.

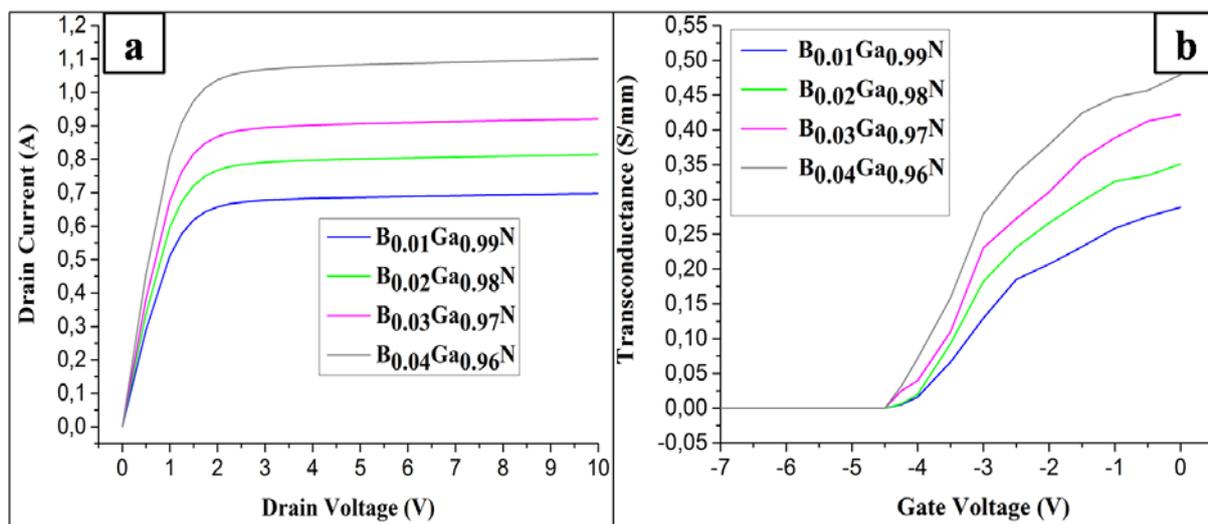


Figure 3-36: Pour différentes valeurs de la concentration en bore (a) Courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension drain-source (V_{DS}), (b) Transconductance (g_m) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}), à $V_{DS} = 8$ V.

Nous avons obtenu une transconductance maximale (g_m) = 300 mS / mm pour 1% de bore ; pour 2%, nous avons (g_m) = 350 mS / mm, pour 3%, nous avons (g_m) = 420 mS / mm, et nous atteignons la plus grande valeur de (g_m) qui égale à 480 mS / mm avec 4% de bore.

Nous avons une proportion directe entre la concentration du bore et les performances DC, nous obtenons des résultats améliorés en augmentant la concentration en bore, nous savons que le bore est de nature résistive [12], de sorte que lorsque nous faisons augmenter la concentration de bore, la résistivité de la barrière électrostatique augmente, la mobilité et la fuite des électrons hors du canal sont plus difficiles ; tout cela améliore le confinement des électrons, ce qui entraîne une amélioration des caractéristiques DC.

4.2.5.5.2 Caractéristique de transfert

La figure 3.37 montre l'évolution du tracé linéaire et logarithmique du courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}), avec une tension drain-source fixe (V_{DS}) égale à 8 V.

A partir du tracé linéaire qui est la caractéristique de transfert du dispositif, on peut extraire la tension de seuil (V_{TH}) qui définit la tension de grille nécessaire pour pincer le gaz d'électrons (2DEG). Pour une concentration en bore de 1%, la tension de seuil (V_{TH}) est $-3.6V$; pour 2%, 3% et 4% de bore, on a un V_{TH} qui est égal à $-3.5 V$ – $3.4 V$ – $3.2 V$, respectivement. A partir du tracé logarithmique, nous pouvons extraire I_{ON} et I_{OFF} pour calculer le rapport I_{ON}/I_{OFF} ; nous obtenons une grande valeur en augmentant la concentration du bore ; le meilleur rapport I_{ON}/I_{OFF} est de $10^{9.4}$ pour la plus grande concentration de bore (4%), qui est 5 fois plus grand que le rapport I_{ON}/I_{OFF} obtenue pour une concentration de bore de 1% et qui égale à $10^{8.7}$.

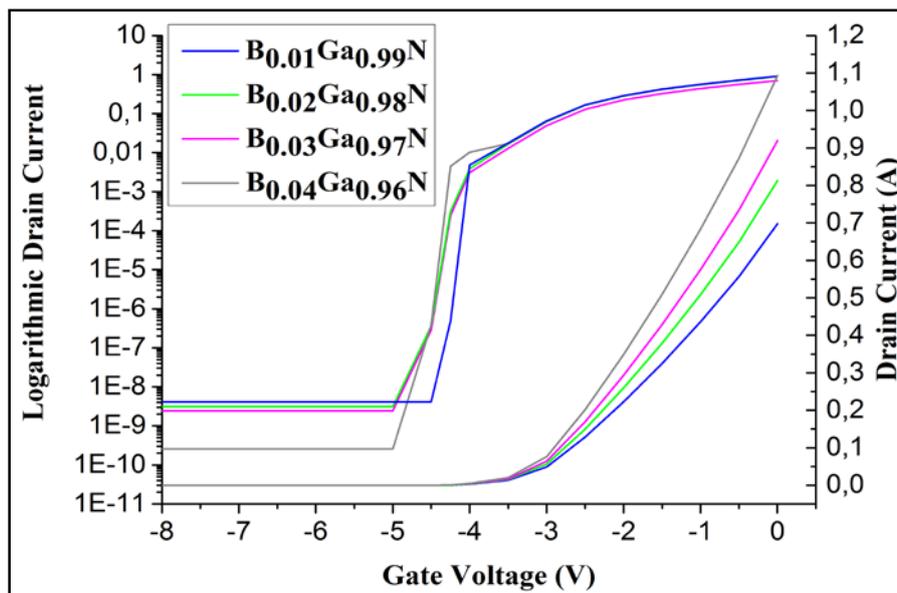


Figure 3-37: Evolution du tracé linéaire logarithmique du courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}), à $V_{DS} = 8 V$.

Les fuites du courant dans un HEMT sont dues aux effets de surface (en particulier entre la grille et le drain), aux effets de piégeage et aux effets de canal court. Ces fuites d'électrons diminuent dans les limites du courant de sortie.

Le rapport I_{ON}/I_{OFF} est d'autant plus grand que le courant de fuite est faible.

Lorsque la concentration de bore augmente, le composé ternaire B GaN devient plus résistive et s'oppose à la fuite des porteurs de charge vers le substrat. Cela donne une très légère

augmentation de la tension de seuil (V_{TH}) et un meilleur rapport I_{ON}/I_{OFF} . En d'autres termes, l'effet de canal court est moins important, ou inexistant.

4.2.5.5.2.3 Fréquence de transition et fréquence d'oscillation maximale

Pour différentes concentrations de bore, à $V_{GS} = 0$ V et $V_{DS} = 15$ V, nous calculons les gains en courant et en puissance pour déterminer la fréquence de coupure (F_t) et la fréquence d'oscillation maximale (F_{max}). Les résultats sont représentés par la figure 3.38 où un zoom est tracé pour mieux voir les courbes.

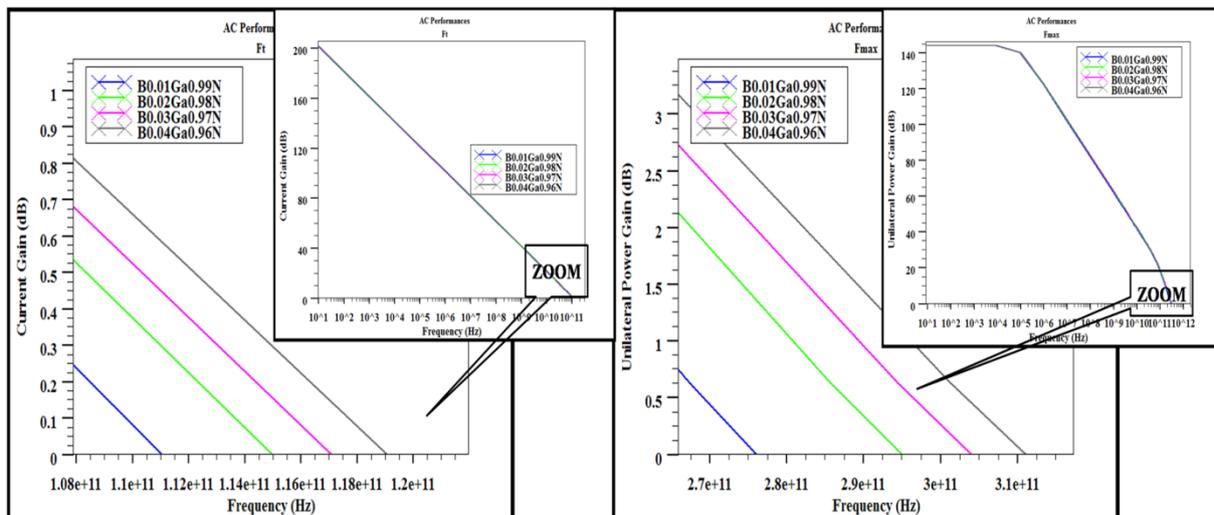


Figure 3-38: Gain en courant et gain en puissance, en fonction de la fréquence pour différentes concentrations de bore.

Pour une concentration de 1% à 4% de bore; F_t augmente de 111GHz à 119 GHz, et F_{max} augmente de 276 GHz à 311 GHz. Une amélioration est apportée aux fréquences, surtout F_{max} , par une petite augmentation de la concentration du bore dans la couche BGaN. Cette augmentation de la concentration du bore permet d'augmenter la résistivité de la couche tampon/substrat qui améliore le confinement et la concentration des électrons à l'interface AlGaN/ GaN.

On peut donc améliorer les performances d'un transistor HEMT AlGaN/GaN/BGaN avec une concentration élevée de bore ; cette technique semble avantageuse selon les résultats obtenus, mais l'inconvénient est la difficulté de prendre une concentration de bore élevée (supérieure à 4% de bore) en raison du désaccord de maille [11].

4.2.5.5.3 Effets de l'épaisseur de la couche arrière

Pour une concentration de bore fixe de 2% ($B_{0.02}Ga_{0.98}N$) ; nous allons étudier l'évolution des performances DC et AC précédentes en fonction des différentes épaisseurs de la couche arrière B GaN (20 nm, 50 nm, 80 nm et 110 nm).

4.2.5.5.3.1 Caractéristique de sortie et transconductance

La figure 4.39 (a) représente l'évolution du courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension drain-source (V_{DS}), pour une tension de grille égale à 0 V. La figure 3.39 (b) représente l'évolution de la transconductance (g_m) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}), pour une tension drain-source égale à 8 V.

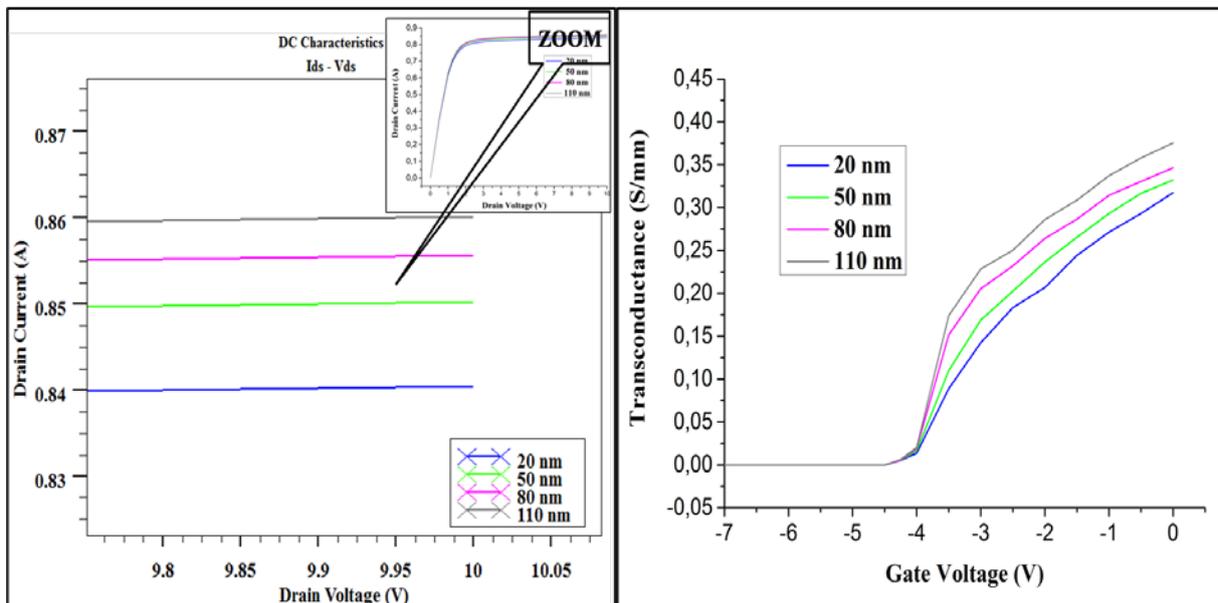


Figure 3-39: Pour différentes épaisseurs de la couche arrière B GaN ; (a) Courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension drain-source (V_{DS}) à $V_{GS} = 0$ V, (b) Transconductance (g_m) en fonction de la tension grille-source (V_{GS}) à $V_{DS} = 8$ V.

Des résultats améliorés sont obtenus en augmentant l'épaisseur de la couche arrière B GaN. Pour 110 nm, nous avons obtenu un courant de drain maximum de 860 mA et une transconductance à $V_{gs} = 0$ V de 375 mS / mm. Pour 20 nm, nous avons un courant de 840 mA et une transconductance de 317 mS/mm.

Dans ce cas, la largeur de la barrière électrostatique et la distance entre le canal et le substrat sont plus grandes. A partir de l'équation simplifiée de la résistivité (3.15) où R est la

résistance, ρ est la résistivité, L est la plus longueur et S est la surface, la résistance de la structure augmente avec L et S .

Cette barrière va limiter la migration des électrons en dehors du puits de potentiel.

$$R = \rho \times (L/S) \tag{3.15}$$

4.2.5.5.3.2 Fréquence de transition et fréquence d'oscillation maximale

La figure 3.40 montre l'évolution de la fréquence de coupure (F_t) et la fréquence d'oscillation maximale (F_{max}) en fonction de différentes concentrations de bore, à $V_{GS} = 0$ V et $V_{DS} = 15$ V.

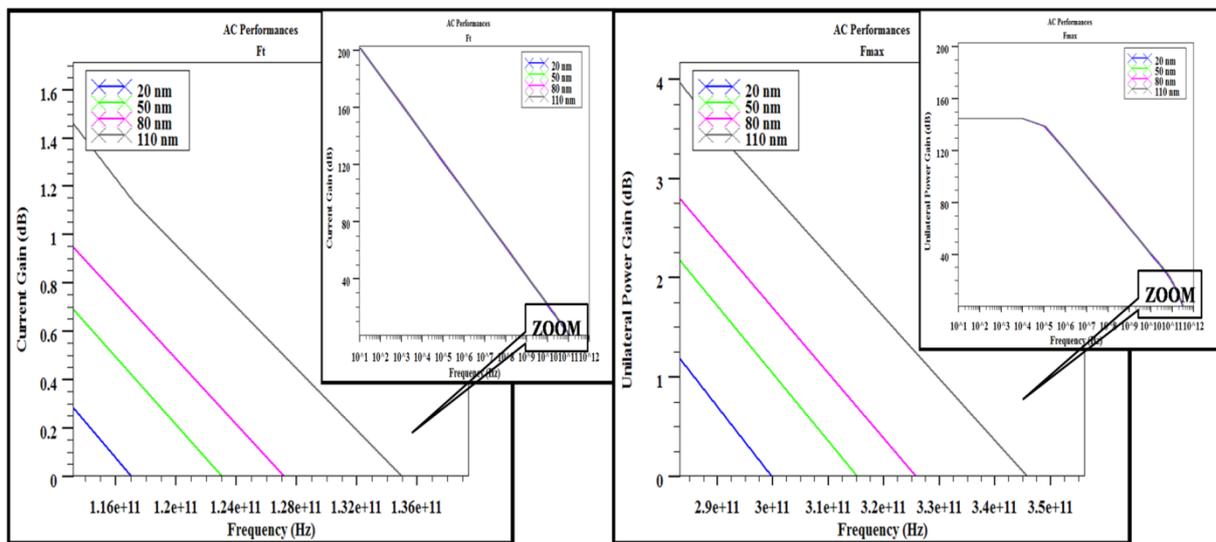


Figure 3-40: Gain en courant et gain en puissance pour différentes épaisseurs de couche arrière B GaN.

Nous pouvons voir que les fréquences augmentent avec l'épaisseur de la couche arrière B GaN ; nous obtenons une fréquence de coupure et une fréquence maximale d'oscillation de 135 GHz et 346 GHz, respectivement pour 110 nm, pour 20 nm nous avons seulement 117 GHz pour F_t et 300 GHz pour F_{max} .

Cette étude est plus avantageuse car il est plus facile de prendre une couche plus épaisse pour obtenir de meilleurs résultats. Elle semble donc une solution pour améliorer le confinement des électrons avec seulement une faible concentration de bore.

Conclusion

Cette étude avait pour but d'améliorer le confinement d'électrons et de limiter les fuites d'électrons pour un transistor HEMT AlGa_{0.98}N/GaN par l'ajout d'une couche BGaN back-barrière sous le canal ; nous avons également introduit des variations physiques et technologiques à cette couche. Les résultats ont été améliorés en augmentant l'épaisseur de la couche back barrière d'une épaisseur allant jusqu'à 110 nm, avec seulement 2% de bore (B_{0.02}Ga_{0.98}N), le dispositif offre un courant de drain maximum égal à 850 mA et une transconductance maximale égale à 375 mS/mm. Avec une épaisseur de 5 nm et concentration de 4% en bore (B_{0.04}Ga_{0.96}N), nous avons obtenu un courant de drain maximum de 1.1 A et une transconductance maximale égale à 480 mS/mm, une fréquence de coupure et une fréquence d'oscillation maximale égales à 119 GHz et 311 GHz respectivement. L'utilisation d'une couche back barrière BGaN fait augmenter la résistivité de la couche tampon sous le canal et crée une barrière électrostatique, ce qui empêche la fuite d'électrons depuis le canal vers le substrat.

Références :

- [1] S. Mostafa Kara «Etude et simulation de cellules photovoltaïques à couches minces à base de CIS et CIGS», Mémoire de Magister, Université Abou-Bakr Blekaid Tlemcen, 2012.
- [2] Jean-Marc Gallière, Jérôme Boch «Mise en œuvre de la simulation mixte électrique/TCAD pour décloisonner l'enseignement de la microélectronique», 10èmes Journées Pédagogiques du CNFM, 2008.
- [3] ATLAS User's "Manual-device simulation software".
- [4] D. Truyen «Etude par simulation composant 3D des effets singuliers SEU et SET induits par ions lourds sur le nœud technologique CMOS bulk 180 nm», thèse de doctorat, Université de Montpellier II, 2007.
- [5] Abdallah Ougazzaden, Marie-Antoinette Poisson, Vinod Ravindran, Ali Soltani, Jean-Claude De Jaeger “ HEMT TRANSISTORS CONSISTING OF (III-B)-N WIDE BANDGAP SEMICONDUCTORS COMPRISING BORON ” Patent Application Publication Oct.18, 2012, WO/2012/140271 A1.
- [6] C.MELIANI. Circuits intégrés amplificateurs à base de transistors HEMT pour les transmissions numériques à très haut débit (≥ 40 Gbit/s). Micro and nanotechnologies/Microelectronics. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2003.
- [7] M. Faqir, «Analysis of the physical mechanisms limiting performance and reliability of GaN based HEMTs», thèse de doctorat, Université de Modena Reggio Emilia et Université de Bordeaux 1, 2009.
- [8] Dambrine, G.; Cappy, A.; Heliodore, F.; Playez, E.; "A new method for determining the FET small-signal equivalent circuit," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* vol.36, no.7, pp.1151-1159, Jul. 1988.
- [9] B. Benbakhti «Analyses physique et thermique de transistors à effet de champ de la filière GaN: optimisation de structures pour l'amplification de puissance hyperfréquence», thèse de doctorat, Université de Lille, 14 Décembre 2006.
- [10] Guenineche L., Hamdoune A. «Improvement of DC and RF Performances of an AlGaIn/GaN HEMT by a B_{0.01}Ga_{0.99}N Back-Barrier Simulation Study» *The 9th International Symposium on ADVANCED TOPICS IN ELECTRICAL ENGINEERING* (Bucharest, Romania/ IEEE) pp. 907-910, 2015.
- [11] Ougazzaden A, Poisson M.A, Ravindran V, Soltani A, Jaeger J.C.D, HEMT TRANSISTORS CONSISTING OF (III-B)-N WIDE BANDGAP SEMICONDUCTORS COMPRISING BORON, Patent Application Publication

Nov.6, 2014 US 2014/0327012 A1.

- [12] Ravindran V, Boucherit M, Soltani A, Gautier S, Moudakir T, Dickerson J, Voss P L, di Forte-Poisson M-A, De Jaeger J-C and Ougazzaden A, 2012, Dual-purpose BGaN layers on performance of nitride-based high electron mobility transistors, Appl. Phys. Lett. 100 243503.
- [13] Miloudi Wafa, Simulation d'un Transistor HEMT a base de GaAs (AlGaAs/GaAs), thèse de Master, Université Mohammed Khider Biskra, 2014.

***Conclusion générale et
perspectives***

Conclusion générale et perspectives

Notre objectif dans la thèse était de simuler un nouveau modèle de transistor à haute mobilité électronique, un HEMT AlGa_N/Ga_N avec une couche arrière (back-barrier) BGaN sous le canal, calculer ses performances statiques et dynamiques en fonction des paramètres physiques et technologiques de cette couche.

Nous avons montré l'influence de l'augmentation de la fraction molaire du bore de 1% jusqu'à 4% et de l'augmentation de l'épaisseur de la couche back-barrier jusqu'à une épaisseur de 110 nm sur les caractéristiques DC et AC. Une remarquable amélioration des caractéristiques, a été trouvée. Cela s'explique par l'amélioration du confinement des électrons à l'interface AlGa_N/Ga_N, grâce à la nature résistive du bore ; donc par l'augmentation de la concentration du bore, la couche devient plus résistive, cette dernière joue le rôle d'une barrière électrostatique, ce qui empêche la fuite d'électrons depuis le canal vers le substrat ; par contre, on ne peut pas augmenter davantage la concentration de bore, en raison du désaccord de maille. L'augmentation de l'épaisseur fait augmenter la résistivité de la structure, cette technique est plus avantageuse car elle est plus facile à réaliser pour obtenir de meilleurs résultats. Elle semble donc une bonne solution pour améliorer le confinement des électrons avec seulement une faible concentration de bore, et ainsi améliorer les performances du HEMT.

Le HEMT AlGa_N/Ga_N/BGaN étudié admet de bonnes performances, mais il est toujours de type « Normally-On ». Il serait donc très intéressant de trouver les paramètres qui puissent le rendre « Normally-Off » pour les avantages qu'il aurait par rapport au premier.

Communication :

1. Lotfi Guenineche, Abdelkader Hamdoune, “Improvement of DC and RF Performances of An AlGa_N/Ga_N HEMT by a B_{0.01}Ga_{0.99}N Back-barrier Simulation study”; The 9th International Symposium on ADVANCED TOPICS IN ELECTRICAL ENGINEERING MAY 7-9, 2015. Bucharest, Romania.

Publications :

1. L. Guenineche ; A. Hamdoune “Improvement of DC and RF performances of an AlGa_N/Ga_N HEMT by a B_{0.01}Ga_{0.99}N back-barrier simulation study”; Date Added to IEEE Xplore: 25 June 2015, Page(s): 907 – 910
Electronic ISBN: 978-1-4799-7514-3
INSPEC Accession Number: 15240881
DOI: 10.1109/ATEE.2015.7133931
2. Lotfi Guenineche and Abdelkader Hamdoune, “Influence of a B_{GaN} back-barrier on DC and dynamic performances of an AlGa_N/Ga_N HEMT: simulation study”; Published 29 April 2016 • © 2016 IOP Publishing Ltd
Materials Research Express, Volume 3, Number 5
DOI : <http://dx.doi.org/10.1088/2053-1591/3/5/055003>

ملخص

في هذه الأطروحة، نحن مهتمون في محاكاة أداء HEMT بحيث هذا الأخير يحتوي على طبقة خلفية من نوع سبيكة الثلاثي BGAN ومقارنتها مع نفس الترانزستور دون هذه الطبقة. باستخدام Silvaco TCAD، ندرس تأثير بعض التغييرات في سمك وتركيز البور في الطبقة الخلفية BGAN. أولاً، نقوم بتثبيت سمك الطبقة الخلفية BGAN بـ 5 نانومتر، ونقوم بتغيير تركيز البور في BGAN من 1% إلى 4%.

ثانياً، نقوم بتثبيت تركيز البور بنسبة 2% في BGAN، ونقوم بتغيير سماك الطبقة الخلفية من 20 نانومتر إلى 110 نانومتر. الطبقة الخلفية BGAN تخلق حاجزاً إلكتروني تحت طبقة القناة ويحسن أداء الجهاز عن طريق تحسين حبس الإلكترونات في الغاز الإلكتروني ثنائي الأبعاد. وتعزيز خصائص التيار المتردد والساكن، على التوالي، من خلال تركيز أكبر من البور وطبقة من BGAN أكثر سماكاً.

Résumé

Dans ce mémoire, nous nous intéressons à simuler les performances d'un HEMT qui contient une couche arrière (back-barrier) formée par le composé ternaire BGaN et les comparer à celles du transistor sans cette couche. En utilisant TCAD Silvaco, nous examinons quelques variations de l'épaisseur et de la concentration en bore dans la couche arrière BGaN. Premièrement, nous fixons l'épaisseur de la couche arrière BGaN à 5 nm et nous varions la concentration du bore dans le BGaN de 1% à 4%.

Deuxièmement, nous fixons la concentration du bore dans le BGaN à seulement 2% et nous faisons varier l'épaisseur de la couche arrière de 20 nm à 110 nm. La couche arrière BGaN crée une barrière électrostatique sous la couche canal et améliore les performances du dispositif en améliorant le confinement des électrons dans le gaz d'électrons bidimensionnel. Les caractéristiques DC et AC sont améliorées respectivement, par la plus grande concentration de bore et par une couche de BGaN plus épaisse.

Abstract

In this paper, we are interested to simulate the performances of a HEMT which contains a back-barrier formed by the ternary BGaN and comparing them to those of the transistor HEMT without this layer. Using TCAD Silvaco, we examine some variations in the thickness and concentration of boron in the back layer BGaN. First, we fix the thickness of the back layer BGaN at 5 nm and we vary the boron concentration in the BGaN from 1% to 4%.

Second, we set the boron concentration in the BGaN to only 2% and we vary the thickness of the back layer from 20 nm to 110 nm. The BGaN back-layer creates an electrostatic barrier under the channel layer and improves the performance of the device by improving the confinement of the electrons in the two-dimensional electron gas. The DC and AC characteristics are improved respectively by the higher concentration of boron and a thicker BGaN layer.