

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



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **diplôme** de **MASTER**

En : Télécommunication

Spécialité : Systèmes des Télécommunications

Par :

BEKKAR Oussama

BENSAID Younes

Sujet

**Optimisation des performances DC et AC du transistor
DG-HEMT sur substrat 4H-SiC**

Soutenu publiquement, le 06/07/2021 , devant le jury composé de :

Mme BELHADEF Yamina

Mme BOUSALAH Fayza

Mlle DJELTI Hamida

MCA

MCB

MCB

Univ. Tlemcen

Univ. Tlemcen

Univ. Tlemcen

Présidente

Examinatrice

Directrice de mémoire

Année universitaire : 2020/2021

REMERCIEMENTS

Nous tenons particulièrement à remercier **ALLAH** le tout puissant, ce mémoire n'aurait jamais été réalisé sans sa bénédiction.

Nous adressons nos remerciements à notre encadreur **Mlle Djelti Hamida**, Maître de Conférences au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen, pour son aide consistante, ses conseils judicieux, pour ses remarques objectives et pour son encadrement afin de mener à bien ce modeste travail.

Nous exprimons notre profonde gratitude à **Mme Belhadef Yamina** Maître de Conférences au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen, pour l'intérêt qu'il a accordé à ce travail en acceptant de le juger, de l'évaluer et de présider le jury.

Nous sommes très honorées de la présence dans ce jury de mémoire de **Mme Bousalah Fayza**, Maître de Conférences au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen, qu'elle trouve ici le témoignage de nos sincères remerciements pour avoir accepté de juger et d'évaluer ce travail.

Nous profitons de cette opportunité pour exprimer notre gratitude à tous les enseignants qui ont contribué par leur collaboration, disponibilité et sympathie, à notre formation.

Résumé :

Les applications dans les domaines militaire, spatial, automobile ou dans les télécommunications des composants HEMTs entraînent des exigences non seulement en terme de performances dynamiques avec de fortes fréquences de coupure F_t et F_{max} , mais également statiques avec entre autres une transconductance élevée et une tension de seuil contrôlée.

Dans ces conditions, ce projet de fin d'études porte sur l'étude, la conception et la simulation des caractéristiques statiques et dynamiques du transistor AlGaIn/GaN double-grille double-canal HEMT (DG-HEMT). Donc, un paramétrage DC et AC est développé pour ce transistor en utilisant l'outil de simulation Atlas de Silvaco. En effet, il s'agit d'une optimisation des performances DC et AC du transistor DG-HEMT en terme de courant drain-source, tension de seuil, la transconductance, la fréquence de coupure et la fréquence maximale d'oscillation.

Mots clés: DG-HEMT, DG-DC HEMT, AlGaIn, GaN, BGeN, Silvaco

Abstract:

The applications in the military, space, automotive or telecommunication fields of HEMTs components lead to requirements not only in terms of dynamic performances with high cut-off frequencies F_t and F_{max} , but also static with among others a high transconductance and a controlled threshold voltage.

Under these conditions, this final year project focuses on the study, design and simulation of the static and dynamic characteristics of the AlGaIn/GaN dual-gate dual-channel HEMT (DG-HEMT). Thus, a DC and AC parameterization is developed for this transistor using the simulation tool Atlas of Silvaco. Indeed, it is an optimization of the DC and AC performances of the DG-HEMT transistor in terms of drain-source current, threshold voltage, transconductance, cut-off frequency and maximum oscillation frequency.

Key words: DG-HEMT, DG-DC HEMT, AlGaIn, GaN, BGeN, Silvaco

الملخص

فالتطبيقات في المجالات العسكرية أو الفضائية أو السيارات أو الاتصالات السلكية واللاسلكية لمكونات HEMT ، ولكن F_t و F_{max} تستلزم متطلبات ليس فقط من حيث الأداء الديناميكي بترددات فاصلة عالية HEMT ، أيضا ثابتة ، من بين أمور أخرى ، بتجاوز عالي الموصلات وفولتية محكومة بعتبة.

وفي ظل هذه الظروف ، سوف يركز مشروع نهاية الدراسة هذا على دراسة وتصميم ومحاكاة الخصائص لهذا AC و DC لذلك ، تم تطوير تشكيل (DG-HEMT) الثابتة والدينامية لترانزستور القناة المزدوجة هذا هو الوصول إلى المستوى الأمثل من أداء. الترانزستور باستخدام أداة محاكاة أطلس من سيلفاكو من حيث التيار المنزلق المصدر ، والفولتية العتبة ، وتجاوز الموصلات ، DG-HEMT لترانزستور AC و DC وتردد القطع ، والتردد الأقصى للتذبذب.

الكلمات الرئيسية: DG-HEMT, DG-DC HEMT, AlGaIn, GaN, BGeN, Silvaco

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	iii
Liste des figures	vi
Liste des tableaux	x
Introduction générale.....	1

Chapitre I : Contexte général sur le Nitrure de Gallium (GaN)

I.1 Introduction	3
I.2 Paramètres fondamentaux des nitrures III-N	3
I.2.1 Structure cristallographique	3
I.2.2 Structure de bande.....	6
I.2.3 Champ de claquage	9
I.2.4 Conductivité thermique.....	9
I.2.5 La mobilité des porteurs de charges.....	9
I.2.6 Propriétés optique	12
I.2.7 Propriétés électroniques	12
I.3 Polarisation dans le GaN	12
I.3.1 La polarisation spontanée.....	12
I.3.2 La polarisation piézoélectrique	13
I.4 Alliages $Al_xGa_{1-x}N$	15
I.4.1 Propriétés structurales	15
I.4.2 Propriétés électriques	16
I.5 Hétérojonction AlGaN/GaN	17
I.5.1 Principe physique de l'hétérojonction AlGaN/GaN	17
I.5.2 La polarisation spontanée et piézoélectrique	18
I.5.3 Calcul de la densité de charges due à la polarisation	20
I.5.4 Calcul de la concentration n_s du 2-DEG	22
I.6 Les techniques de croissance du GaN.....	24
I.6.1 Croissance des matériaux nitrures III-N	24
I.6.2 Épitaxie en Phase Vapeur à partir d'Hydrure (HVPE)	25
I.6.3 Épitaxie en phase Vapeur aux organométallique (MOCVD)	26
I.6.4 Épitaxie par jet moléculaire (MBE)	27

I.7 Les substrats utilisés pour la croissance du GaN.....	28
I.7.1 Le saphir.....	28
I.7.2 Le carbure de silicium.....	29
I.7.3 Le silicium	30
I.8 Conclusion	31

Chapitre II: Comportement physico-électrique du transistor AlGaIn/GaN HEMT

II.1 Introduction	32
II.2 La structure du transistor HEMT AlGaIn/GaN.....	32
II.2.1 L'hétérojonction AlGaIn/GaN	33
II.2.2 Les polarisations spontanée et piézoélectrique	34
II.2.2.1 La polarisation spontanée	34
II.2.2.2 La polarisation piézoélectrique.....	35
II.2.3 Mécanisme de formation du gaz bidimensionnel	36
II.3 Ingénierie des couches minces de la structure HEMT.....	38
II.3.1 Le substrat de silicium (Si)	38
II.3.2 Les couches de nucléation	38
II.3.3 Le buffer de GaN.....	38
II.3.4 L'espaceur d'AlN	38
II.3.5 La couche d'AlGaIn.....	39
II.3.6 Le cap de GaN	40
II.4 L'état de l'art actuel des transistors HEMTs GaN.....	42
II.5 Caractéristiques électriques du transistor HEMT	43
II.5.1 La transconductance G_m	44
II.5.2 La conductance de sortie	45
II.5.3 La capacité grille-drain (C_{gd})	45
II.5.4 La capacité drain-source (C_{ds})	46
II.5.5 La fréquence de transition et la fréquence maximale d'oscillation	46
II.6 Modèle physico-électrique du transistor HEMT	48
II.6.1 Modèle de transport de porteurs de charges	48
II.6.2 Résolution numérique par la méthode des éléments finis.....	50
II.7 Conclusion	50

Chapitre III: Résultats de simulations du HEMT AlGaIn/GaN/BGaIn/GaN

III.1 Introduction	51
III.2 Description des modules de simulateur SILVACO	51

III.2.1 Les outils de simulation ATLAS, Athena, DevEdit et Tonyplot.....	52
III.3 Topologie des structures étudiées.....	54
III.3.1 Topologie planaire du HEMT double-canal double-grille	54
III.3.2 Topologie verticale du HEMT simple canal double-grille.....	54
III.4 Résultats et interprétations	55
III.4.1 Caractéristiques de sortie Ids-Vds	55
III.4.2 Caractéristiques de transfert Ids-Vgs.....	59
III.4.2 La transconductance gm.....	60
III.4.3 Le courant de grille.....	61
III.4.3 Effet Influence des paramètres technologiques sur le comportement DC.....	62
III.4.3.1 Effet de la longueur de la grille	62
III.4.4.2 Impact du matériau de substrat.....	62
III.4.4 Distribution des grandeurs électriques dans le DG-HEMT	63
III.4.4.1 Carte du potentiel	63
III.4.4.2 Carte de la vitesse des électrons	65
III.4.4.3 Carte de la mobilité des électrons.....	65
III.4.4.4 Carte de la concentration en électrons.....	66
III.4.4.4 Carte du champ électrique.....	66
III.5 Caractéristiques hyperfréquences du HEMT AlGaN/GaN/BGaN/GaN	68
III.5.1 Fréquence de transition	68
III.5.2 Fréquence maximale.....	69
III.6 Conclusion.....	70
Conclusion générale	71
Références Bibliographiques.....	72

Liste des figures

Figure I.1 : Schéma de la structure cristalline Blende de Zinc (a)et Wurtzite (b)	4
Figure I.2 : Polarisations gallium et azote dans GAN hexagonale.....	5
Figure I.3: Structure cristalline blende de zinc du GaN	5
Figure I.4 : Structure de bandes du GaN et AlN	7
Figure I.5 :Structures de bandes du GaN en phase Wurtzite à 0K.....	8
Figure I.6: Largeur de la bande interdite en fonction du paramètre de maille pour les matériaux III-V et leurs alliages	8
Figure I.7: Le calcul de la mobilité 2D en fonction de la température pour le GaN/AlGaN. ×:Phonons optiques; ▲:Phonons acoustiques; +:impuretés ionisées; ○ :Total; ● :Expérimental.....	10
Figure I.8 : Variation de la vitesse de dérive des électrons dans le GaN et le GaAs en fonction du champ électrique	11
Figure I.9 : Distribution des électrons de la bande de valence d'un atome GaN.....	13
Figure I.10 : Mise en évidence de l'effet de la contrainte σ dans la phase wurtzite suivant direction (0001)	13
Figure I.11 : Variation du gap de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la composition d'alliage x	15
Figure I.12: Variation des paramètres de maile de $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ en fonction de la composition de l'alliage x	16
Figure I.13 : L'hétérostructure AlGaN/GaN	17
Figure I.14 : Schéma de la distribution des charges et diagramme énergétique de la bande de conduction de l'hétérostructure AlGaN/GaN.....	18
Figure I.15: Sens des polarisations pour les faces Ga et N des HEMTs AlGaN/GaN Relaxé et sous contrainte.....	19
Figure I.16: L'hétérojonction AlGaN/GaN à face GaN.....	20
Figure I.17 : Diagramme des densités de charges présentes à l'hétérojonction.....	21
Figure I.18 Variation de la densité n_s en fonction du taux d'aluminium (y) pour différentes épaisseurs (d)	24
Figure I.19 : Schéma représentant le principe de croissance du GaN par HVPE	26
Figure I.20 : Schéma représentant le principe de croissance du GaN par MOCVD.....	27
Figure I.21 : Schéma représentant le bâti de croissance MBE.....	28
Figure I.22: Désaccord de maille entre le GaN et le saphir	29

Figure I.23: STEM image d'une couche de GaN crue sur SiC avec une couche de nucléation d'AlN.....	29
Figure I.24: Image pris par microscopie électronique en transmission (TEM) de super-réseau AlN/GaN déposé sur GaN/AlN/Si	30
Figure I.25: Comparaison entre les différents substrats utilisés pour la croissance du GaN	
Figure II.1 : Schéma représentatif de la structure HEMT AlGa _x N/GaN.....	33
Figure II.2 : Représentation schématique de la formation de l'hétérojonction AlGa _x N/GaN...	33
Figure II.3 : Répartition des moments dipolaires dans une structure hexagonale.....	35
Figure II.4 : Polarisation spontanée et piézoélectrique dans une couche d'AlGa _x N face (Ga) contrainte en tension sur une couche de GaN relaxée.....	36
Figure II.5 : (a) Illustration schématique des charges induites dans la structure AlGa _x N/GaN, (b) Distribution de charges présentes dans la structure, (c) Illustration de la courbure du diagramme de bandes de l'hétérostructure AlGa _x N/GaN.....	37
Figure II.6 : Evolution de la densité des porteurs en fonction du taux d'aluminium contenu Dans la couche barrière d'AlGa _x N	39
Figure II.7 : Variation de la densité de porteurs et de la mobilité à l'interface en fonction de la fraction molaire en aluminium dans une hétérostructure Al _x Ga _{1-x} N.....	40
Figure II.8 : a) Diagramme de bandes d'un transistor HEMT, b) Densité surfacique des porteurs dans le canal : résultats obtenus en présence ou en l'absence d'un cap de GaN	41
Figure II.9 : Représentation schématique des éléments électriques d'un transistor HEMT AlGa _x N/GaN.....	43
Figure II.10 : Evolution type de la caractéristique de transfert du transistor HEMT.....	44
Figure II.11 : Droite de charge optimale pour l'obtention du maximum de puissance de sortie	47
Figure III.1 : Caractéristiques de sortie du HEMT simple canal simple grille pour V _{gs} variant de 1 à -4 V avec un pas de 1.....	52
Figure III.2 : Caractéristiques de sortie du HEMT double canal simple grille pour V _{gs} variant de 1 à -4 V avec un pas de 1.....	53
Figure III.3 : Caractéristiques de sortie du HEMT double canal double grille pour V _{gs} variant de 1 à -4 V avec un pas de 1.....	54
Figure III.4 : Caractéristiques de transfert I _{ds} -V _{gs} simulées des HEMTs (SGSCBB, SGDCBB et DGDCBB) pour v _{ds} = 15 V.....	54
Figure III.5 : Courant de grille en fonction de la tension grille-source pour v _{ds} = 15 V.....	57

Figure III.6 : Variation de la transconductance en fonction de la tension grille-source, $V_{ds} = 15 \text{ V}$	57
Figure III.7 : La fréquence de coupure pour $V_{ds} = 15 \text{ V}$	57
Figure III.8 : La fréquence maximale des oscillations pour $V_{ds} = 15 \text{ V}$	58
Figure III.9 : Caractéristiques de sortie la structure verticale du HEMT simple canal double grille, V_{g1s} variant de 0 à -5 V, $V_{g2s} = 0.0 \text{ V}$	58
Figure III.10 : Caractéristiques de sortie la structure verticale du HEMT simple canal double grille, V_{g1s} variant de 0 à -5 V, $V_{g2s} = -3.0 \text{ V}$	59
Figure III.11 : Caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} simulées du DG- HEMT	60
Figure III.12 : Variation de la transconductance en fonction de la tension grille-source, $V_{ds} = 15 \text{ V}$	61
Figure III.13: Variation de la transconductance en fonction de la tension grille-source, $V_{ds} = 15 \text{ V}$	62
Figure III.14 : Effet de la longueur des grilles sur les caractéristiques I-V, pour $V_{ds} = 15 \text{ V}$, $V_{g1s} = V_{g2s} = 0.0 \text{ V}$	63
Figure III.15 : Effet du substrat sur sur les caractéristiques I-V, pour $V_{ds} = 15 \text{ V}$, $V_{g1s} = V_{g2s} = 0.0 \text{ V}$	64
Figure III.16 : Carte 2D du potentiel dans le DG-HEMT, $V_{g2s} = 0 \text{ V}$, $V_{g1s} = -1 \text{ V}$ a) Structure verticale, b) structure planaire	64
Figure III.17 : Carte 2D de la vitesse des électrons dans le DG-HEMT, $V_{g2s} = 0 \text{ V}$, $V_{g1s} = -1 \text{ V}$ a) Structure verticale, b) structure planaire	66
Figure III.18 : Carte 2D de la mobilité des électrons dans le DG-HEMT, $V_{g2s} = 0 \text{ V}$, $V_{g1s} = -1 \text{ V}$ a) Structure verticale, b) structure planaire	66
Figure III.19 : Carte 2D de concentration en électrons dans le DG-HEMT, $V_{g2s} = 0 \text{ V}$, $V_{g1s} = -1 \text{ V}$ a) Structure verticale, b) structure planaire	67
Figure III.20 : Evolution du champ électrique dans la couche AlGa _N du DG-HEMT pour une profondeur $y = 0.015 \text{ }\mu\text{m}$, $V_{g1s} = V_{g2s} = 0.0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 10 \text{ V}$ a) Structure planaire, b) structure verticale	68
Figure III.21 : Evolution du champ électrique dans la couche AlGa _N du DG-HEMT pour une profondeur $y = 1,885 \text{ }\mu\text{m}$, $V_{g1s} = V_{g2s} = 0.0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 10 \text{ V}$	69
Figure III.22 : La fréquence de coupure pour $V_{ds} = 15 \text{ V}$	70
Figure III.23 : La fréquence maximale des oscillations pour $V_{ds} = 15$	70

Liste des tableaux

Tableau I.1: principales propriétés des structures du GaN	6
Tableau I.2: Largeurs de bande interdite pour les nitrures d'éléments III en phase wurtzite ...	7
Tableau I.3: comparaison des énergies du Gap de GaN et AlN en phase hexagonale et cubique à 300K	9
Tableau I.4: Propriétés électroniques du GaN comparées à d'autres matériaux utilisés.	12
Tableau I.5 Liste des paramètres usuellement utilisés pour le (h-GaN) –AlN et InN	14
Tableau II.1 : Constantes piézoélectriques des matériaux, AlN, GaN et du ternaire AlGaN .	36
Tableau II.2. Performances atteintes en fréquence de coupure (F_T) et en fréquence	
d'oscillation (F_{Max}).	42
Tableau II.3 : Les performances en densité de puissance dans la filière HEMT GaN pour différents substrats utilisés.....	43

Introduction générale

Le domaine de la microélectronique a été marqué ces dernières décennies par un accroissement de la demande en matière de composants pouvant fonctionner dans des plages de fréquences de plus en plus élevées [1], [2], [3]. La demande émergente dans ce domaine n'est pas seulement liée au marché des télécommunications, mais également à d'autres domaines d'application, tels que les équipements électroniques embarqués dans l'industrie automobile, les équipements médicaux et l'aviation. Ces applications nécessitent l'utilisation d'amplificateurs de puissance qui fonctionnent dans la gamme de fréquences au-dessus du gigahertz. Ainsi, en raison des résultats probants enregistrés dans le domaine des transistors à effet de champ [1-4] ces dernières années, les tubes à vide de puissance ont été remplacés par des transistors équipés de cette technologie, qui peuvent atteindre une plage de fréquence plus élevée. Au début des années 90, les transistors de puissance fonctionnant au-delà du gigahertz étaient principalement basés sur une technologie de semi-conducteurs III-V petit gap, comme l'arséniure de gallium (GaAs). Bien que cette dernière permette une augmentation significative de la fréquence par rapport à la technologie silicium (Si), ses limitations en termes de densité de puissance (1,6 W/mm² à 2 GHz) et de dissipation thermique (0,5 W/cm.K) sont actuellement à surmonter les principaux obstacles de haute puissance dans le domaine des ondes millimétriques. C'est ainsi que la recherche sur le développement de matériaux à grands écarts s'est renforcée ces dernières années. L'arrivée de matériaux à large bande interdite comme le nitrure de gallium (GaN) représente une avancée majeure dans la technologie de l'électronique de puissance haute fréquence sur le marché des semi-conducteurs.

Le nitrure de gallium (GaN) n'est pas utilisable à l'état naturel, c'est un matériau synthétique dont la production de couches minces est encore fixée au substrat principal. Dans une situation idéale, le substrat principal est du GaN solide, et comme il satisfait complètement l'uniformité de la grille, un film mince de très bonne qualité cristalline peut être obtenu. Cependant, cette dernière est encore très chère, et la disponibilité d'un substrat semi-isolant de taille suffisante pose toujours problème. Pour résoudre ce problème, d'autres substrats alternatifs ont été développés, parmi lesquels on trouve le saphir, le carbure de silicium, le diamant et le silicium. En revanche, le coût des films obtenus est encore défavorable, et leur restitution sur des substrats à bas coût semble être une réelle alternative, permettant d'envisager leur utilisation dans des équipements grand public tels que les téléphones portables. Par conséquent, la combinaison de matériaux à grand gap et de substrats

de silicium constitue un atout comme support de croissance et est également un véritable défi pour l'industrie. En fait, le substrat de silicium permet d'atténuer la faible disponibilité du GaN à l'état solide et, surtout, il peut réduire les coûts de production en raison de la grande taille des plaquettes épitaxiales (jusqu'à 12 pouces). Le nitrure de gallium a une bande interdite de 3,6 eV et un champ de claquage critique de 5,10 V/cm, et est naturellement destiné aux applications de forte puissance.

Les transistors HEMT (High Electron Mobility Transistors) AlGa_N/Ga_N ont attiré une attention considérable pour les applications haute puissance, haute vitesse et haute température. Un transistor HEMT idéalement linéaire serait un transistor pour lequel le courant de drain serait proportionnellement commandé par la tension de grille et de drain pour n'importe quelle fréquence du signal. Bien entendu, cette perspective reste utopique car un certain nombre d'effets non linéaires viennent perturber cette fonction. Le courant est limité par la vitesse de saturation que peuvent atteindre les électrons et la concentration n_s . La tension est limitée par les phénomènes de claquage. On retrouve, synthétisés ci-dessous, les principaux effets limitatifs du fonctionnement du transistor HEMT AlGa_N/Ga_N :

- L'auto-échauffement.
- Les pièges en surface et en volume.
- Le courant de fuite de la grille.

Ce manuscrit est scindé en trois chapitres principaux :

Le premier chapitre est destiné à la description générale des semi-conducteurs III-N, est dédié au rappel des propriétés physiques et électriques du nitrure de gallium et du nitrure d'Aluminium mais aussi aux techniques de croissance de ces matériaux ainsi qu'aux substrats utilisés à cet effet.

Le second chapitre sera consacré à avoir abordé les propriétés piézoélectriques et le principe de la formation du gaz bidimensionnel dans l'hétérostructure AlGa_N/Ga_N, nous décrirons l'empilement et le rôle des couches de la structure HEMT utilisée. Ensuite, en vue de cerner l'état de l'art en fréquence ainsi qu'en densité de puissance en sortie sont répertoriés, et les caractéristiques électriques du transistor HEMT.

Le troisième chapitre expose les résultats de simulation statiques et dynamiques du DG-HEMT AlGa_N/Ga_N/BGa_N/Ga_N, En effet, l'outil de simulation utilisé dans ce travail de mémoire est le logiciel SILVACO. Ce logiciel permet de concevoir et prévoir les performances des dispositifs à base de semiconducteur grâce au module de simulation ATLAS.

Chapitre I

Contexte général sur le Nitrure de Gallium (GaN)

I.1 Introduction

Le nitrure de gallium (GaN) est un semi-conducteur III-N, montrant une très grande largeur de bande interdite, il présente donc des tensions de polarisation et des densités de porteurs importantes à haute température. De plus, 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 haut débit. Le GaN offre également la possibilité de réaliser des hétérojonctions avec l'AlN, l'AlGaN l'InGaN, B GaN et BAlN , permettant la fabrication de dispositif HEMTs [4].

Dans ce premier chapitre nous allons décrire les propriétés physiques, électriques et thermiques du nitrure de gallium. Les notions de polarisation spontanée et piézoélectrique seront expliquées aussi. Nous établirons les techniques de croissance du GaN et les substrats généralement utilisés pour la croissance dans les technologies HEMTs.

I.2 Paramètres fondamentaux des nitrures III-N

I.2.1 Structure cristallographique

Les matériaux III-N à large bande interdite sont des composés binaires, ternaires et quaternaires formés d'élément III (B, Ga, Al, In) et de l'azote. Ces composés III-N peuvent présenter deux phases cristallines: la phase Blende de Zinc qui se compose de deux réseaux cubiques à faces centrées (figure I.1(a)), l'un occupé par les éléments III et l'autre occupé par les atomes d'azote, décalé d'un quart de la diagonale; la phase wurtzite, formée de deux réseaux hexagonaux compacts, l'un occupé par les atomes III et l'autre occupé par les atomes d'azote, décalés suivant l'axe c d'une valeur de $3c/8$ (figure I.1(b)). La phase wurtzite est la plus stable dans les conditions normales de croissance (sur substrat saphir, SiC,...). Dans ce travail, nous nous intéresserons exclusivement à celle-ci. Notons néanmoins, que le nitrure de gallium cubique peut être obtenu sur des substrats présentant une symétrie cubique [5], comme par exemple GaAs (100). Dans ce premier cas la croissance se fait principalement suivant l'axe (0001).

On note que le nouveau ternaire B_{0.1}GaN peut être en accord de maille sur AlN, pour une fraction de bore d'environ 10%.

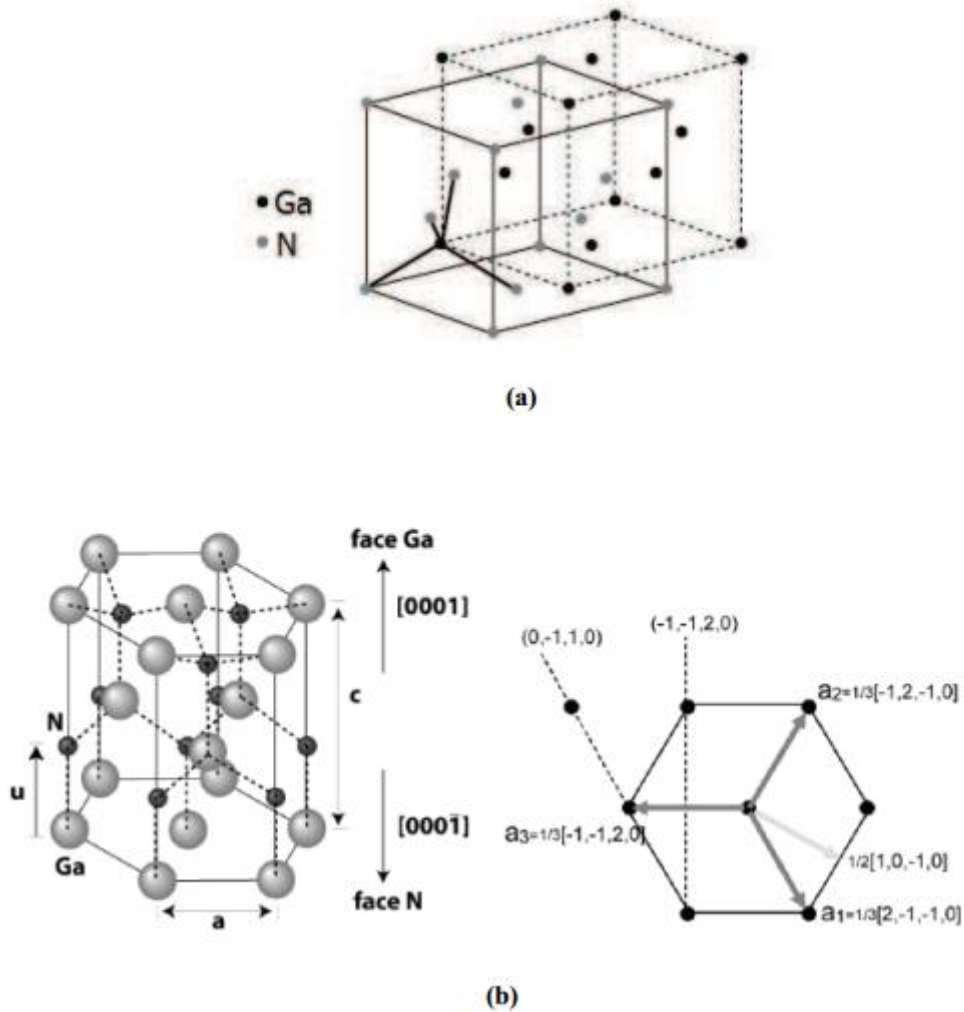


Figure I.1 : Schéma de la structure cristalline Blende de Zinc (a) et Wurtzite (b)

La structure wurtzite n'est pas symétrique par rapport au plan (0001), on parle alors de polarité. En effet, les directions [0001] et [000-1] ne sont pas équivalentes. Pour le nitrure de gallium, il existe deux arrangements possibles des atomes de gallium et d'azote lors de la croissance. Dans le cas où la liaison orientée Ga-N pointe vers la surface, on dit que l'on a une polarité gallium (figure I.2). Dans le cas contraire, on a une polarité azote. Il convient de noter que la polarité d'une couche ne présage pas de la nature des atomes en surface. Par exemple, une couche à polarité gallium peut aussi bien se terminer par des atomes de gallium que par des atomes d'azote en surface.

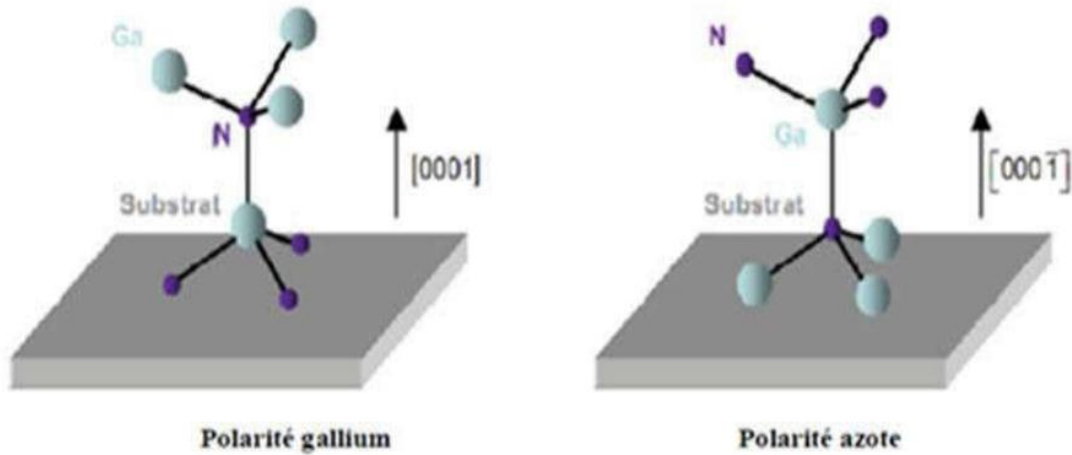


Figure I.2 Polarisations gallium et azote dans GAN hexagonale

La structure de type blende de zinc est formée de deux sous réseaux cubiques à faces centrées comprenant chacun un type d'atomes décalés d'un quart par rapport à la diagonale de la maille figure I.3. Cette structure est thermodynamiquement instable et est moins exploitée par rapport à l'autre type, la valeur de sa maille élémentaire est de 4.511 \AA à $\alpha = \text{A0}$ à 300K.

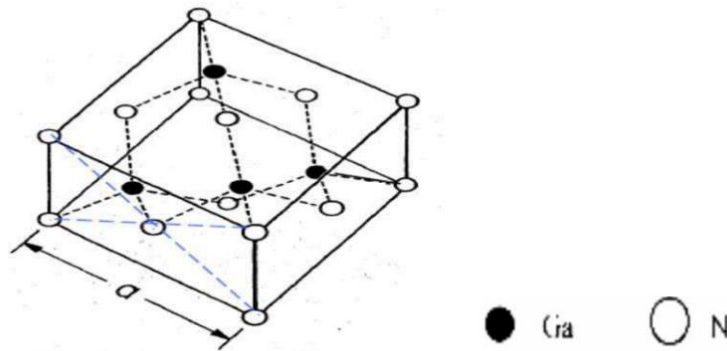


Figure I.3 : Structure cristalline blende de zinc du GaN

- **Comparaison entre les deux structures**

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

tableau récapitulatif des principales propriétés des deux types de structures du GaN à une température de 300K.

Propriétés électroniques	Zinc Blende	Wurtzite
Bande interdite [eV]	3.2	3.39
Affinité électrique [eV]	4.1	4.1
Constante diélectrique	9.7	8.9
Champ critique [V .cm ⁻¹]	$\sim 5 \times 10^6$	$\sim 3.3 \times 10^6$
Vitesse Max de saturation [cm .s ⁻¹]	$\sim 2.5 \times 10^7$	$\sim 2.5 \times 10^7$

Tableau I.1: principales propriétés des structures du GaN

I.2.2 Structure de bande

Les binaires GaN, AlN, InN et BN possèdent en général un gap direct (minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence se trouve aligné dans l'espace des \mathbf{k} au centre de la zone de Brillouin). Plusieurs méthodes, qui sont à la base de nombreux calculs, ont été réalisés pour la détermination de la structure de bande de ces binaires, et particulièrement pour le GaN et l'AlN. La figure I.4 représente les structures de bande pour le GaN et l'AlN wurtzite obtenues par la méthode empirique du pseudo potentiel, ce qui est en bon accord avec les mesures expérimentales du gap. Les études expérimentales nous donnent les valeurs des largeurs de bande interdite pour les binaires (Al,Ga)N wurtzite à 300K qui sont reportées dans le tableau I.2 . Ces valeurs de gap direct correspondent à des longueurs d'onde de 200 nm (pour l'AlN) et 364 nm (pour le GaN), permettant de concevoir des composants optoélectroniques de nouvelles générations dans la gamme spectrale de l'ultraviolet (LED s, Lasers, Photo détecteurs) [6]

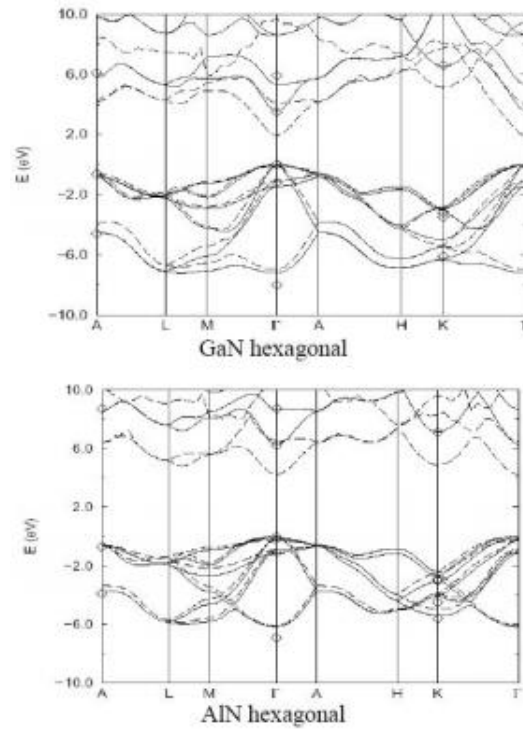


Figure I.4 Structure de bandes du GaN et AlN [7]

	Eg(ev) à 300K	Référence
GaN(WZ)	3.4	[9]
AlN(WZ)	6.2	[10]

Tableau I.2 Largeurs de bande interdite pour les nitrures d'éléments III en phase wurtzite.

Le nitrure de gallium (GaN) wurtzite est un semi-conducteur à large bande interdite. Sa valeur au centre de la zone de Brillouin (Γ) est de 3,39 eV à 300 K. Elle augmente avec la diminution de la température selon l'équation (I.1) décrite par Bougrov et al. [11] et peut atteindre 3.47 eV à 0 K.

$$E_g = E_g(0) - 7.7 * 10^{-4} \times \frac{T^2}{T+600} \quad (\text{I.1})$$

Avec :

T: la température en K

$E_g(0)$ = 3.47 eV (Wurtzite) ou 3.28 eV (zinc blende).

Le GaN possède un gap direct, c'est à dire que le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont localisés au centre de la première zone de Brillouin

au point (Γ). La figure I.5 présente la structure de bande du GaN. Les bords de la première zone correspondent aux points de hautes symétries (L, M, A, H, et K).

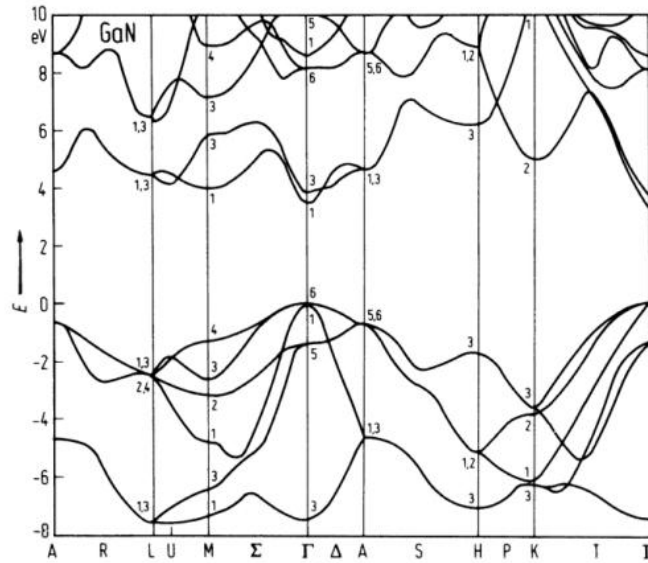


Figure I.5 Structures de bandes du GaN en phase Wurtzite à 0K [12].

Le nitrure de gallium est très intéressant pour les applications en optoélectroniques étant donné son gap direct. Il offre la possibilité de former plusieurs alliages de types ternaires ou quaternaires comme l'AlGaN ou l'InGaN en ajoutant de l'aluminium (Al) ou l'indium (In). En variant le taux de ces éléments, on pourra couvrir un large spectre de longueur d'onde allant de l'infrarouge à l'ultraviolet profond comme le montre la figure I.6

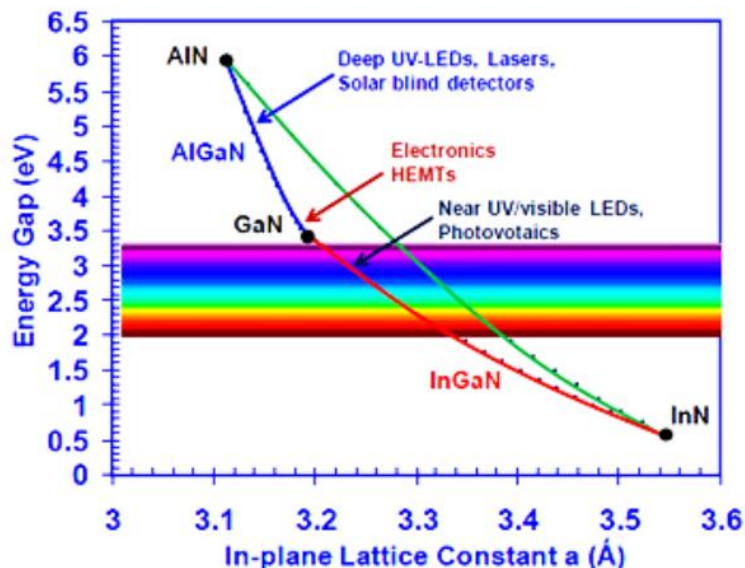


Figure I.6: Largeur de la bande interdite en fonction du paramètre de maille pour les matériaux III-V et leurs alliages [13].

Les paramètres de la bande d'énergie interdite de la phase hexagonale et cubique du GaN et AlN sont résumés dans le tableau I.3, il faut noter que l'AlN cubique est un semi-conducteur à bande interdite indirecte [14]

		WZ	Réf.	BZ	Réf.
GaN	$E_g(\text{ev})$	3.43	[15]	3.38 – 3.1 – 3.2	[16]
AlN	$E_g(\text{ev})$	6.20	[15]	5.94 – 6	[16]

Tableau I.3 : comparaison des énergies du Gap de GaN et AlN en phase hexagonale et cubique à 300K [15,16]

I.2.3 Champ de claquage

Le champ de claquage, ou champ électrique critique, détermine la tension maximale que peut supporter un composant. Les largeurs des bandes interdites du nitrure de gallium et du nitrure d'aluminium AlN (un autre semi-conducteur de la même famille des matériaux III-V pour développer des composants performants), qui sont respectivement de 3,6 eV et 6,2 eV, entraînent des champs électriques critiques de 3,3 MV/cm pour le GaN et de 11 MV/cm pour l'AlN [11]

I.2.4 Conductivité thermique

La puissance dissipée lors du fonctionnement d'un composant nécessite une capacité à évacuer la chaleur ; cette capacité est traduite par la conductivité thermique d'un matériau. La puissance dissipée dans un transistor provoque une augmentation de la température du composant qui induit une chute de la mobilité des électrons et une diminution des performances. Grâce à une bonne conductivité thermique équivalente à celle du silicium, le GaN permet une bonne évacuation de cette puissance dissipée [17]

I.2.5 La mobilité des porteurs de charges

La mobilité est une caractéristique très importante du matériau semiconducteur, car elle traduit la capacité qu'ont les porteurs à se déplacer dans le matériau. Ceci est très important pour des domaines comme l'optoélectronique, ou les télécommunications. D'après la définition de la mobilité, le transport électronique dépend essentiellement de deux paramètres : la masse effective des électrons et la fréquence des interactions avec le réseau cristallin. La vitesse moyenne des électrons résulte de deux interactions antagonistes :

l'accélération due au champ électrique et la diffusion par le réseau cristallin. L'action du potentiel cristallin est décrite par les notions de masse effective ; deux effets perturbateurs s'ajoutent de façon ponctuelle à l'action du potentiel cristallin. D'une part, à cause de l'agitation thermique, les atomes vibrent autour de leur position d'équilibre (phonon). [8, 9]

Pour les nitrures III-N, ce comportement indique que cette mobilité résulte principalement de l'interaction élastique de porteurs libres avec les impuretés ionisées [10]. La figure I.7 représente l'effet de chaque interaction sur la mobilité d'une couche de GaN déposé sur AlGaN en fonction de la température [18]. Les résultats expérimentaux montrent qu'aux faibles températures, les interactions avec les impuretés ionisées sont les plus pénalisantes pour la mobilité et aux hautes températures, les interactions avec les phonons optiques sont les plus prépondérantes.

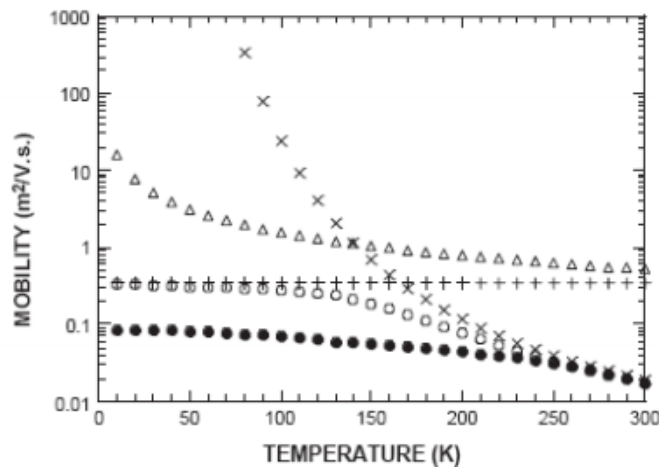


Figure I.7 : Calcul de la mobilité 2D en fonction de la température pour le GaN/AlGaN.

×:Phonons optiques; Δ:Phonons acoustiques; +:impuretés ionisées; o :Total; ● :Expérimental [19].

A faible champ électrique, les électrons et les trous vont se déplacer avec une vitesse v appelée vitesse de dérive laquelle est proportionnelle au champ appliqué selon l'équation (I.2).

$$v = \mu \cdot E \text{ avec } \mu = \frac{q \cdot \tau}{m^*} \tag{I.2}$$

Avec :

q : la charge de l'électron

μ : la mobilité électronique

τ : le temps de relaxation et m^* est la masse effective des porteurs.

Lorsque le champ électrique augmente, les électrons ne sont plus en régime de mobilité et l'équation I.1 n'est plus valable. En effet, au-delà d'un champ électrique appelé champ critique, la vitesse des porteurs n'augmente plus avec le champ appliqué. L'augmentation du champ électrique entraîne une augmentation de la masse effective, donc une diminution de la mobilité et donc de la vitesse de dérive. Un régime de survitesse apparaît lorsque les électrons de la vallée principale acquièrent suffisamment d'énergie pour passer dans la vallée secondaire comme le montre la figure I.8 [11].

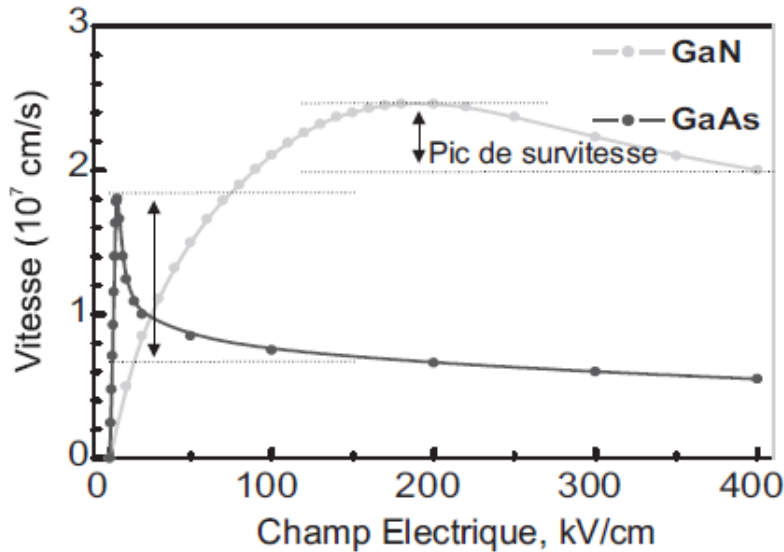


Figure I.8 : Variation de la vitesse de dérive des électrons dans le GaN et le GaAs en fonction du champ électrique [11].

La vitesse des porteurs est 2 à 3 fois plus élevée dans le GaN que dans le GaAs, et en particulier pour de forts champs électriques. La densité de courant étant proportionnelle à cette vitesse, elle est donc plus élevée dans les transistors à base de GaN que dans ceux à base de GaAs.

La vitesse de saturation v_{sat} intervient dans le calcul de la fréquence de transition des composants par la formule I.2. Cette vitesse étant élevée pour le GaN, il est donc naturellement un candidat privilégié pour les applications à hautes fréquences.

$$F_t = \frac{v_{sat}}{2\pi L_{eff}} \quad (I.3)$$

Où L_{eff} est la longueur de grille effective.

Il est à noter que dans les HEMTs les valeurs des résistances d'accès dépendent de la mobilité des porteurs. Lorsque cette dernière augmente les résistances d'accès diminuent, ce qui constitue un avantage en faveur du GaAs.

I.2.6 Propriétés optiques

Comme attendu avec un gap direct, le coefficient d'absorption est élevé, atteignant $8 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ pour des énergies juste supérieures au gap. L'indice optique du GaN est égal à 2.45 pour des énergies inférieures au gap et augmente jusqu'à 2.8 environ au niveau du gap. Cet indice est inférieur à celui de GaAs par exemple. Ceci entraîne un coefficient de réflexion à l'interface air/matériau inférieur dans le GaN et a comme conséquences pour les détecteurs, un meilleur couplage avec la lumière [20].

I.2.7 propriété électroniques

Le nitrure de gallium est un semi-conducteur à large gap direct de 3.42eV, ce qui permet aux dispositifs à base de GaN tels que les HEMTs, de supporter un champ électrique interne en moyenne cinq fois supérieur que celui du Si et du GaAs (tableau I.4). Sa tension de claquage élevée qui est supérieure à 50V (elle est de l'ordre de 30V pour le GaAs) est un attribut souhaité pour les applications de haute puissance [21]

Matériaux	Si	GaAs	SiC	GaN
Constante diélectrique	11.9	13.1	9.7	9.0
Energie du gap (eV)	1.12	1.43	3.3	3.42
Champ de claquage (MV/cm)	0.3	0.4	2	>2.5
Vitesse de saturation (cm/s)	1×10^7	2×10^7	2.0×10^7	2.2×10^7
Mobilité électronique ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	1500	8500	800	1250
Conductivité thermique (W/cm.K)	1.5	0.46	4.9	1.7

Tableau I.4: Propriétés électroniques du GaN comparées à d'autres matériaux utilisés.

I.3 Polarisation dans le GaN

I.3.1 La polarisation spontanée

Dans une structure cristalline GaN de type wurtzite, les électrons de la bande de valence sont plus attirés par l'azote que par l'aluminium ou le gallium à cause de sa forte électronégativité (Figure I.9). 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 ($c/a=1.633$). L'anconcordance des barycentres des charges positives et négatives entraîne donc la création d'une polarisation appelée polarisation spontanée [22].

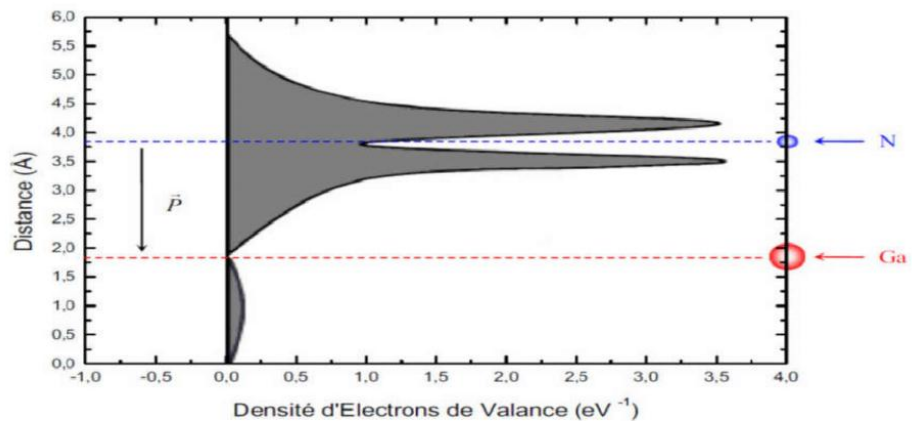


Figure I.9 : Distribution des électrons de la bande de valence d'un atome GaN

I.3.2 La polarisation piézoélectrique

La polarisation piézoélectrique trouve essentiellement son origine dans la symétrie du cristal. L'effet piézoélectrique peut se définir comme l'apparition d'une polarisation électrique dans une couche semi-conductrice lorsque celle-ci est soumise à une contrainte σ qui modifie la maille du cristal au brisant sa symétrie. Comme nous l'avons déjà mentionné les nitrures peuvent cristalliser suivant deux phases cristallines. Ces deux phase : zinc-blende (cubique) et wurtzide (hexagonale) sont non centro-symétriques. Ceci induit l'existence en leur sein de l'effet piézoélectrique. L'apparition de champ électrique peut être représenté par un modèle ionique simple faisant intervenir le déplacement, sous l'effet de la contrainte, des barycentres des charge positive et négatives à l'intérieur des tétraèdres formant la maille cristalline. Il apparaît alors à l'intérieur de chaque tétraèdre de la maille un dipôle élémentaire orienté selon la direction de la contrainte comme on peut la voir sur la figure I.10.

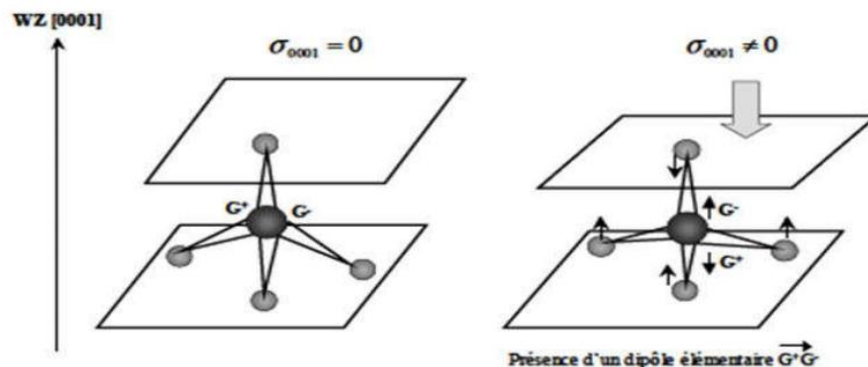


Figure I.10 : Mise en évidence de l'effet de la contrainte σ dans la phase wurtzite suivant direction (0001)

Une contrainte suivant la direction de croissance (0001) dans la phase hexagonale va donner naissance à une polarisation d'origine piézoélectrique suivant cette direction car le déplacement relatif des barycentres des charges positives et négatives est non nul. La valeur de la polarisation d'origine piézoélectrique peut être quantifiée à partir de la valeur de la contrainte présente dans la couche [23].

La valeur de cette polarisation sera calculée à partir de la formule suivante[24] :

$$P_{pz} = 2 \left(\frac{a(0)-a(m)}{a(m)} \right) * \left(e_{31}(m) - \frac{e_{33}(m)C_{31}(m)}{C_{33}(m)} \right) \quad (I.4)$$

Où :

e_{31} Et e_{33} sont les constantes piézoélectriques

C_{31} Et C_{32} sont les constantes élastiques

$a(0)$ et $a(m)$ sont les constantes de maille latérale à l'équilibre et sous contrainte.

Les valeurs des constantes usuellement utilisées sont relevées sur le tableau I.5.

D'après les valeurs des paramètres du tableau I.5, on remarque que l'entité $\left(e_{31}(m) - \frac{e_{33}(m)C_{31}(m)}{C_{33}(m)} \right)$ est toujours négative d'où on déduit que la polarisation piézoélectrique des groupes III-N est toujours négative pour les structures sous contrainte tractive ($a > a_0$) et positive pour celles sous contrainte compressive ($a < a_0$) alors que la polarisation spontanée reste toujours négative.

Matériaux	AlN	GaN	InN
$a_0(A^\circ)$	3.112	3.189	3.540
$C_0(A^\circ)$	4.982	5.185	5.705
C_0/a_0	1.6010	1.6259	1.6116
$P_{sp} (C/m^2)$	-0.081	-0.029	-0.032
$e_{31} (C/m^2)$	-0.60	-0.49	-0.57
$e_{33} (C/m^2)$	1.46	0.73	0.97
$C_{13}(Gpa)$	108	103	92

$C_{33}(Gpa)$	373	405	224
---------------	-----	-----	-----

Tableau I.5 Liste des paramètres usuellement utilisés pour le (h-GaN) –AlN et InN

I.4 Alliage $Al_xGa_{1-x}N$

I.4.1 propriété structurale

Le ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ est obtenu à partir des deux binaires AlN et GaN. Cet alliage présente un gap direct ajustable avec la composition x et il cristallise dans la phase Würtzite. L'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ sert souvent de barrière de confinement dans les structures optoélectroniques à base de nitrures. Dans les alliages $Al_xGa_{1-x}N$ non dopés, l'effet de localisation des porteurs augmente avec la concentration en aluminium et au-delà d'une concentration de 50%, l'alliage n'est plus semi-conducteur mais semi-isolant (s'il n'est pas intentionnellement dopé). Lorsqu'on dope avec du silicium ces alliages à forte teneur en aluminium, on a une forte augmentation de la conductivité à partir de $10^{18}cm^{-3}$. On sait à l'heure actuelle doper N les alliages $Al_xGa_{1-x}N$ pour toutes les compositions en aluminium y compris 100% (AlN) [25]. Il est toutefois important de noter qu'il existe une limite supérieure dans le dopage de type N de l'AlN par le silicium. Si la concentration atomique de ce dernier dépasse $3 * 10^{19}cm^{-3}$, un phénomène d'auto-compensation se produit et l'AlN devient à nouveau résistif [26].

L'énergie du composé ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction du taux d'aluminium x sont donnée par :

$$Eg(Al_xGa_{(1-x)}N) = Eg(GaN)(1 - x) + Eg(AlN)x - x(1 - x)b \quad (I.5)$$

$$Eg(Al_xGa_{(1-x)}N) = (1 - x)3.4 + 6.1x - x(1 - x)b \quad (I.6)$$

La figure I.11 montre la variation du gap de $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de la composition d'alliage x .

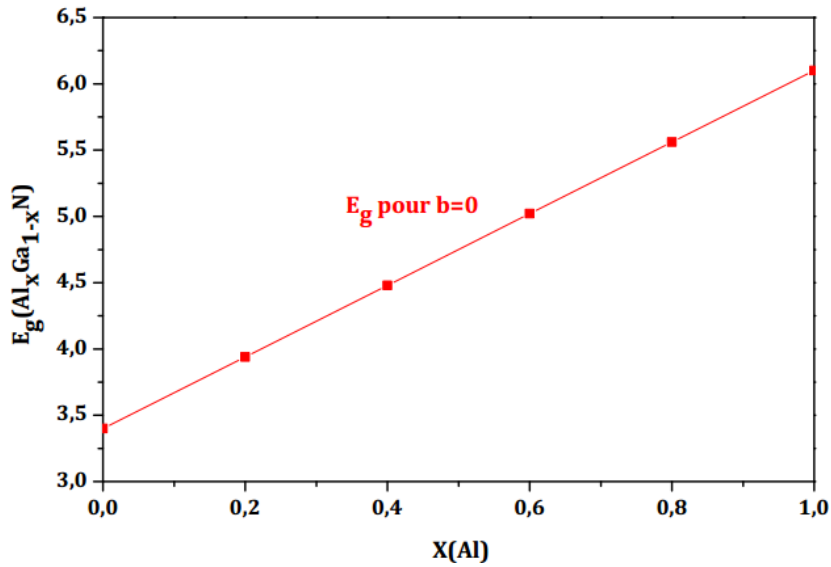


Figure I.11 : Variation du gap de $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de la composition d'alliage x [27].

I.4.2 propriétés électrique : paramètre de maille

Les paramètres de maille des alliages ternaires sont très bien décrits par une interpolation linéaire des coefficients de GaN et AlN. Pour $Al_xGa_{(1-x)}N$, cette interpolation (Loi de Vegard) [28] est généralement étendue aux propriétés structurales, thermiques et mécaniques, etc.

$$C_{Al_xGa_{1-x}N} = xC_{AlN} + (1 - x)C_{GaN} \quad (I.7)$$

La variation du paramètre de maille de $Al_xGa_{(1-x)}N$ en fonction de la composition de l'alliage x s'exprime au moyen de l'expression suivante :

$$a_{Al_xGa_{1-x}N} = xa_{AlN} + (1 - x)a_{GaN} \quad (I.8)$$

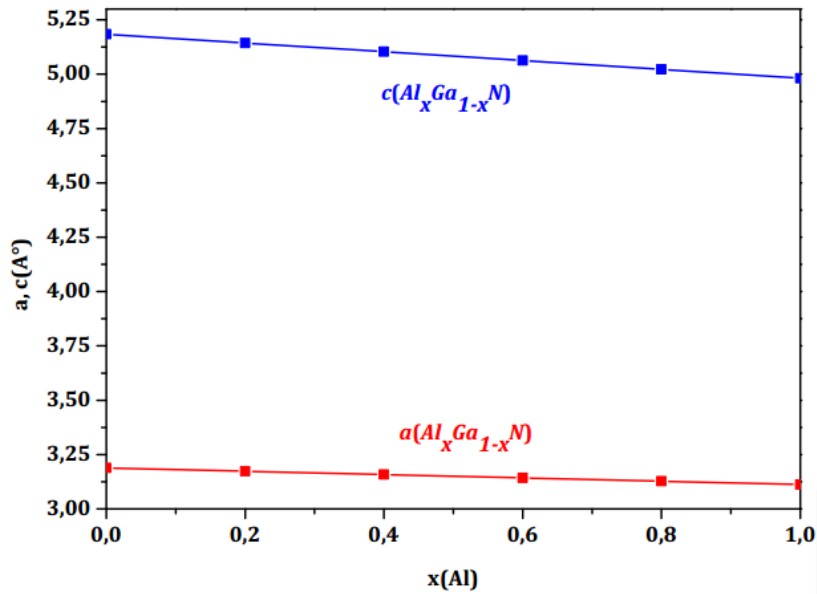


Figure I.12: Variation des paramètres de maille de $Al_xGa_{(1-x)}N$ en fonction de la composition de l'alliage x [27].

I.5 Hétérojonction AlGaN/GaN

I.5.1 Principe physique de l'hétérojonction AlGaN/GaN

Le principe de l'hétérojonction à base de nitrures d'éléments III-N repose sur la juxtaposition de deux matériaux à gap différents, Un alliage ternaire, appelé la couche barrière et avec une large bande interdite, est épitaxié sur une couche buffer GaN non-intentionnellement dopée (nid) avec un gap plus petit (figure I.13).

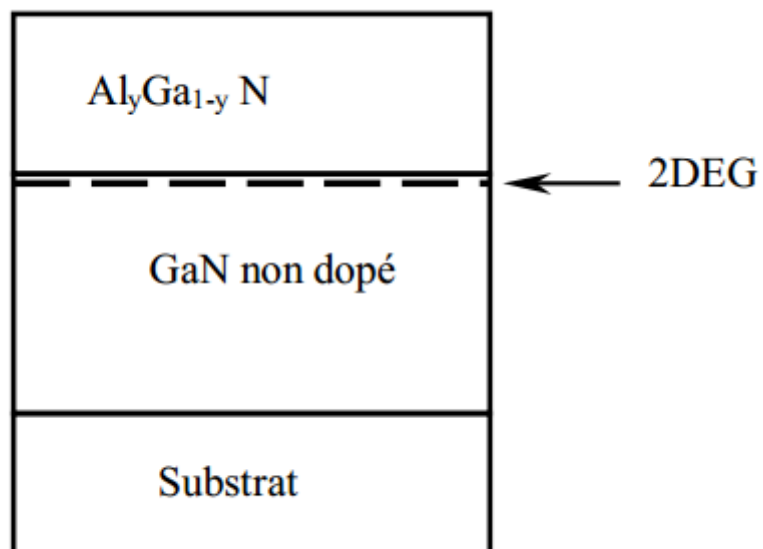


Figure I.13 : L'hétérostructure AlGaN/GaN

La juxtaposition de l'AlGaN/GaN impose, à l'équilibre thermo dynamique, l'alignement des deux niveaux de Fermi ce qui cause une courbure des bandes de conduction et de valence. La bande de conduction du GaN se trouve alors très proche du niveau de Fermi à l'interface formant ainsi un puits de potentiel triangulaire entre E_F et E_c (figure I.14) où les électrons provenant de l'AlGaN (grand gap, petite affinité électronique) sont confinés dans le puits dans des niveaux d'énergie distincts. Selon la structure, on peut avoir un ou plusieurs niveaux d'énergie E_i . Mais en pratique, seuls les deux premiers niveaux sont quasi pleins à température ambiante. Avec l'hétéro interface d'un côté et le potentiel de barrière d'un autre côté, les électrons sont libres seulement dans le plan de l'interface. La discontinuité entre les bandes énergétiques est donc la cause de la formation du gaz bidimensionnel 2-DEG mais pas l'origine des fortes concentrations évaluées, ceci ne peut être dû qu'à la densité de charges positives créée par la polarisation à l'interface des deux matériaux [29,30].

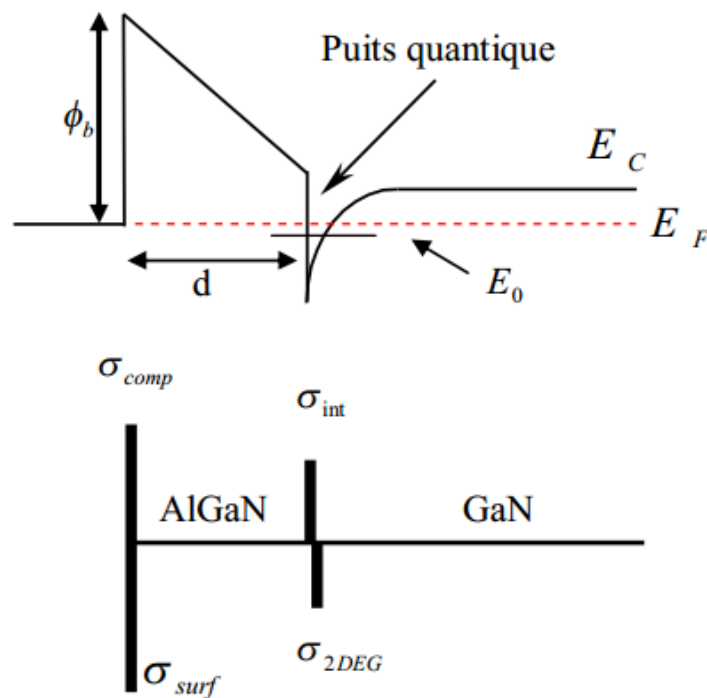


Figure I.14 : Schéma de la distribution des charges et diagramme énergétique de la bande de conduction de l'hétérostructure AlGaN/GaN

I.5.2 la polarisation spontanée et piézoélectrique

A cause des deux polarisations distinctes, et qu'on ne peut observer dans les autres hétérostructures (III-V) conventionnelles, des valeurs de la concentration du 2-DEG de l'ordre

de 10' cm-ou plus ont été obtenues pour des structures non dopée. L'effet de la polarisation est très distinct sur la caractéristique du composant et ceci selon la nature de la surface formant l'hétérojonction. Tel qu'on peut le voir ci-dessous, le sens de la polarisation spontanée du GaN est lié au type de face auquel on a affaire. On peut voir sur la figurel-6, que la polarisation spontanée pointe vers le substrat pour la face-Ga et dans le sens contraire pour la face-N [31].

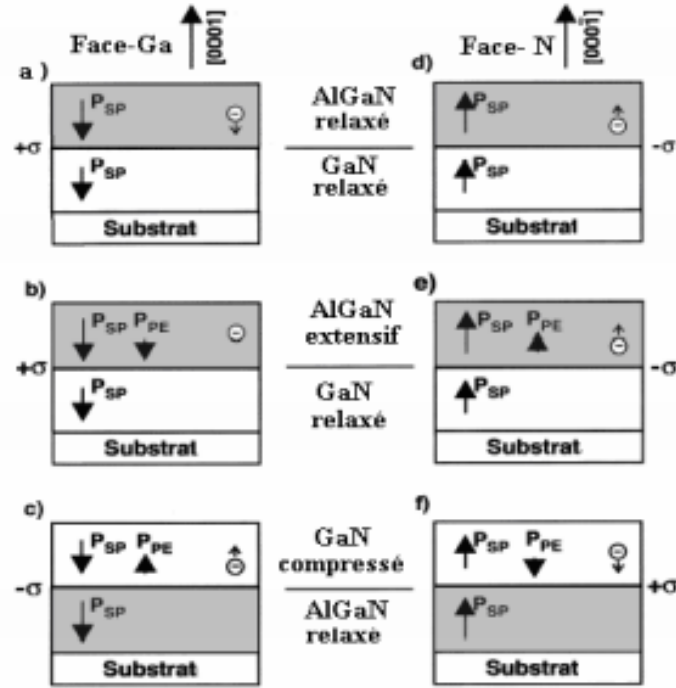


Figure I.15: Sens des polarisations pour les faces Ga et N des HEMTs AlGaN/GaN Relaxé et sous contrainte [32].

La polarisation piézoélectrique change quant à elle de sens négativement ou positivement selon les contraintes. On déduit la polarisation totale de la couche de GaN ou celle de l'AlGaN comme étant la somme des polarisations spontanée et piézoélectrique :

$$P = P_{PZ} + P_{SP}$$

$$\text{Avec : } P(\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}) = P_{SP}(\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}) + P_{PZ}(\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}) \quad (\text{I.9})$$

$$P(\text{GaN}) = P_{SP}(\text{GaN}) + P_{PZ}(\text{GaN}) \quad (\text{I.10})$$

D'où :

$$P = P(P_{SP}(\text{GaN}) + P_{SP}(\text{AlGaN})) + (P_{PZ}(\text{GaN}) + P_{PZ}(\text{AlGaN})) \quad (\text{I.11})$$

De plus la position et la nature du gaz bidimensionnel formé à l'hétérointerface

dépendent eux aussi de la face du GaN et de la séquence des couches de la structure utilisée comme on peut le voir sur la figure I.15 pour les cas (c) et (f).

A titre de comparaison pour les différents cas précédents, on remarque que la densité de charge formée à l'interface de la jonction AlGaN /GaN dans les cas (a) et (b) est positive, ce qui aura pour conséquence d'attirer les charges négatives qui sont les électrons, alors que dans les cas (d) et (e) la densité de charges est négative et par conséquent, il y a formation d'un gaz de trous (2-DHG).

Pour les cas (c) et (f) où la séquence de la structure a été changée, puisqu'on utilise du GaN contraint sur du AlGaN relaxé, on peut voir que pour la face Ga il y a désormais formation d'un gaz de trous alors que pour la face N c'est un gaz d'électrons. Le siège du canal est, pour tous les cas présentés, le matériau à faible gap (GaN) [31].

On déduit de cette analyse que les conditions optimales pour avoir une meilleure concentration du 2-DEG sont un GaN à face Ga complètement relaxé sur lequel on fait croître sous contrainte extensive (tractive) la couche AlGaN (cas b).

I.5.3 Calcul de la densité de charge due à la polarisation

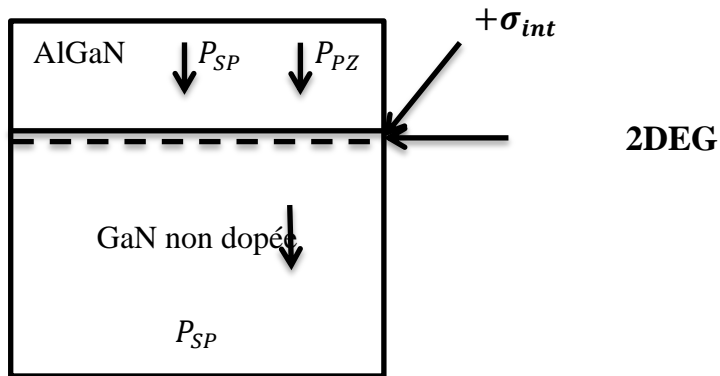


Figure I.16 L'hétérojonction AlGaN/GaN à face GaN

On conclure que la polarisation induit aussi une densité de charge (σ_{int}) dans les hétérostructures et en assumant que l'ordre est celui dans lequel on fait croître les matériaux, son expression sera donnée par : [30]

$$\sigma_{int} = (P_{SP} + P_{PZ})_{couche1} - (P_{SP} + P_{PZ})_{couche2} \tag{I.12}$$

La différence des polarisations piézoélectrique et spontanée entre les couches de

l'AlGaN/GaN détermine la densité de charges fixes à l'interface entre les deux matériaux, cette différence de polarisation induit une charge positive (figure I-17), les électrons sont alors attirés par cette charge et finissent par s'accumuler à l'hétérointerface formant un canal conducteur. La présence de charges positives et négatives induit un champ électrique assez fort pour aider à former une grande densité de charges et établir un bon confinement dans le canal.

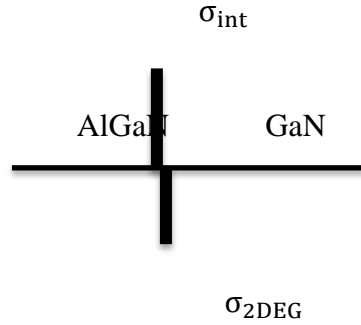


Figure I.17 : Diagramme des densités de charges présentes à l'hétérojonction

En l'absence de tout champ électrique externe la polarisation totale (P) du HEMT AlGaN/GaN induit une densité de charges (σ) tel que :

$$\sigma = -\nabla \cdot P$$

Pour la structure wurtzite, cette polarisation est dirigée le long de l'axe perpendiculairement à l'interface de l'hétérostructure. La densité de charge y est formée est son expression sera donnée par:

$$\sigma_{int} = P_{tot.couche1} - P_{tot.couche2} \quad (I.13)$$

$$\sigma_{int}(y) = [P_{SP} + P_{PZ}]_{couche1} - [P_{SP} + P_{PZ}]_{couche2} \quad (I.14)$$

En respectant l'ordre de croissance on obtient:

$$\sigma_{int}(y) = [P_{SP}(GaN) + P_{PZ}(GaN)] - [P_{SP}(Al_xGa_{1-x}N) + P_{PZ}(Al_xGa_{1-x}N)] \quad (I.15)$$

La polarisation spontanée de la couche AlGaN est :

$$P_{SP}(y) = (-0.052y - 0.029) \text{ C/m}^2 \quad (I.16)$$

La polarisation piézoélectrique de la couche AlGaN est :

$$P_{PZ}(Al_xGa_{1-x}N) = 2 \left(\frac{a(0) - a(y)}{a(y)} \right) * \left(e_{31}(y) - \frac{e_{33}(y)c_{13}(y)}{c_{33}(y)} \right) \quad (I.17)$$

où les paramètres de maille et les coefficients de polarisation en fonction de la concentration d'aluminium (y) sont donnés ci-dessous [29,30]

➤ La constante de maille :

$$a(y) = (-0.077y + 3.189) * 10^{-10}m \quad (I.18)$$

➤ La constante d'élasticités :

$$C_{13}(y) = (5y - 103) \text{ GPa}$$

$$(I.19) \quad C_{33}(y) = (-32y - 405) \text{ GPa}$$

$$(I.20)$$

➤ La constante piézoélectrique :

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

$$(I.21)$$

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

$$(I.22)$$

Puisqu'on assume que le GaN est totalement relaxé (conditions optimales pour une meilleure concentration du 2-DEG) donc il ne possède pas de polarisation piézoélectrique de cela on déduit $P_{pZ}(GaN) = 0$

La polarisation spontanée du GaN est :

$$P_{SP}(GaN) = -0.029 \text{ C/m}^2 \quad (I.23)$$

L'expression finale de $\sigma_{int}(y)$ sera :

$$\sigma_{int}(y) = P_{SP}(GaN) - P_{SP}(Al_xGa_{1-x}N) - 2 \left(\frac{a(0) - a(y)}{a(y)} \right) * \left(e_{31}(y) - \frac{e_{33}(y)C_{13}(y)}{C_{33}(y)} \right) \quad (I.24)$$

I.5.4 Calcul de la concentration n_e du 2-DEG

Tel qu'il a été cité plus haut, la charge fixe induite par le changement de la polarisation des deux couches attirera à l'interface, une charge mobile compensatrice de signe opposée.

La concentration n_{s0} des électrons attirés par cette densité de charge pour une structure AlGaN/GaN est donnée par l'expression : [30]

$$n_{s0} = \sigma_{int}(y)/q - [\varepsilon_0 \varepsilon(y)/(d)q^2](q\phi_b(y) + E_F(y) - \Delta E_c(y)) \quad (I.25)$$

Ou :

$\sigma_{int}(y)$ est donnée par (I.20)

La permittivité du vide ε_0 est égale à $8.854.10^{-14} \text{ (F.cm}^2)$ et celle du AlGaN $\varepsilon(y)$

Qui est sous la forme :

$$\varepsilon(y) = 9.2 - 0.5y \quad (\text{Cm}^{-1}\text{V}^{-1}) \quad (\text{I.26})$$

La hauteur de la barrière du AlGaN $\phi_b(y)$ est :

$$\phi_b(y) = 0.84 + 1.3y \quad (\text{eV}) \quad (\text{I.27})$$

La discontinuité entre les couches du GaN et AlGaN est :

$$\Delta E_c = 0.7 (E_g(y) - E_g(0)) \quad (\text{eV}) \quad (\text{I.28})$$

Où E_g , la largeur du gap de l'AlGaN est donnée par :

$$E_g(y) = 6.13y + 3.42(1 - y) - y(1 - y) \quad (\text{eV}) \quad (\text{I.29})$$

E_F est approximé par [30] :

$$E_F(y) = E_0(y) + E_1(y) + \frac{\hbar^2}{4\pi m^*(y)} n_s(y) \quad (\text{eV}) \quad (\text{I.30})$$

$E_0(y)$ et $E_1(y)$ sont les niveau d'énergie du puits quantique formé entre les deux semi-conducteur est sont exprimés par :

$$E_0(y) = y_0 n_s^{2/3} (\text{eV}) \quad \text{et} \quad E_1(y) = y_1 n_s^{2/3} (\text{eV})$$

Avec :

$$y_0 = 2.123 \times 10^{-12} \quad \text{et} \quad y_1 = 3.734 \times 10^{-12} \quad (\text{I.31})$$

En utilisant les équations précédentes, on pourra calculer la concentration des électrons en fonction de la concentration (y) de l'aluminium pour différentes épaisseurs de la couche AlGaN (figure I.18). Cette courbe montre la dépendance du 2-DEG de ces deux paramètres en effet, la concentration du 2DEG converge vers la valeur de la densité de charge fixe induite par la polarisation lorsque l'épaisseur de la couche AlGaN varie. De plus en modifiant l'épaisseur de la couche d'AlGaN de deux valeurs, soit $d=10\text{nm}$ et $d=30\text{nm}$, comme on le voit sur la figure I.18, on constate que pour un taux d'aluminium de $y = 0.3$, la valeur de n_s varie de $1.32 \times 10^{13} \text{Cm}^{-2}$ à $1.63 \times 10^{13} \text{Cm}^{-2}$ pour $d=10\text{nm}$ et $d=30 \text{nm}$ respectivement.

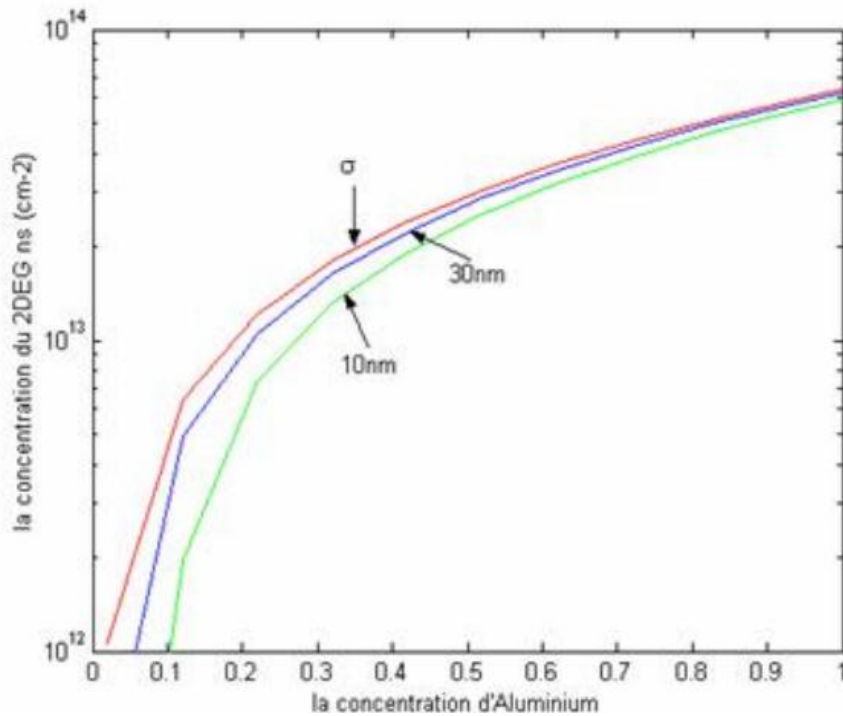


Figure I.18 Variation de la densité n_s en fonction du taux d'aluminium (y) pour différentes épaisseurs (d) [32]

I.6 Les techniques de croissance du GaN

I.6.1 Croissance des matériaux nitrures III-N

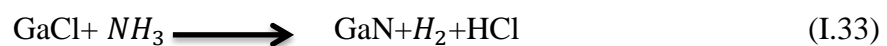
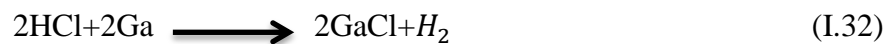
Contrairement au cas des semi-conducteurs tels que le silicium ou le GaAs, il n'existe pas encore de substrat de GaN monocristallin massif disponible industriellement. La difficulté à obtenir ce type de cristaux vient de son point de fusion très élevé et des fortes pressions de vapeur saturante des composés. Des monocristaux massifs ont été élaborés avec succès à haute pression, mais la surface disponible est de 100 mm^2 pour 200 heures de croissance [33]. Le dépôt de couches sur des grandes surfaces nécessite par conséquent l'utilisation de substrats différents du GaN, et il n'existe pas actuellement de substrat en accord de maille (figure I.4), et ayant le coefficient thermique proche de ceux du GaN. Les substrats actuellement utilisés sont le carbure de silicium (SiC) et surtout le saphir (Al_2O_3). Ce dernier offre l'avantage d'être disponible en quantité, à coût relativement raisonnable, d'être très stable à haute température (autour de $1000 \text{ }^\circ\text{C}$), et d'être transparent dans toute la gamme spectrale utile du GaN. Cependant, du fait du large désaccord de maille entre le nitrure de Gallium et le saphir (33%), et leurs coefficients d'expansion thermique différents (25% de différence), la croissance de GaN va s'accompagner de nombreux défauts cristallins.

Néanmoins, le désaccord de maille se réduit à 16% grâce à une croissance désorientée de 30° dans le plan perpendiculaire à l'axe de croissance (0001), les atomes de gallium se positionnant sur le sous réseau formé par les atomes d'oxygène du saphir.

La croissance d'hétérostructures binaires et ternaires à base de GaN est très importante pour la réalisation de transistors HEMT à hautes performances et à haute mobilité électronique. Historiquement, l'épitaxie en Phase Vapeur à partir d'Hydruure HVPE (ou Hydride Vapour Phase Epitaxy) a joué un rôle important dans le développement des premières croissances de GaN cristallin. Mais la difficulté d'obtenir des couches de bonne qualité a conduit le passage à d'autres techniques de croissance telle que l'Épitaxie par Jet Moléculaire EJM (ou Molecular Beam Epitaxy MBE), et l'Épitaxie en Phase Vapeur aux Organométalliques (ou MetalOrganic Chemical Vapour Deposition MOCVD).

1.6.2 Épitaxie en Phase Vapeur à partir d'Hydruure (Hydride Vapour Phase Epitaxy HVPE)

L'épitaxie en Phase Vapeur à partir d'Hydruure HVPE est une technique de croissance épit axiale considérée comme la première technique utilisée pour la croissance de couche de GaN en 1969 par Maruska et al., [34] Cette technique est restée la méthode la plus couramment utilisée jusqu'au début des années 1980. Le GaN est obtenu en 2 étapes : la première consiste à la réaction de l'acide chlorhydrique (HCl) avec le gallium liquide (Ga) à des températures comprises entre 750 °C et 900 °C pour former du chlorure de gallium. Ensuite, le GaCl est transporté par des gaz vecteurs comme l'hydrogène vers le substrat, habituellement le saphir ou il réagit avec l'ammoniac (NH_3) à des températures entre 900 °C et 1100 °C pour forme des couches de GaN selon les réactions :



La figure I.19 montre le principe mis en œuvre pour la croissance des couches GaN avec cette technique. L'avantage de la HVPE est le taux de croissance élevé, il est de l'ordre de 100 $\mu\text{m/h}$ [35]. La HVPE peut être couplée avec une autre technique appelée ablation laser pour enlever le substrat après avoir déposé une couche épaisse de GaN pour avoir au final du GaN dit « free standing ».

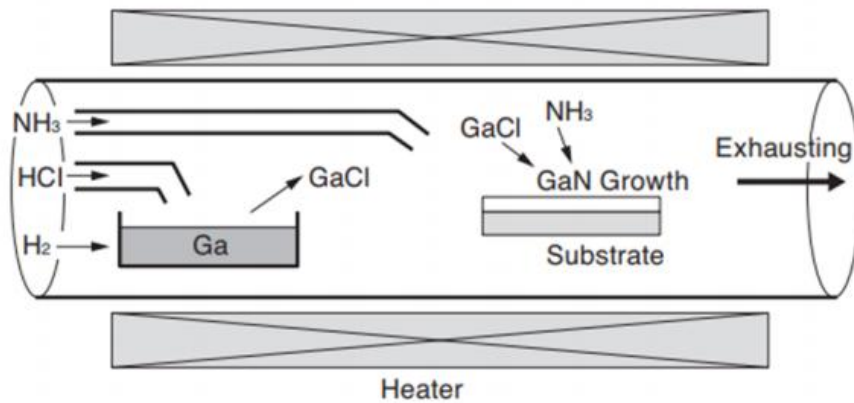
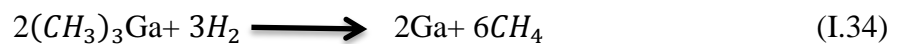


Figure I.19 : Schéma représentant le principe de croissance du GaN par HVPE [36]

I.6.3 Épitaxie en Phase Vapeur aux organométalliques (MetalOrganic Chemical Vapour Deposition MOCVD)

L'Épitaxie en Phase Vapeur aux Organo-Métalliques est une technique de croissance chimique utilisant des composés organométalliques comme gaz précurseur des éléments métalliques. Le principe de cette technique est qu'un gaz vecteur généralement l'hydrogène amène les réactifs gazeux sur un substrat chauffé où ils réagissent chimiquement pour former une couche semiconductrice.

Pour la croissance du GaN, le triméthylgallium ($Ga(CH_3)_3$) et l'ammoniac (NH_3) sont utilisés comme gaz précurseurs. Ils sont amenés par l'hydrogène dans la chambre principale dans laquelle a lieu plusieurs réactions chimiques. Les molécules des gaz précurseurs se pyrolysent au contact du substrat chauffé entre 1000°C et 1100 °C et s'adsorbent sur sa surface. Une fois le GaN formé, les résidus des précurseurs sont évacués par le gaz vecteur selon les réactions suivantes :



L'Épitaxie en Phase Vapeur aux Organo-Métalliques (MOCVD) est devenue la méthode la plus utilisée en industrie pour la croissance du GaN pour plusieurs raisons :

- Sa qualité supérieure en termes de contrôle de composition et d'uniformité.
- Le taux de croissance raisonnables (1-2 $\mu\text{m/h}$).
- Utilisation de sources chimiques de haute pureté.

Pour obtenir une couche de GaN avec moins de défauts, il faut respecter deux aspects :

- Le substrat doit être maintenu à une température d'environ 1000°C et 1100°C pour permettre une dissociation suffisante de la molécule NH_3 .
- Le rapport molaire N/Ga doit rester élevé afin de compenser les pertes des molécules d'azote qui ne se décomposent pas facilement à la surface du substrat et retournent à la phase gazeuse.

La figure I.20 illustre un schéma d'un réacteur MOCVD.

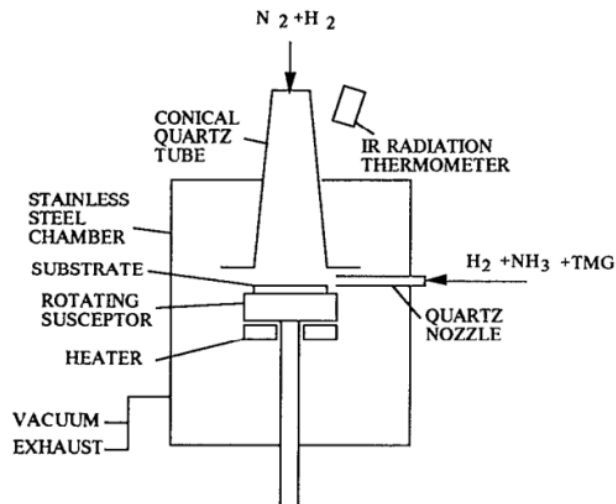


Figure I.20 : Schéma représentant le principe de croissance du GaN par MOCVD [37].

I.6.4 Épitaxie par jet moléculaire (Molecular Beam Epitaxy MBE)

L'Épitaxie par Jet Moléculaire EJM ou MBE est une technique de croissance de couches minces sous ultraviolette. Elle consiste à envoyer un ou plusieurs jets moléculaires vers un substrat préalablement choisi placé sur un porte échantillon chauffant. Les matériaux source solide sont disposés dans des creusets situés dans des cellules appelées cellule de Knudsen. Les matériaux sources sont chauffés à haute température pour les évaporer, puis se condensent sur le substrat. Pour la croissance de GaN, le gallium (Ga) est stocké dans des creusets chauffés à des températures entre 700 et 900°C par effet Joule pour se sublimer. L'ammoniac qui est la source d'azote est très stable à ces températures. Un craquage de molécules NH_3 à l'aide d'une source plasma radio fréquence (RF) ou par résonance électron-cyclotron (ECR) est nécessaire. Ensuite, les atomes de (Ga) et (N) vont se condenser et s'assembler sur un substrat tournant pour former des couches minces de GaN. Le RHEED (Diffraction d'électrons rapides sous incidence rasante) est généralement couplé au bâti MBE. Il permet de suivre en temps réel l'évolution de la croissance cristalline. La figure I.21 montre un schéma du bâti de croissance MBE.

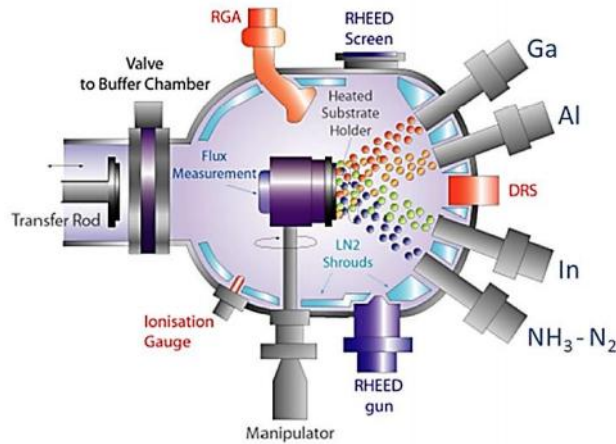


Figure I.21 : Schéma représentant le bâti de croissance MBE [38]

Les principaux avantages de cette technique sont :

- Obtention de couches de haute qualité cristalline.
- Obtention de couches de haute pureté.
- Contrôle facile du dopage.
- Contrôle de l'épaisseur de la couche épitaxiale en raison de la faible vitesse de dépôt.

I.7 Les substrats utilisés pour la croissance du GaN

Les substrats généralement utilisés pour la croissance du GaN sont : le silicium (Si) [39], le saphir (Al_2O_3) [40], le carbure de silicium (SiC) [41]. Dans cette partie, nous allons discuter les avantages et les inconvénients de chaque substrat.

I.7.1 Le Saphir

Le saphir (Al_2O_3) est le substrat le plus utilisé pour la croissance du GaN pour les applications optoélectroniques. Il possède un coefficient de dilatation thermique qui s'approche de celui du GaN, un coût relativement faible, et disponible en substrats de 6 pouces. Le désaccord de maille entre le saphir et le GaN est de l'ordre de 30%, cependant, lors de la croissance, il est réduit de moitié (14%) grâce à une rotation de la maille de GaN d'environ 30° par rapport au saphir comme illustré dans la figure I.22.

Malgré ce désaccord de maille, les couches GaN crues sur saphir présentent une densité de dislocation élevée. Pour la diminuer, une couche de nucléation en AlN de quelques nanomètres est déposée à basse température entre le GaN et le saphir [42]. Cette dernière permet de limiter la propagation des dislocations dans le GaN, et donc améliorer les performances des dispositifs. L'inconvénient majeur du saphir est sa mauvaise

conductivité thermique, cela le laisse peu adapté pour la réalisation des composants de puissance.

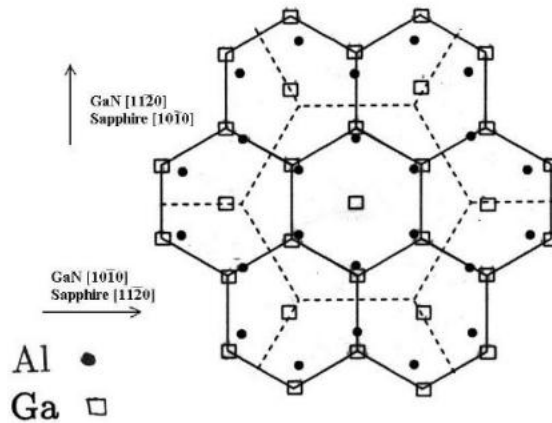


Figure I.22: Désaccord de maille entre le GaN et le saphir [43].

I.7.2 Le carbure de silicium

Le carbure de silicium (SiC) est le substrat le plus adapté pour la croissance du GaN. Il a la meilleure conductivité thermique, par rapport aux autres substrats. Le désaccord de maille et le coefficient de dilatation thermique sont respectivement 4% et 35% avec le GaN. Les couches de GaN épitaxiales sur ce type de substrat démontrent une excellente qualité cristallographique: le taux de dislocations est d'environ $10^7 - 10^8 \text{ cm}^{-2}$ notamment grâce à l'ajout d'une couche de nucléation en AlN comme le montre la figure I.23 [44]. Les inconvénients majeurs de ce substrat sont son coût qui reste relativement élevé et la taille des substrats présents sur le marché.

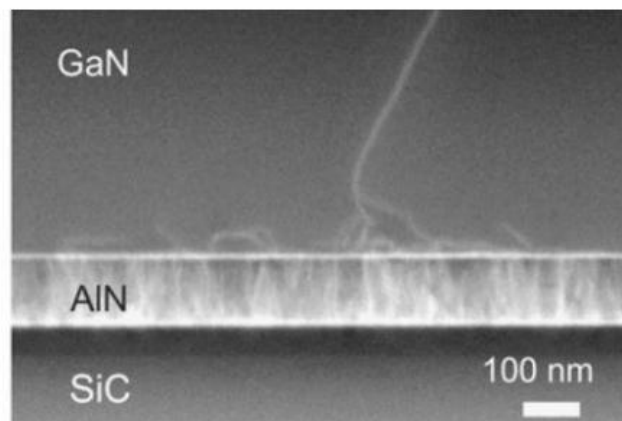


Figure I.23: STEM image d'une couche de GaN crue sur SiC avec une couche de nucléation d'AlN [44].

I.7.3 Le silicium

Le Silicium est un des substrats les plus utilisés pour la croissance du GaN, grâce à son prix très compétitif, sa disponibilité, et sa bonne conductivité thermique. À cause du désaccord de maille important entre le GaN et le Si (111) (17%), et la différence importante entre les coefficients de dilatation thermique des deux matériaux, les couches de GaN crues sur Si présentent généralement une concentration de défauts importante, ainsi que des craques en surface. Contrairement aux substrats de saphir et de carbure de silicium, le Si (111) possède une maille plus grande que celle du GaN. Par conséquent, la couche de GaN se trouve contrainte en compression. Fu et al, [45] ont montré que la contrainte dépend des conditions de croissance et du refroidissement. Pour obtenir une couche GaN avec une faible densité de défauts, la contrainte doit être minimisée. Pour ce faire, il est nécessaire d'intercaler une couche de nucléation d'AlN [46], ou des super-réseaux AlN/GaN [47] entre le substrat et le GaN volumique comme le montre la figure I.24.

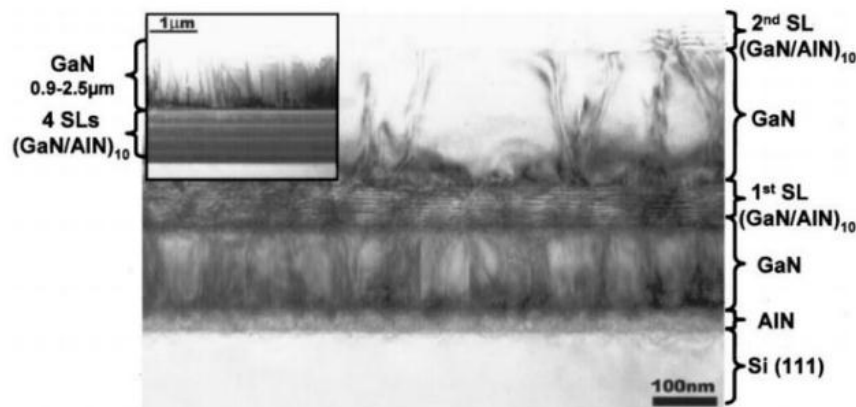


Figure I.24: Image prise par microscopie électronique en transmission (TEM) de super-réseau AlN/GaN déposé sur GaN/AlN/Si [47]

La figure I.25 présente une comparaison entre les différents substrats utilisés pour la croissance du GaN, selon le coût, la conductivité thermique, le désaccord de maille, le coefficient de dilatation thermique et la disponibilité en taille.

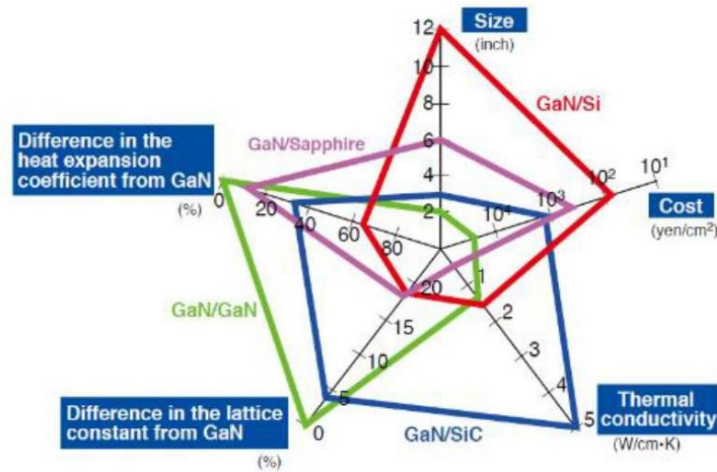


Figure I.25: Comparaison entre les différents substrats utilisés pour la croissance du GaN (Egawa. 2012) [48].

I.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes propriétés du nitrure de gallium et ses alliages tels que les propriétés physiques, électriques, thermiques et optiques. En effet, ce matériau est considéré comme un matériau prometteur pour les transistors à forte puissance consommant peu d'énergie. Dans la seconde partie de ce chapitre, une comparaison entre les différentes techniques de croissance du GaN ainsi que les substrats utilisés pour son élaboration a été présentée en vue de distinguer les avantages et inconvénients de chaque technique et de chaque substrat.

Chapitre II : Comportement physico-électrique du transistor AlGa_N/Ga_N HEMT

II.1 Introduction

Les nouveaux systèmes de télécommunication nécessitent des circuits très rapides et à faible bruit. Par rapport au silicium, les propriétés physiques des matériaux III-N (tels que AlGa_N, InGa_N et Ga_N) sont les plus adaptées à ce type d'application RF. Par conséquent, ils sont idéaux pour la mise en œuvre de mélangeurs, d'oscillateurs commandés en tension (VCO) ou d'amplificateurs à faible bruit (LNA).

Dans ce chapitre, nous établirons les principales caractéristiques de l'hétérojonction AlGa_N/Ga_N et du gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) ainsi que l'ingénierie des couches minces des transistors HEMT, afin de fournir les caractéristiques électriques et le modèle physico-électrique du transistor HEMT.

II.2 La Structure du transistor HEMT AlGa_N/Ga_N

La structure typique d'un transistor HEMT AlGa_N/Ga_N est représentée dans la figure II.1. Cette structure est constituée d'un empilement de films minces, la structure HEMT AlGa_N/Ga_N est réalisée à partir d'un substrat d'accueil de substitution comme expliqué au début de ce chapitre. Le substrat utilisé dans le cadre de ce travail est le silicium (111). Le substrat de silicium de type (111) est le mieux adapté pour faire croître du Ga_N hexagonal. La structure HEMT AlGa_N/Ga_N est communément constituée d'un substrat en guise de support, d'un réseau de couches de nucléation, d'un buffer de Ga_N, d'une couche de barrière d'AlGa_N formant une hétérojonction avec le buffer de Ga_N et souvent d'un cap layer de Ga_N de quelques nanomètres en surface (figure II.1). Afin d'améliorer la mobilité des électrons dans le canal, les structures HEMTS AlGa_N/Ga_N contiennent généralement une couche d'exclusion en AlN. Cette dernière améliore considérablement la qualité de l'interface AlGa_N/Ga_N et diminue l'interaction des électrons avec la couche barrière.

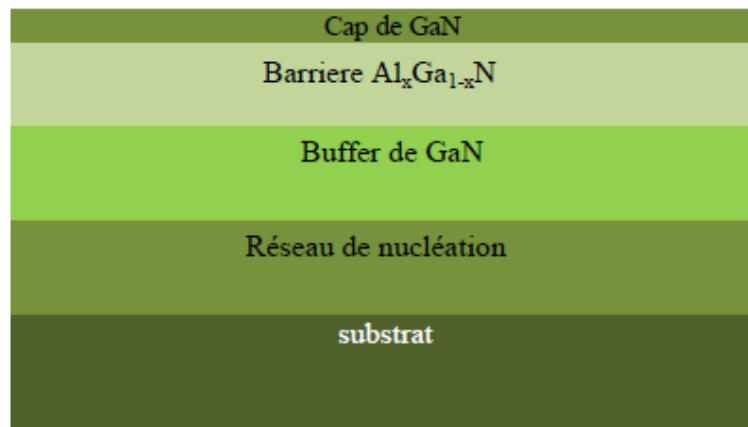


Figure II.1 : Schéma représentatif de la structure HEMT AlGaN/GaN [52].

Afin de mieux comprendre le rôle de chaque couche dans la structure et leur impact sur les performances des transistors HEMT, Ce modèle peut évaluer la courbure de la bande d'énergie et les propriétés physiques de la structure en quantifiant la densité d'électrons dans le gaz 2D (N). Par conséquent, en changeant l'empilement ou l'épaisseur d'une couche donnée, il est possible de quantifier son effet sur la densité d'électrons dans le canal et en déduire l'influence de chaque couche. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à l'hétérojonction AlGaN/GaN qui constitue le coeur de la structure HEMT et au phénomène de polarisation qui en résulte. Ensuite, nous étudierons les effets de la présence d'autres couches, telles que le cap layer de GaN, la couche d'exclusion en AlN, le réseau de nucléation et enfin le substrat.

II.2.1 L'hétérojonction AlGaN/GaN

Comme le montre la figure II.2, une hétérojonction est obtenue en déposant une couche de film AlGaN ($8 < \text{épaisseur} < 30 \text{ nm}$) sur un film GaN d'une épaisseur $e \sim 1,5 \mu\text{m}$.

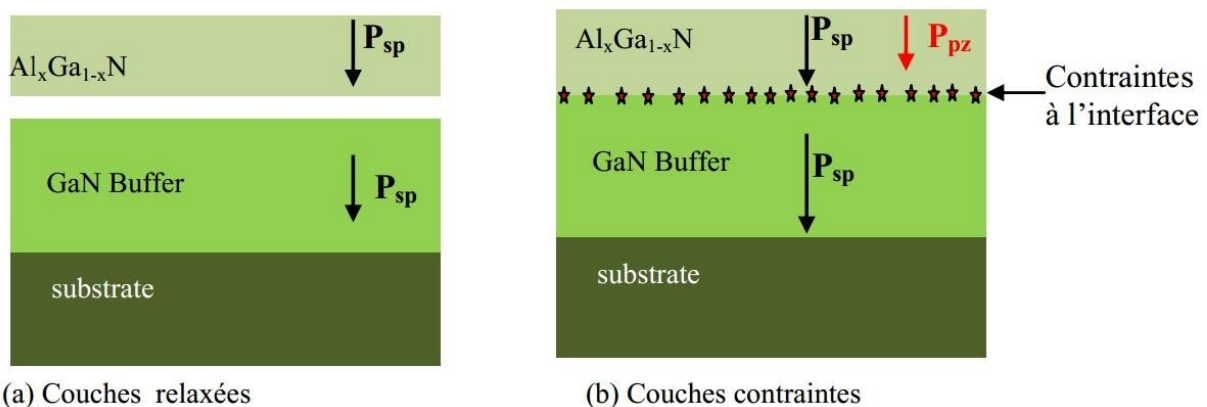


Figure II.2. Représentation schématique de la formation de l'hétérojonction AlGaN/GaN.

Lorsque deux couches minces semi-conductrices non maillées sont empilées l'une sur l'autre, le premier réseau de la couche supérieure a tendance à correspondre au maillage de la couche de support, dans ce cas GaN. Cette modulation géométrique spontanée du réseau cristallin crée une contrainte à l'interface des deux films d'AlGaIn et de GaN. Selon le paramètre de modulation observé dans AlGaIn, il existe deux types de contraintes :

- Une couche qui porte la tension.
- Couches soumises à des restrictions de compression.

Le paramètre de réseau de GaN est d'environ 3,19 Å, ce qui est plus grand que celui de AlGaIn ($a_{\text{AlN}} = 3,11 \text{ \AA} < a_{\text{AlGaIn}} < a_{\text{GaN}} = 3,19 \text{ \AA}$). Une fois la première couche d'AlGaIn déposée, les paramètres du réseau seront soumis à une contrainte de traction, ce qui entraînera l'élargissement du réseau de base d'AlGaIn et l'adapter au réseau de GaN (pseudo-croissance cristalline). Cette déformation microscopique, qui induit un champ électrique interne dans la couche d'AlGaIn, est la polarisation piézoélectrique. La piézoélectricité est à l'origine d'une déformation mécanique sous l'effet d'un champ électrique et inversement. Elle engendre un champ électrique sous l'effet d'une contrainte appliquée sur le matériau en question [52].

II.2.2 Les polarisations spontanées et piézoélectriques

II.2.2.1 La polarisation spontanée

Les matériaux GaN et AlN présentent une forte polarisation spontanée (P_{sp}) orientée le long de l'axe [0001] (figure II.3). Quel que soit l'état de contrainte du matériau, cette polarisation est entièrement provoquée par la liaison polaire entre le gallium (Ga), l'aluminium (Al) ou l'indium (In) avec l'atome d'azote. Représentée par le vecteur P_{sp} , les valeurs pour les trois binaires GaN, AlN et InN sont respectivement de l'ordre de -0.08 C.m^{-2} , -0.029 C.m^{-2} et 0.032 C.m^{-2} [53]. Cependant, le signe négatif indique que le vecteur de polarisation est orienté dans le sens opposé à la direction de croissance [0001]. Conformément à la loi de Vegard, la polarisation spontanée d'une couche d'AlGaIn ayant une concentration (x) en aluminium peut être linéairement déduite à partir des valeurs connues de la polarisation spontanée du GaN et de l'AlN [54].

$$(X)(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = -0.052x - 0.029 \text{ C/m} \quad (\text{II.1})$$

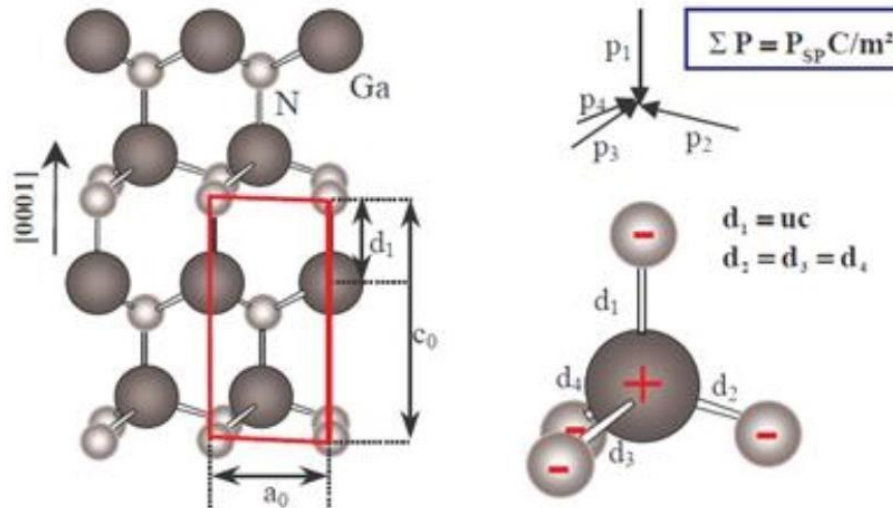


Figure II.3. Répartition des moments dipolaires dans une structure hexagonale.

II.2.2.2 La polarisation piézoélectrique

La polarisation piézoélectrique (P_{PZ}) se produit dans GaN, AlN ou AlGaN Lorsque le matériau est sollicité. Orientée selon l'axe [0001] dans la structure hexagonale et selon l'axe [111] dans la structure cubique, la polarisation piézoélectrique s'ajoute à la polarisation spontanée qui existe déjà à l'état relâché du matériau. L'équation II.1 permet le calcul direct de cette composante en utilisant les coefficients définis dans le tableau II.1.

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

Où le terme $\frac{a-a_0}{a_0}$ représente la contrainte interne, a_0 est le paramètre de maille intrinsèque du matériau et a est la constante de maille induite par la contrainte appliquée. Les paramètres, c_{13} , c_{33} représentent les constants élastiques du matériau et e_{31} , e_{33} représentent les coefficients piézoélectriques.

En pratique, la piézoélectricité est présente uniquement dans la couche d'AlGaN contrainte en tension sur une couche de GaN relâchée. Dans ce cas, où la couche d'AlGaN est contrainte en tension, les deux polarisations spontanée et piézoélectrique s'ajoutent.

	AlN	GaN	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x=\text{Al}\%$)
Constante de maille (Å)	3.19	4.75	$-0.08x + 3.19$
Constante diélectrique	9	9.5	$-0.5x + 9.5$

P_{sp} (C/m ²)	-0.081	-0.02	$-0.052x - 0.029$
e_{33} (C/m ²)	-0.081	-0.029	$0.73x + 0.73$
e_{31} (C/m ²)	-0.60	-0.49	$-0.011x - 0.49$
c_{13} (Gpa)	108	103	$5x + 103$
c_{33} (Gpa)	373	405	$-325x + 405$

Tableau II.1 : Constantes piézoélectriques des matériaux, AlN, GaN et du ternaire AlGaN [55].

De par l'origine de la polarisation piézoélectrique liée au désaccord de maille qui induit une contrainte, il convient de remarquer que cette polarisation est d'autant plus élevée que la fraction molaire d'AlN dans la couche d'AlGaN augmente. Dans le cas de l'AlGaN contraint en tension et déposé sur un buffer de GaN relaxé, celle-ci est définie par :

$$\frac{\sigma_{AlGaN}}{\sigma_{GaN}} = \Delta(P_{AlGaN} - P_{GaN}) = (P_{SPAAlGaN} + P_{PZAAlGaN}) - (P_{SPGaN}) > 0 \quad (II.3)$$

En raison d'un gradient de polarisation abrupt entre l'AlGaN contraint en tension et le buffer en GaN relaxé, une polarisation positive s'établit à l'interface de l'hétérostructure (figure II.4).

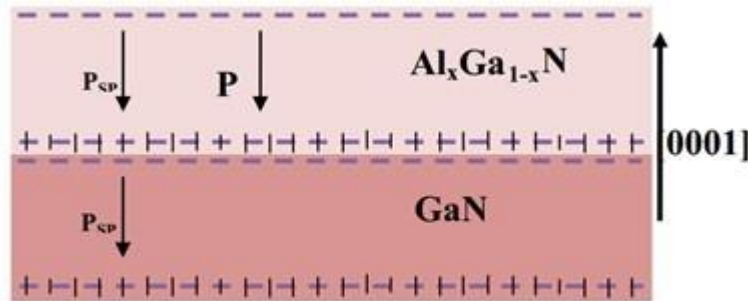


Figure II.4. Polarisations spontanée et piézoélectrique dans une couche d'AlGaN face (Ga) contrainte en tension sur une couche de GaN relaxée.

II.2.3 Mécanisme de formation du gaz bidimensionnel

L'hétérojonction AlGaN/GaN est obtenue en juxtaposant la couche de GaN et la couche mince d'AlGaN. L'épaisseur d'AlGaN est inférieure à l'épaisseur critique, et une relaxation élastique se produira si l'épaisseur dépasse l'épaisseur critique. Par conséquent, GaN impose ses paramètres de grille selon la norme. Les vecteurs de polarisation spontanée et de polarisation piézoélectrique sont appelés sur la Figure II.5.a. On observe que des électrons

s'accumulent à l'interface (σ_{2DEG}) côté GaN pour compenser partiellement les charges de polarisation spontanée et de polarisation piézoélectrique. Selon le modèle d'Ibbetson, ces électrons sont supposés provenir des états de surface présents en surface de l'AlGaN [56]. Leur modèle illustre ce phénomène en déterminant l'épaisseur critique de la barrière AlGaN nécessaire à l'apparition du canal. Ceci permet de faire une meilleure interprétation des phénomènes mis en jeu. Les électrons dans le puits formé (par la discontinuité des bandes d'énergie) à l'interface AlGaN/GaN et situés dans la couche tampon de GaN (non intentionnellement dopée) peuvent aussi provenir de la barrière AlGaN si cette dernière est dopée type N. Notons cependant que la concentration en électrons dans le puits est importante (de l'ordre de 10^{13}cm^{-2}) sans nécessairement avoir recours au dopage de la couche barrière AlGaN. Le bilan des charges induites est représenté sur la figure II.5. b [55,56].

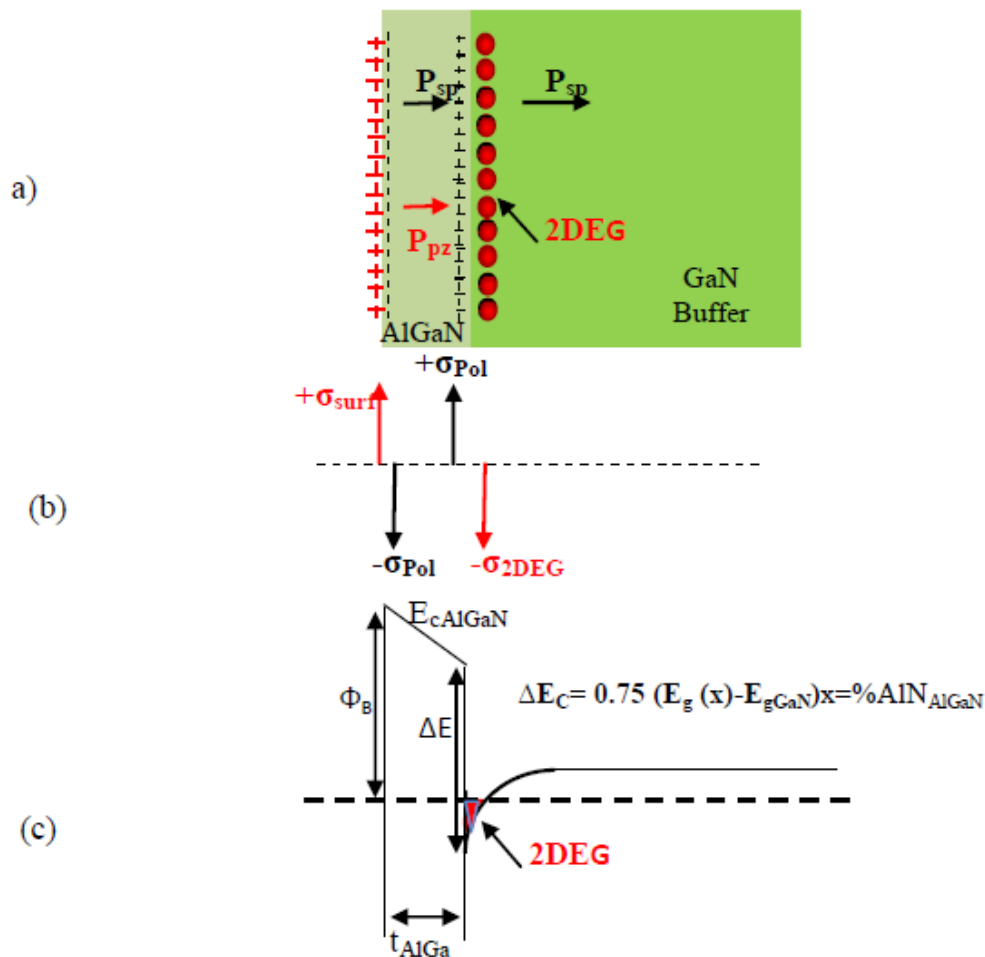


Figure II.5. (a) Illustration schématique des charges induites dans la structure AlGaN/GaN, (b) Distribution de charges présentes dans la structure, (c) Illustration de la courbure du diagramme de bandes de l'hétérostructure AlGaN/GaN.

II.3 Ingénierie des couches minces de la structure HEMT

Dans ce paragraphe, nous allons décrire les différents films qui composent la structure Les HEMT sur le substrat de silicium.

II.3.1 Le substrat de Silicium

Le silicium possède une conductivité thermique supérieure à celle du saphir, d'où l'abondance de la silice dans la nature ainsi que la maturité de la filière, le silicium constitue un matériau de substitution remarquable pour la croissance du GaN. Cependant, le désaccord de mailles entre le silicium et le GaN impose l'adoption d'un empilement de films minces, afin de réduire les dislocations dans les couches actives et améliorer les propriétés physiques, morphologiques et électriques de la structure. Il convient de noter que le substrat de silicium utilisé pour les structures HEMTs doit être hautement résistif pour écarter le problème de pertes en RF et éviter le phénomène de conduction parallèle [57, 58].

II.3.2 Les couches de nucléation

Les couches minces alternées d'AlN / GaN déposées sur un substrat de silicium. Le rôle de ce réseau de nucléation est d'absorber les dislocations et certaines contraintes pouvant atteindre la couche active. La couche de nucléation assure la transition progressive des paramètres de réseau entre le substrat de silicium et la couche de GaN, réduisant ainsi la contrainte dans la couche. La composition du réseau peut s'étendre d'une extension à une autre extension. La structure HEMT étudiée dans cet mémoire comprend des réseaux de nucléation basés sur AlN / GaN.

II.3.3 Le buffer de GaN

L'épaisseur de la couche buffer varie entre 1 μm et 2 μm selon le fournisseur, cette couche constitue le canal dans lequel est confiné le gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) engendré, entre autre, par les phénomènes de polarisations spontanée et piezoélectrique. La qualité de cette couche est déterminante pour un meilleur confinement des porteurs.

II.3.4 L'espaceur d'AlN

L'ajout d'une fine couche d'AlN à l'interface de l'hétérostructure AlGaIn/GaN, contribue à l'amélioration de la morphologie de l'interface AlGaIn/GaN et facilite le transit des électrons dans le canal. En effet, la présence de la couche d'AlN réduit l'interaction des électrons du

gaz 2D avec les impuretés potentiellement présentes dans la couche barrière d'AlGaIn au profit d'une meilleure mobilité des électrons. S. Lawrence Selvaraj et al. [59] ont récemment publié un record en termes de mobilité des porteurs dans la structure HEMT sur substrat de silicium ($\mu = 3215 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) grâce à l'utilisation d'un buffer de GaN épais (5 μm) en vue de réduire le taux de dislocations, mais aussi par l'ajout d'un spacer d'AlN de 1.5 nm d'épaisseur [60].

II.3.5 La couche d'AlGaIn

La couche d'AlGaIn constitue la couche barrière de la structure HEMT. Les caractéristiques de cette couche telles que l'épaisseur et la concentration en aluminium sont très représentatives du potentiel de la structure HEMT qui en résulte. La figure II.6 décrit la variation de la densité d'électrons N_s obtenue par simulations Shrödinger-Poisson, en fonction du taux d'aluminium de la couche AlGaIn.

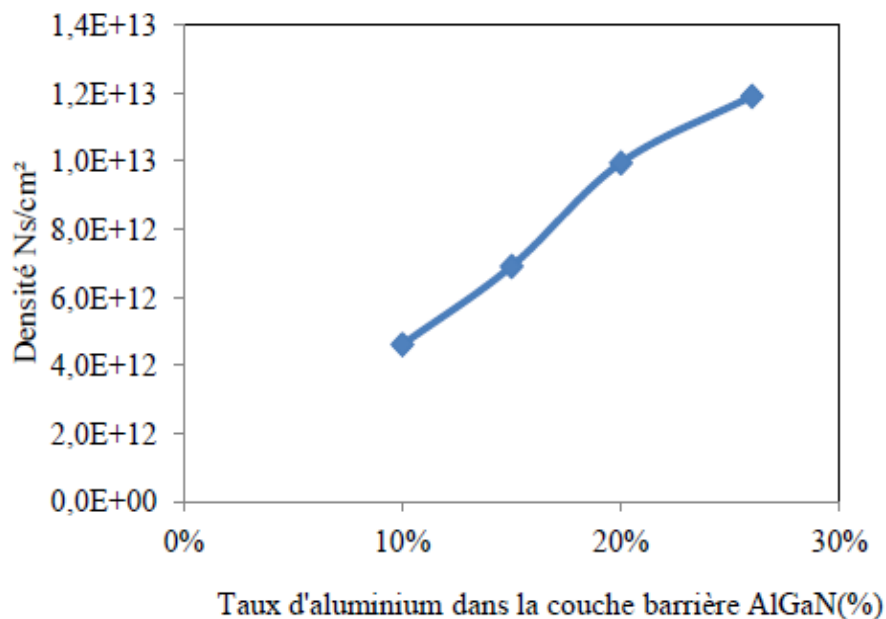


Figure II.6. Evolution de la densité des porteurs en fonction du taux d'aluminium contenu dans la couche barrière d'AlGaIn.

Une croissance linéaire de la densité des porteurs est observée à mesure que le taux d'aluminium augmente (à épaisseur de barrière constante de 12,5nm). Cependant, le taux d'aluminium dans la couche ne peut être augmenté indéfiniment, en raison de la dégradation de la couche au delà d'une certaine valeur critique (35%) qui provoque un phénomène de relaxation, et par là même, une détérioration des propriétés piezoélectriques.

La figure II.7 montre l'évolution de la densité du gaz 2D ainsi que la mobilité des porteurs en fonction de la composition en aluminium dans la couche barrière. Malgré l'augmentation de la concentration des électrons à l'interface, la mobilité décroît pour $x \geq 0,35$ à cause de la dégradation de la qualité de l'hétéro-interface [61].

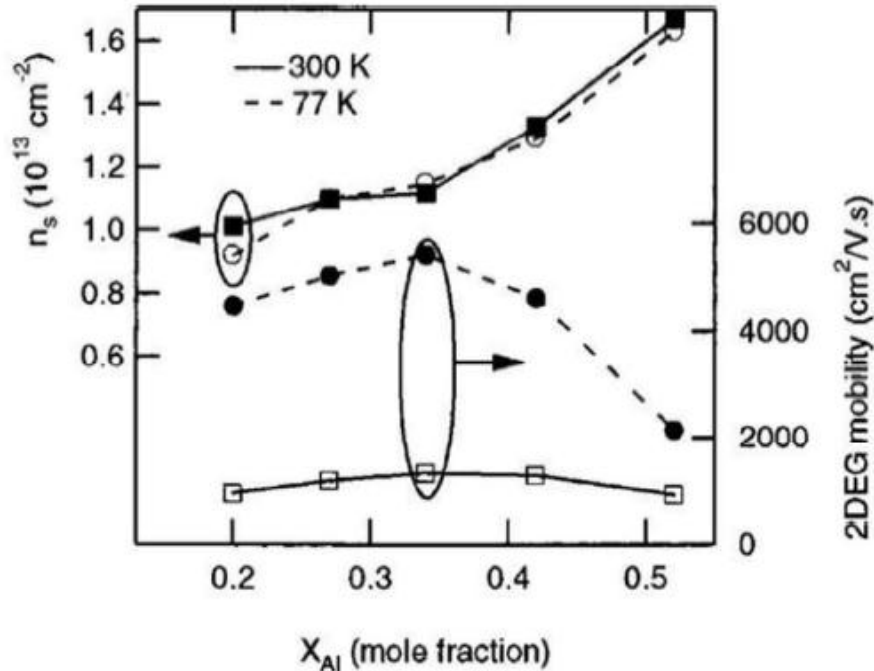


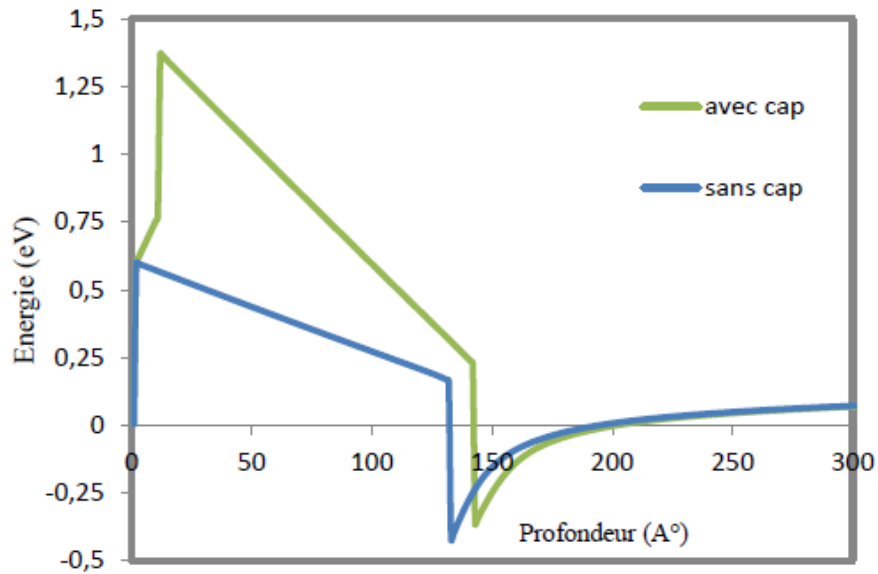
Figure II.7: Variation de la densité de porteurs et de la mobilité à l'interface en fonction de la fraction molaire en aluminium dans une hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ d'après [61].

II.3.6 Le cap de GaN

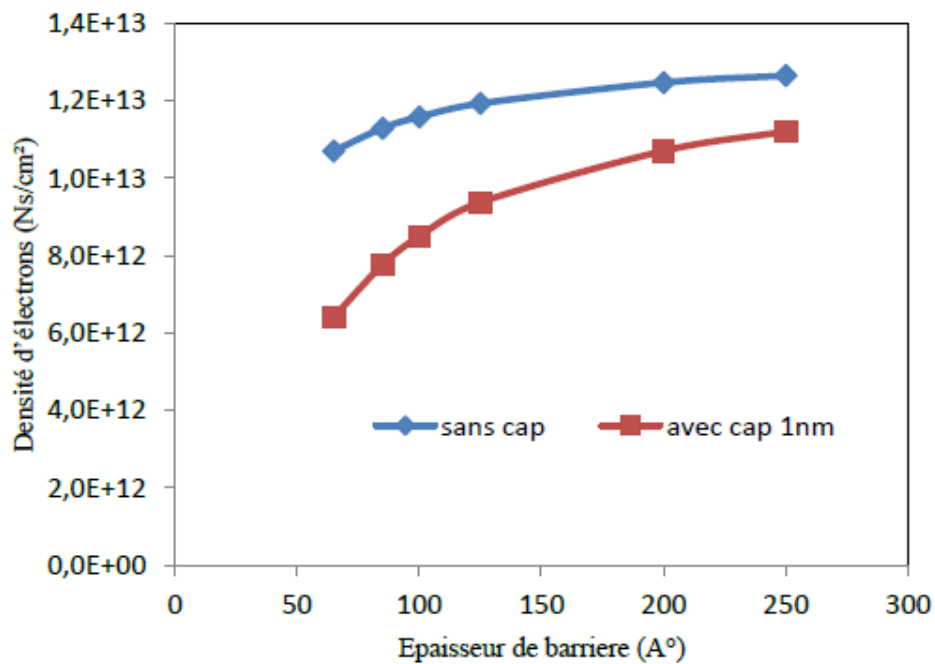
De par son rôle de protection d'une oxydation potentielle de la couche barrière AlGaIn tout au long du procédé de fabrication du transistor, le cap de GaN, non-intentionnellement dopé, semble contribuer grandement à l'amélioration du contact Schottky qui sera formé entre le métal de grille et le semiconducteur. J.K Sheu et al ont démontré que la présence du cap de GaN contribue à la réduction du courant de grille [62].

La figure II.8 reproduit un résultat de simulation Shrödinger-Poisson de deux transistors HEMTs avec une épaisseur d'AlGaIn de 12,5nm et un buffer de GaN de 1,6 μm . La barrière de potentiel considérée est de l'ordre de 0,69 eV (pour un contact Schottky Mo/Au). La première structure contient un cap de GaN de 2 nm, représenté en vert sur la figure, alors que la deuxième en est dépourvue (courbe en bleu). Dans ce cas de figure, l'ajout d'un cap démontre un réhaussement de la barrière à l'interface métal-semiconducteur. Cependant, l'épaisseur de cette couche protectrice doit être optimisée en vue de préserver la densité de

porteurs dans le canal qui est sensiblement diminuée en présence d'un cap épais (figure II.8.b).



a)



b)

Figure II.8. a) Diagramme de bandes d'un transistor HEMT, b) Densité surfacique des porteurs dans le canal : résultats obtenus en présence ou en l'absence d'un cap de GaN.

II.4 Etat de l'art actuel des transistors HEMTs GaN

Après avoir rappelé les propriétés cristallines en termes de polarisation spontanée et piézoélectrique et la structure technologique du transistor HEMT, il convient à présent de recenser les résultats les plus marquants enregistrés ces dernières années. Afin de mieux représenter ces différentes performances, nous avons repris les topologies des transistors correspondantes (longueur de grille), ainsi que la technologie utilisée pour un résultat donné. Le tableau II.2 référence les fréquences de coupure des gains en courant et en puissance relatives à la filière GaN selon le type de substrat utilisé. Sur un substrat SiC, la plus haute fréquence d'oscillation atteinte est de l'ordre de 300 GHz avec une fréquence de coupure de 70 GHz [63]. Sur un substrat en Si, la fréquence de coupure et la fréquence maximale d'oscillations démontrées récemment ont respectivement atteint 150 GHz [64] et 206 GHz [65].

L_g (nm)	Substrat	F_T (GHz)	F_{Max} (GHz)	Réf
90	Si	152	149	[64]
110	Si	107	206	[65]
90	Si	90	150	[65]
100	Si	90	105	[66]
75	Si	85	150	[64]
150	SI 4H-SiC	80	110	[67]
60	SiC	70	300	[63]

Tableau II.2. Performances atteintes en fréquence de coupure (F_T) et en fréquence d'oscillation (F_{Max}).

En termes de puissance hyperfréquence, des résultats remarquables ont été également publiés à travers le monde. Avec une densité de puissance de 4.5 W/mm à 34 GHz, [63], et 2.5 W/mm à 80.5 GHz [68], les transistors AlGaIn/GaN sur substrat SiC détiennent le record en densité de puissance hyperfréquence. Un récapitulatif de l'état de l'art en fonction du substrat utilisé et de la technologie employée (sans et avec Field-Plate) est présenté dans le tableau II.3, [69, 70].

Type de substrat	HEMTs passivés	Field plate	Réf.
Si	1.9W/mm @ 10GHz 12W/mm @ 2.14GHz 5.1W/mm @ 18GHz 1,5W/mm @ 40GHz 3.3W/mm @ 40GHz	7W/mm @ 10GHz	[71], [72], [73]
Al ₂ O ₃	2W/mm @ 40 GHz 3W/mm @ 18GHz 12.1W/mm @ 4GHz 4.7W/mm @ 20GHz 2.9W/mm @ 18GHz	12W/mm @ 4GHz	[73-74]
SiC	5W/mm @ 2GHz 5.01W/mm @ 8GHz 12W/mm @ 10GHz 7.9W/mm @ 18GHz 4.2W/mm @ 35GHz 10.5W/mm @ 40GHz	32W/mm @ 4GHz 30W/mm @ 8GHz 10.4W/mm @ 10GHz 11W/mm @ 10GHz 9.1W/mm @ 18GHz 5.7W/mm @ 30GHz	[75], [76], [77]

Tableau II.3. Les performances en densité de puissance dans la filière HEMT GaN pour différents substrats utilisés.

II.5 Caractéristiques électriques du transistor HEMT

Nous décrivons dans ce paragraphe les paramètres électriques pouvant quantifier les performances des composants. Les différentes composantes passives et actives du schéma équivalent sont représentées à la figure II.9.

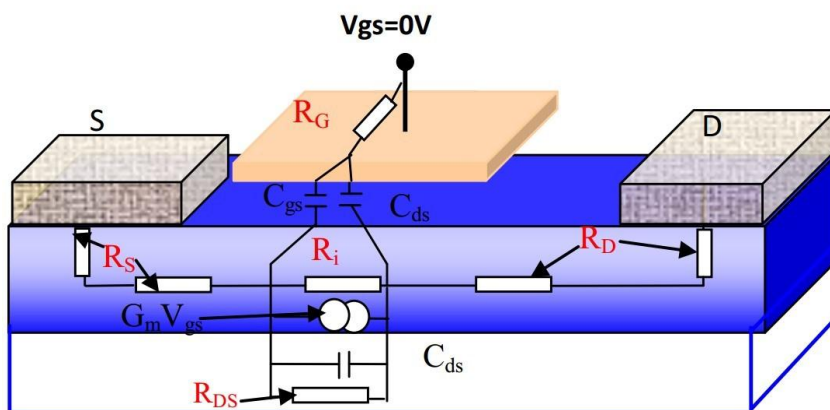


Figure II.9. Représentation schématique des éléments électriques d'un transistor HEMT AlGaN/GaN.

L'analyse du transistor consiste à déterminer d'une part, les caractéristiques électriques au 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 II.9. La quantification de ces paramètres est effectuée en s'appuyant sur le schéma équivalent en régime petit signal basé sur un modèle théorique associé à des formules mathématiques.

II.5.1 La transconductance (G_M)

La transconductance (G_M), est définie comme la variation du courant de drain en fonction de la tension de grille à la tension de drain est constante :

$$G_M = \left(\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right)_{V_{DS}=cste} \quad (II.14)$$

Cette caractéristique permet d'évaluer la qualité de la commande de grille et de déterminer la tension de pincement du transistor. Deux méthodes sont possibles, La première méthode consiste à projeter la pente de la fonction de transfert (tension V_{GS}) sur l'axe des abscisses et à relever la valeur de tension à l'origine, et la deuxième méthode consiste à relever la tension $V_{GS}=V_P$ lorsque la densité de courant de drain est égale à 1 mA/mm. Ce dernier semble être le plus efficace, car lorsque le transistor est bloqué, il peut garantir la valeur précise du courant résiduel dans le canal, tandis que la première laisse une petite incertitude sur le courant résiduel.

Par ailleurs, le tracé de la fonction de transfert du composant en fonction de la tension V_{GS} pour une valeur $V_{DS}=cte$ (Figure II.11) fait apparaître trois zones de fonctionnement :

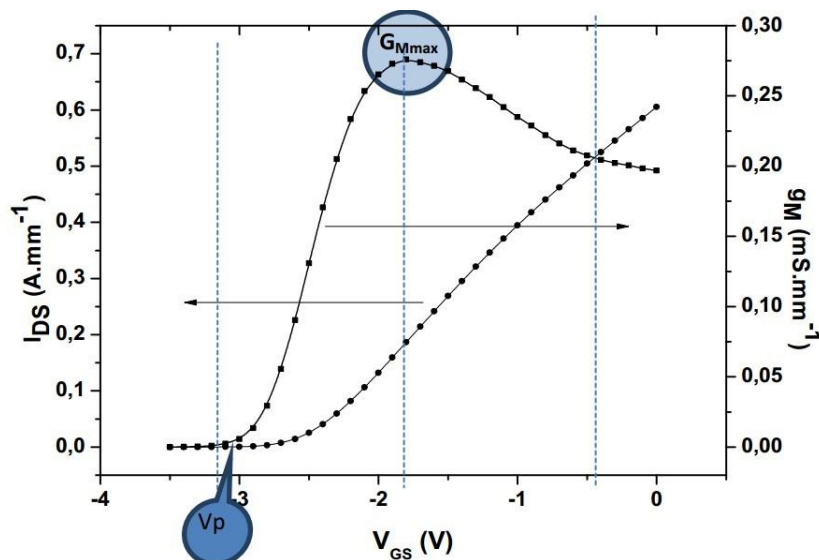


Figure II.10. Evolution type de la caractéristique de transfert du transistor HEMT [52]

- Pour $V_{GS} < V_P$, la densité de 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, comme illustré sur la figure II.10.
 - 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 lorsque V_{GS} se rapproche de 0 V.
- 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} .

II.5.2 La conductance de sortie (G_D)

La conductance de sortie reproduit la variation du courant de drain en fonction de la tension de polarisation drain-source à la tension de grille constant. Cet indicateur de la saturation du courant de drain s'exprime en fonction de l'inverse de la résistance drain-source :

$$G_D = \frac{1}{R_{DS}} = \left(\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right)_{V_{GS}=cste} \quad (II.15)$$

Une conductance de sortie élevée affectera sérieusement les performances du transistor. En fait, il s'agit d'un signe de phénomènes physiques indésirables, tels que des effets d'ionisation provoqués par des collisions en présence d'un fort champ électrique, des fuites de substrat, des fuites de buffer (tampon) ou des effets de canal court. Par conséquent, afin de réduire la G_D , un bon rapport hauteur/largeur, une faible densité de pièges dans la couche tampon et une couche barrière arrière doivent être satisfaits.

II.5.3 La Capacité grille-drain (C_{GD})

Il reflète l'interaction capacitive entre les deux électrodes de grille et de drain. Lorsque la fréquence de fonctionnement augmente, son impact sur le fonctionnement des composants est particulièrement important. En haute fréquence, une partie de la capacité C_{GD} se trouve reportée sur l'impédance d'entrée et s'ajoute à la capacité C_{GS} engendrant ainsi une diminution de la bande passante dans les amplificateurs, conséquence de l'effet Miller. De plus, cette capacité parasite court-circuite la source en hautes fréquences par effet de couplage direct. La capacité C_{GD} est définie par :

$$C_{GD} = \frac{\partial Q}{\partial V_{GD}} \quad (\text{II.16})$$

II.5.4 La capacité drain-source (C_{DS})

Comme représentée sur la figure II.9, la capacité drain-source représente l'interaction capacitive entre les deux régions du canal, en l'occurrence, les régions de drain et de source. Elle prend en compte les effets parasites de couplage électrostatique entre l'électrode de drain et celle de source.

II.5.5 La fréquence de transition et la fréquence maximale d'oscillation

Ce sont deux caractéristiques importantes des transistors HEMTs que l'on détermine grâce à la mesure des paramètres S. La fréquence de transition F_T représente la fréquence pour laquelle le module du gain en courant (H_{21} est égal à 1. Pour un transistor intrinsèque, (sans tenir compte des éléments d'accès) celle-ci est donnée au premier ordre par l'expression (II.17):

$$F_T = \frac{G_M}{2 \cdot \pi (C_{GS} + C_{gd})} \quad (\text{II.17})$$

D'autre part, la fréquence maximale d'oscillation F_{MAX} , nous renseigne sur la fréquence maximale de fonctionnement du transistor pour laquelle le gain en puissance vaut l'unité. Cette fréquence est donnée par la formule suivante :

$$F_{Max} = \frac{F_T}{2 \sqrt{4 \frac{(R_s + R_g + R_{GS})}{R_{DS}} + 2 \cdot \frac{C_{GD}}{C_{GS}} [G_M (R_s + R_{GS})]}} \quad (\text{II.18})$$

A travers de ces équations, l'amélioration des performances des composants exige entre autres la réduction des éléments parasites à savoir : les résistances parasites d'accès, la conductance de sortie $\frac{1}{R_{DS}}$ susceptibles de contribuer à la chute drastique des performances en fréquences ainsi que les capacités parasites C_{GS} et C_{GD} . L'obtention du gain maximum disponible (MAG) nécessite une bonne adaptation des impédances en entrée et en sortie du composant sous test. La caractéristique I(V) d'un transistor HEMT ainsi que la droite de charge sont illustrés sur la figure II.12.

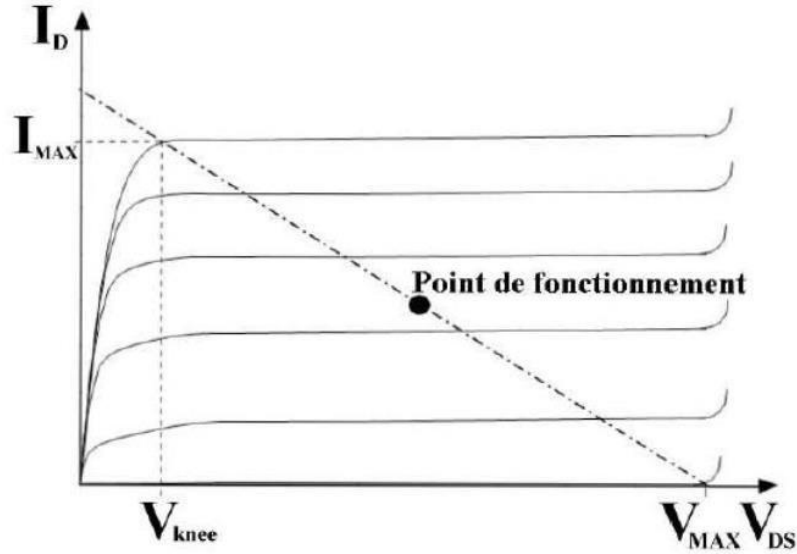


Figure II.11. Droite de charge optimale pour l'obtention du maximum de puissance de sortie.

Ayant la plus grande exploration de la caractéristique courant-tension, cette droite de charge idéale, permet de prédire la puissance maximale atteignable en classe A. Ainsi, l'estimation théorique de la densité de puissance du composant en l'absence de gate-lag et surtout du drain-lag peut être obtenue à partir des paramètres électriques obtenus en régime statique en s'appuyant sur l'équation II.19.

$$P_{out} = \frac{I_{MAX} \cdot (V_{MAX} - V_{Knee})}{8} \quad (II.19)$$

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 rentre en régime de saturation. Cependant, il convient de noter que cette équation ne tient pas compte des défauts éventuels présents dans les matériaux et des défaillances technologiques. Ceci explique la dispersion qui peut être observée entre la valeur de la puissance théorique ainsi obtenue et la valeur réelle mesurée à partir de la caractérisation du composant. Le rendement en puissance ajouté PAE (Power Added Efficiency), doit être le plus élevé possible afin de garantir de faibles pertes énergétiques et éviter l'auto-échauffement. Ainsi, le rendement en puissance ajoutée s'écrit :

$$P.A.E = \frac{P_{out(ac)} - P_{in(ac)}}{P_{ds}} \quad (II.20)$$

Où P_{in} (ac) est la puissance d'entrée, P_{out} (ac) la puissance en sortie du signal et P_{dc} la puissance d'alimentation en continu.

II.6 Modèle physico-électrique du transistor HEMT

II.6.1 Modèle de transport de porteurs de charges

Il existe deux principaux types de modélisation permettant de décrire le fonctionnement des composants semi-conducteurs :

- Modèle macroscopique pour résoudre l'équation de transport dans le semi-conducteur couplée à l'équation de Poisson numériquement (plutôt que par des expressions analytiques).
- Modèles microscopiques ou particuliers, incluant le suivi de l'évolution de chaque électron dans l'espace et le temps. La modélisation numérique de la dynamique des porteurs libres dans les composants semi-conducteurs est basée sur la résolution de l'équation de transport de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{q\vec{E}}{h} \cdot \overrightarrow{grad}_k(f) + \vec{v} \cdot \overrightarrow{grad}_r(f) = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \quad (II.4)$$

Cette équation régit l'évolution de la fonction de distribution f , qui est la probabilité de présence d'une particule au point (r, k) de l'espace des phases à l'instant t . Le second terme rend compte de la force de Coulomb dans un champ E . Le troisième terme représente les forces de diffusion résultant des gradients de concentration. Le second membre rend compte des collisions avec le réseau cristallin. L'équation de Boltzmann est valable tant que n'interviennent pas les effets quantiques, c'est-à-dire pour des composants ayant des zones actives suffisamment épaisses.

La simulation électrique de composants électroniques tels que les HEMTs équivaut à déterminer le potentiel électrique et le flux porteur. Pour déterminer ces quantités, on utilise les deux lois suivantes :

- la loi de continuité, qui permet de définir la densité du courant, autrement dit, le flux de porteurs et donc le courant électrique
- la loi de Poisson qui permet de définir le potentiel électrostatique (II.5).

$$-\Delta V = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r} (p - n + N) \quad (II.5)$$

Dans l'équation (II.4), V est le potentiel, q est la charge électrique élémentaire, ϵ_r est la constante diélectrique du semiconducteur, n et p sont respectivement les concentrations des électrons et des trous et N est la concentration des impuretés ionisées de type donneur.

Les équations de continuité des densités de porteurs libres, électrons (II.6) et trous (II.7) représentent la continuité des flux de porteurs [78] :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (\text{II.6})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_p + G_p - R_p \quad (\text{II.7})$$

L'expression de la recombinaison de type Shockly Read Hall R est donnée par (II.7) :

$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)} \quad (\text{II.8})$$

n_i est la concentration intrinsèque, τ_n et τ_p sont les durées de vie des porteurs.

Les vecteurs densités des courants \vec{J}_n et \vec{J}_p dus au champ électrique sont donnés par les expressions (II.8, II.9) [79,80] :

$$\vec{J}_n = -qn\mu_n \overrightarrow{\text{grad}} V + qD_n \overrightarrow{\text{grad}} n \quad (\text{II.9})$$

$$\vec{J}_p = -qp\mu_p \overrightarrow{\text{grad}} V - qD_p \overrightarrow{\text{grad}} p \quad (\text{II.10})$$

Avec μ_n et μ_p les mobilités des porteurs et D_n et D_p les coefficients de diffusion, reliés entre eux par l'équation d'Einstein (II.11):

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k.T_L}{q} \quad (\text{II.11})$$

T_L est la température de la maille cristalline.

Ceci nous conduit à une deuxième formulation des densités de courants:

$$\vec{J}_n = -q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \vec{E} + \mu_n k T_L \overrightarrow{\text{grad}} n \quad (\text{II.12})$$

$$\vec{J}_p = -q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \vec{E} - \mu_p k T_L \overrightarrow{\text{grad}} p \quad (\text{II.13})$$

II.6.2 Résolution numérique par la méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est très largement utilisée pour l'étude du comportement physico-électrique des transistors à effet de champ. Elle permet de transformer un problème à équations différentielles en un système numérique pouvant être résolu par des techniques numériques. Cette méthode consiste à diviser la structure à étudier, en morceaux de base appelés maillage. On applique à chaque élément du maillage les différentes équations qui décrivent le comportement physique et thermique du dispositif étudié et on définit les conditions aux limites du système. Le système d'équations est ensuite résolu à l'aide d'algorithmes appropriés d'analyse numérique.

La mise en œuvre des méthodes numériques de résolution des problèmes aux dérivées partielles telles que la méthode des éléments finis comprend trois étapes principales:

- discrétisation du milieu continu en sous domaines (ou maillage),
- construction de l'approximation nodale par sous domaine (exprimer les dérivées à l'aide des éléments finis en tout nœud i , i variant de 1 à n nœuds)
- exprimer les valeurs de la fonction en tout point sur la frontière en tenant compte des conditions aux limites.

II.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le fonctionnement spécifique du transistor HEMT au travers de sa structure physique et du principe d'hétérojonction AlGaIn/GaN.

Après description des rôles des couches que comporte la structure HEMT, nous avons présenté le modèle physique régissant le fonctionnement du transistor HEMT tel que le modèle de Dérive Diffusion (DD). Ensuite, nous avons présenté l'état de l'art mondial de la filière HEMT AlGaIn/GaN sur les différents substrats Si, SiC et saphir.

Ainsi, les caractéristiques électriques et hyperfréquences du transistor HEMT, tels que la transconductance, la conductance de sortie, la capacité grille-drain et drain-source, la fréquence de transition et la fréquence maximale d'oscillation ont été introduites dans le paragraphe II.5.

Chapitre III

Résultats de simulations du DG-HEMT

III.1 Introduction

La simulation est un moyen très important pour la compréhension et l'explication de certains phénomènes physiques qui régissent le fonctionnement des dispositifs électroniques et leurs performances. Ce chapitre est consacré pour la simulation et l'interprétation des résultats de simulation obtenus [84].

Le nitrure de gallium (GaN) et ses alliages à base d'indium et de bore sont largement utilisés dans la fabrication de transistors à haute mobilité électronique (HEMT, PHEMT, MMHEMT, MOS-HEMT).

Dans ce chapitre, nous présenterons l'outil de simulation SILVACO utilisé pour étudier ce composant. Ensuite, nous étudierons les caractéristiques électriques telles que $I_{ds}(V_{ds})$, $I_{ds}(V_{gs})$, la transconductance du DG-HEMT AlGaN/GaN/BGaN. En plus, sur le point de vue technologique, on va examiner l'influence quelques paramètres technologiques sur les performances statique et radio fréquence du DG-HEMT. Puis nous allons présenter la distribution des grandeur électrique comme le potentiel, la concentration électronique, la densité du courant, ainsi, l'évolution du champ électrique dans le composant.

III.2 Description des modules de simulateur SILVACO

Le terme SILVACO "Silicon Valley Corporation " est une entreprise leader aux États-Unis qui vend des logiciels TCAD (Technical Computer Aided Design). L'outil de conception permet de simuler le comportement électrique et thermique des composants électroniques en tenant compte de leur structure (dopage, propriétés des matériaux, géométrie, caractéristiques de transmission, etc.). TCAD aide à concevoir des composants et/ou à comprendre les mécanismes physiques qui contrôlent leur fonctionnement. Le principal avantage de ce simulateur est qu'il permet de visualiser des phénomènes physiques difficiles d'accès et donc observables. Les modules de TCAD-SILVACO peuvent être utilisé pour la simulation des étapes de fabrication technologique tels que, ATHENA, SSupreme3 SSupreme4, etc... [85]

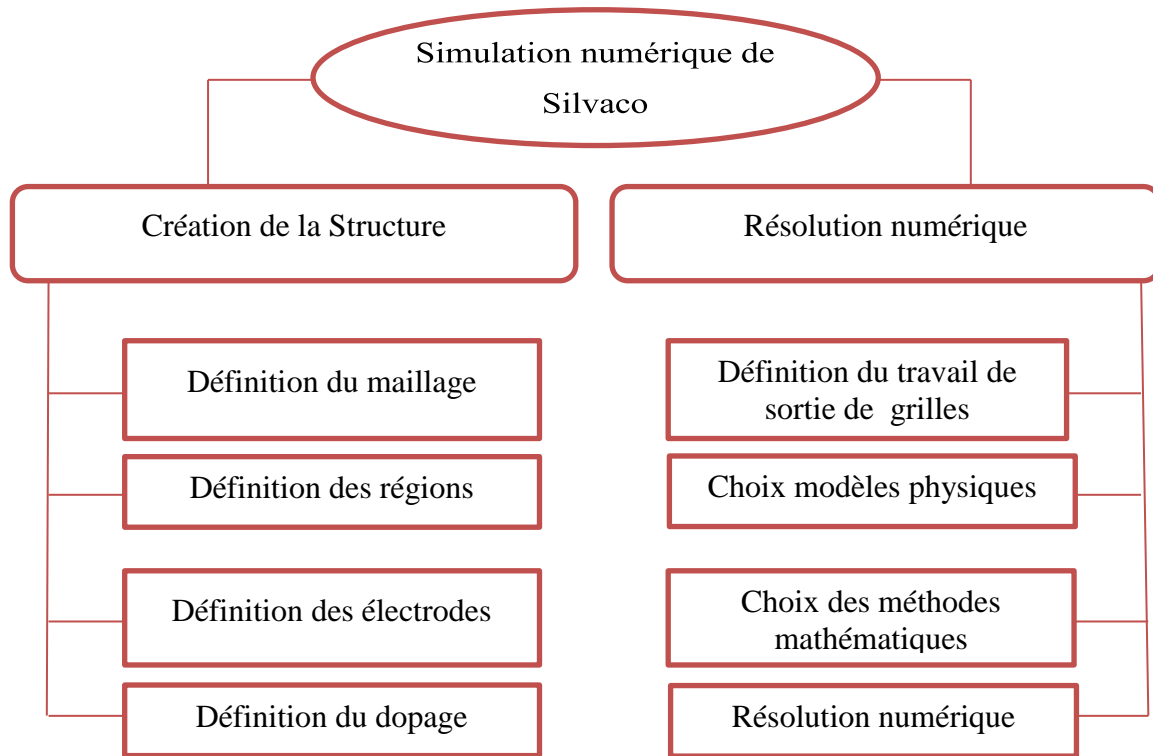


Figure III.1. Diagramme de la simulation numérique de Silvaco [86]

III.2.1 les outils de simulation ATLAS, Athena ,DevEdit et Tonyplot

Le logiciel de simulation ATLAS est un simulateur de modélisation bidimensionnels et trdimensionnels des composants, qui consiste à décomposer des équations différentielles Dérivé des propriétés physiques du composant, telles que les propriétés physiques de diffusion ou de transmission La géométrie discrète permet donc de prédire les caractéristiques électriques

La plupart des composants semi-conducteurs sont en mode continu, transitoire ou fréquentiel. Dans Comportement électrique plus "externe". ATLAS est conçu pour que vous puissiez utiliser Autres outils pratiques, ces outils sont les suivants [87, 88, 89].

- **ATHENA TCAD-SILVACO**

Le module de simulation ATHENA de TCAD-SILVACO fournit la simulation les procédés utilisés dans l'industrie des semi-conducteurs : diffusion, oxydation, Procédés d'implantation ionique, de gravure, de photolithographie et de dépôt. Il permet de simuler toutes les étapes de fabrication utilisées dans la technologie HEMT qui sont rapides et précises comme les transistors bipolaires et unipolaires, les composants optoélectroniques,

MEMS et composants de puissance. Il fournit des informations importantes pour la conception et l'optimisation des composants.

Procédures de simulation à différentes étapes (définies comme entrées) Phénomènes techniques et physiques, construits à l'aide du module DECKBUILD TCAD-SILVACO ; puis le fichier de sortie de la structure est complété par des modules chiffre de Tonyplot[90]. (Voir figure III.2)

- **DevEdit TCAD-SILVACO**

Est un outil qui Dessiner l'environnement de la structure du dispositif (taille, dopage,...) et sa grille, qui peut être utilisée dans Structure existante, modifier des équipements ou créer des équipements à partir de zéro. Ces appareils peuvent ensuite être utilisés par les simulateurs 2D et 3D de SILVACO [90]. (Voir figure III.2)

- **Tonyplot**

Tonyplot est un outil de traitement graphique utilisé avec tous les simulateurs SILVACO et fait partie intégrante de VWF. Il offre des possibilités complètes de visualisation et d'analyse des caractéristiques de sortie (structure des composants électroniques, le maillage, la répartition du dopage et les caractéristiques électriques). TONYPLOT peut fonctionner indépendamment ou avec d'autres outils VWF interactifs tels que DECKBUILD, VWF ou SPDB [90]. (Voir la figure III.2)

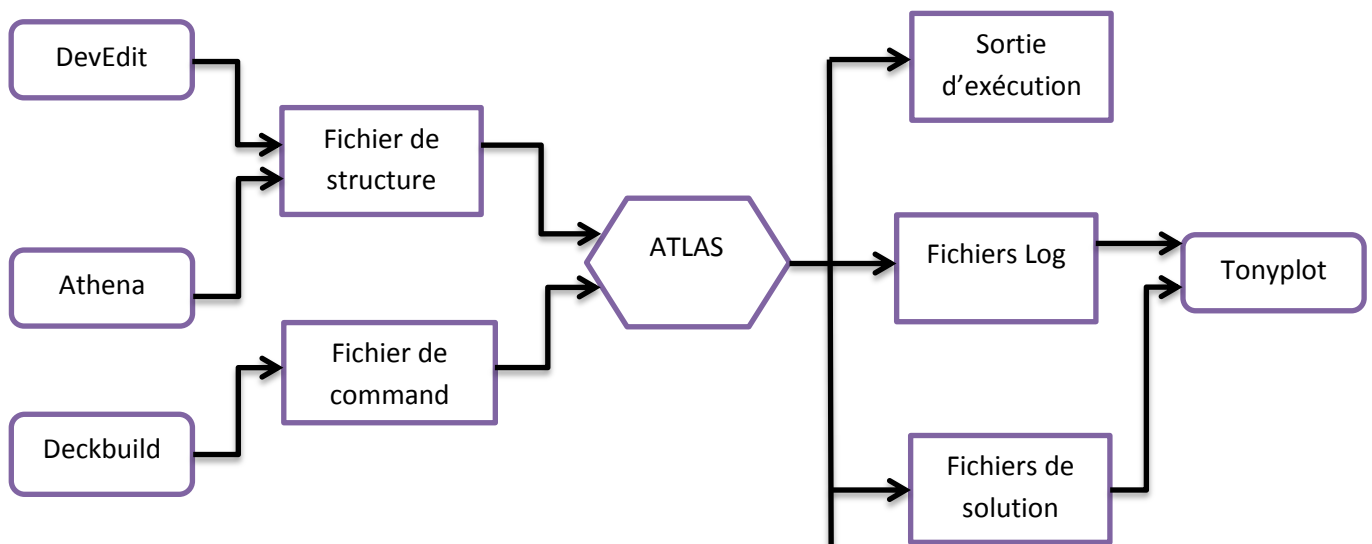


Figure III.2. ATLAS entrées et sorties [90].

Dans le schéma de la figure III.2, nous distinguons les différents types d'informations qui circulent en entrée comme en sortie « d'Atlas ».

III.3 Topologies des structures étudiées

Afin de définir les paramètres de la structure à simuler, tels que l'épaisseur et la longueur des différentes couches, nous avons calibré les structures de deux figures III.3 et III.4.

III.3.1 Topologies planaire du HEMT Double-canal Double-grille

La topologie de la structure étudiée est une structure planaire du HEMT Double-canal double-grille $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{N}/\text{GaN}/\text{BGaN}$ épitaxié sur un substrat silicium.

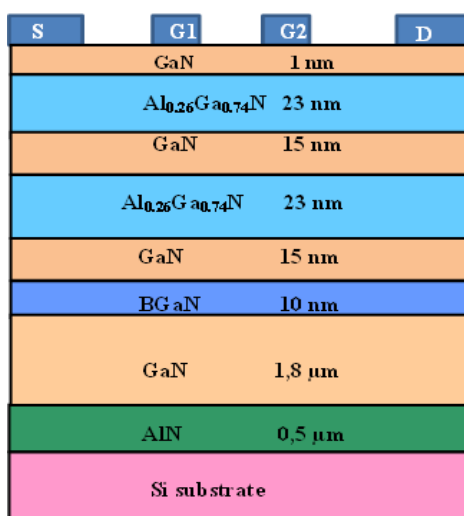


Figure III.3 : Topologie planaire du HEMT double-canal double-grille

III.3.2 Topologies verticale du HEMT simple-canal Double-grille

La figure III.4 montre la structure verticale du HEMT simple canal double grille à base de GaN.

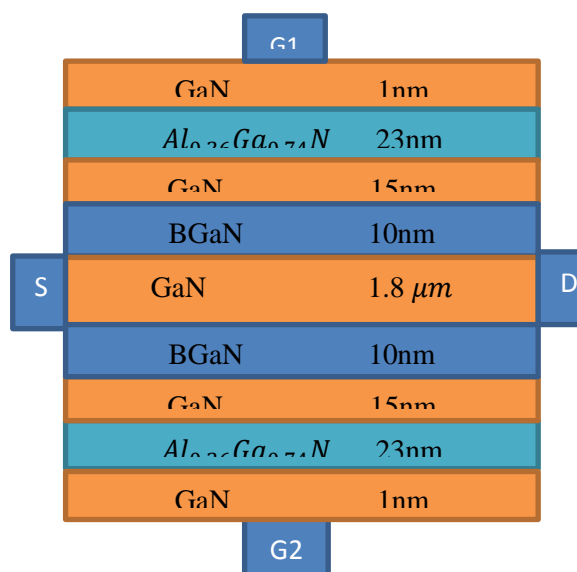


Figure III.4 : Topologie verticale du HEMT simple-canal double-grille

III.4 Résultats et interprétations

III.4.1 caractéristiques de sortie I_{ds} - V_{ds}

Nous avons représenté sur les figures III.5 et III.6 les caractéristiques de sortie donnant l'évolution du courant drain source circulant entre le drain et la source lorsque l'on fait croître la tension drain source en maintenant la tension V_{gs} à des valeurs constantes (0, -1, -2, -3, -4 et -5 V). Théoriquement est pratiquement, trois régimes de fonctionnement peuvent être distingués :

- régime linéaire (le courant I_{ds} croît avec la tension V_{ds}) : Si $V_{ds} \ll V_{dsat}$.
- régime saturé (I_{ds} est sensiblement indépendant de V_{ds}) : Si $V_{ds} \gg V_{dsat}$.
- régime non-linéaire : zone de fonctionnement intermédiaire entre les deux régimes cités ci-dessus.

Lorsque la vitesse des électrons atteint la vitesse de saturation, le transistor entre dans l'état de saturation. Lorsque la valeur absolue de la tension grille source V_{gs} augmente, la diminution de la profondeur du puits de potentiel à l'hétérojonction entraîne une diminution de la densité surfacique électronique, ce qui entraîne une diminution du courant I_{ds} . Pour une tension de grille V_{GS} suffisamment négative, le canal est bloqué. Cette tension de seuil est définie comme la tension de pincement. La concentration de porteurs dans le canal dépend en grande partie de l'épaisseur et du dopage de la couche barrière d'AlGaIn.

La figure III.5 présente le réseau des caractéristiques de sortie $I_{ds} = f(V_{ds})$ simple grille simple canal (SGSCBB), pour la tension V_{gs} varie de -5V jusqu'à 0V avec un pas de 1V.

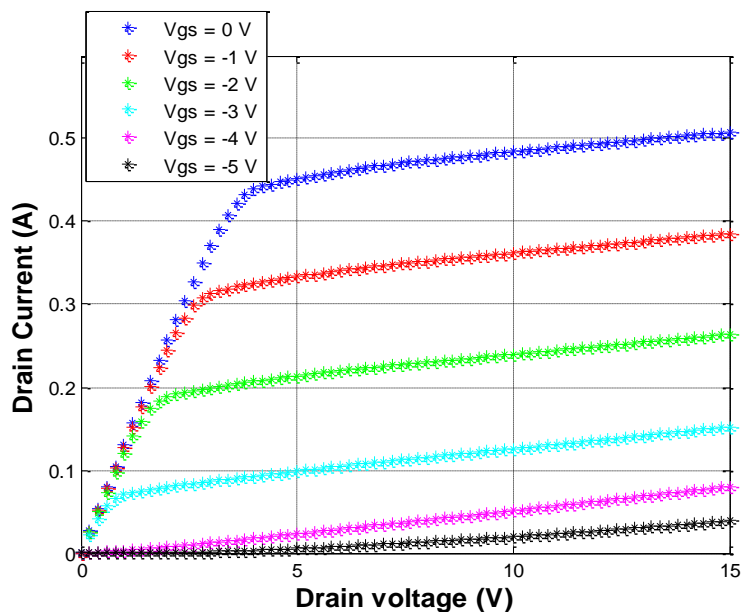


Figure III.5 : Caractéristiques de sortie du HEMT simple canal simple grille pour V_{gs} variant de 0 à -5 V avec un pas de 1.

La figure III.6 présente les caractéristique de sortie I_{ds} en fonction de V_{ds} du transistor HEMT AlGaIn/GaN/BGaIn simple grille double canal (SGDCBB), pour la tension V_{gs} varie de 0V jusqu'à -5 V avec un pas de 1V.

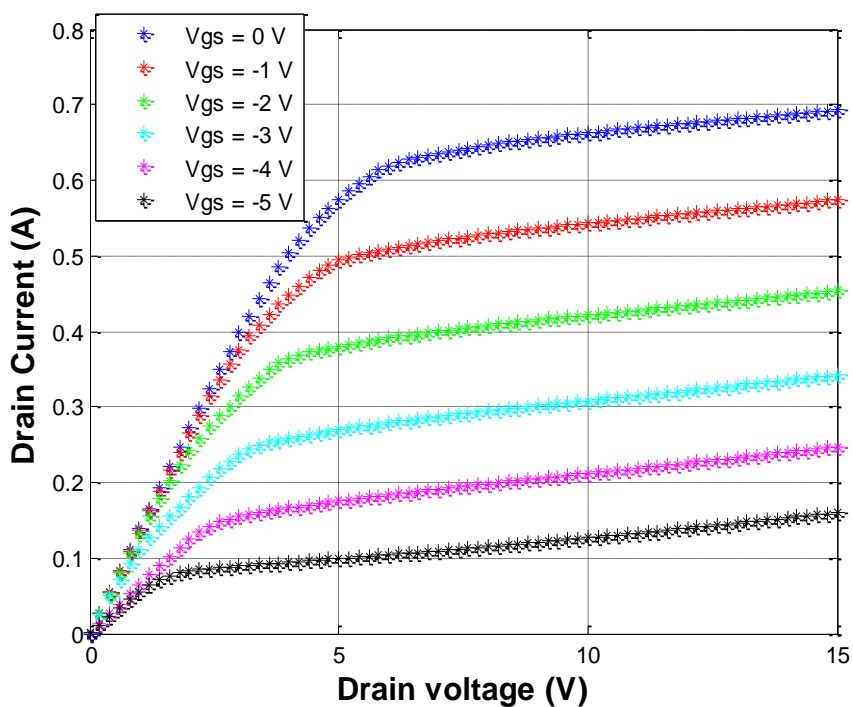


Figure III.6 : Caractéristiques de sortie du HEMT double canal simple grille pour V_{gs} variant de 0 à -5 V avec un pas de 1 V.

A la lumière des figures III.5 et III.6, On remarque les deux modes ordinaires de fonctionnement, régime linéaire pour les faibles valeurs de V_{ds} et le régime de saturation pour les fortes valeurs de tension drain source, on voit aussi un léger effondrement qui apparaît pour les grandes valeurs de V_{ds} , pour les structures SCSG HEMT et SCDG HEMT, on note que le courant maximum I_{ds} de l'ordre de 0.5 et 0.7, respectivement, et ceci pour $V_{ds} = 15$ V.

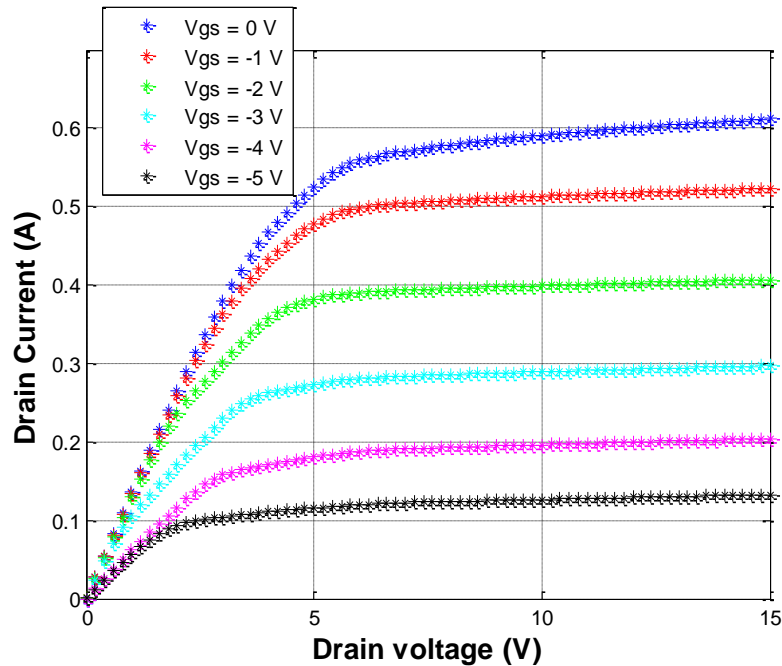


Figure III.7 : Caractéristiques de sortie du HEMT double canal double grille pour V_{gs} variant de 0 à -5 V avec un pas de 1.

La figure III.7 présente les réseaux des caractéristiques I_{ds} - V_{ds} du transistor HEMT double canal double grille, la polarisation de la grille est balayée de 0 V à -5 V avec un pas de 1, la polarisation du drain est fixée à 15 V. On constate que le courant maximum I_{ds} de l'ordre de 0.62 A.

Les figures III.8 et III.9 illustrent les caractéristiques I_{ds} - V_{ds} du transistor HEMT AlGaN/BGaN/GaN simple canal double grille dont les contacts ohmiques de source et de drain sont verticaux, la polarisation de la grille2 est 0.0 V et -3.0 V respectivement. On note principalement que pour la topologie verticale le canal est pincé pour des fortes polarisations de la grille.

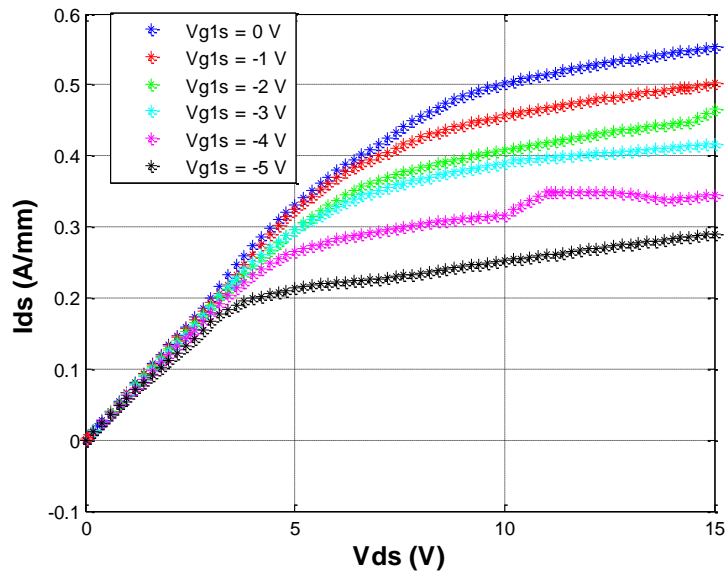


Figure III.8 : Caractéristiques de sortie la structure verticale du HEMT simple canal double grille, V_{g1s} variant de 0 à -5 V, $V_{g2s} = 0.0$ V.

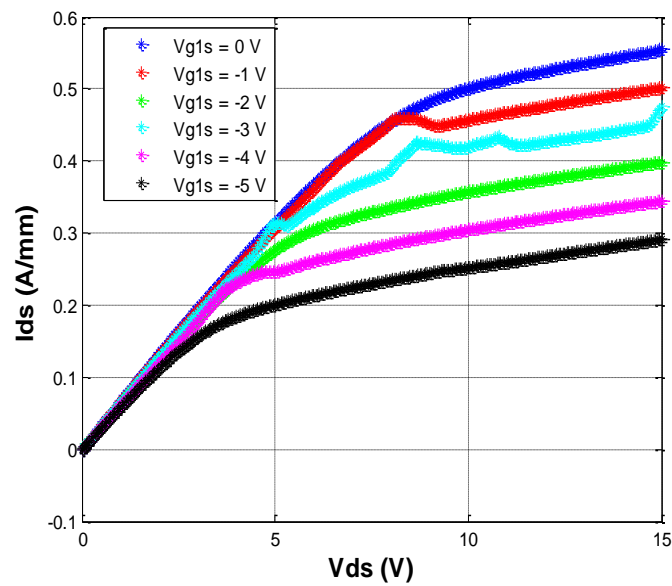


Figure III.9 : Caractéristiques de sortie la structure verticale du HEMT simple canal double grille, V_{g1s} variant de 0 à -5 V, $V_{g2s} = -3.0$ V.

III.4.2 Caractéristique de transfert $I_{ds}-V_{gs}$

La figure III.10 illustre les caractéristiques de transfert $I_{ds}(V_{gs})$ simulées à la température ambiante. Ces caractéristiques sont obtenues pour V_{ds} égale à 15V.

- Pour la courbe simple grille simple canal (SGSCBB), le courant de saturation maximum vaut 0,63 A, la tension de seuil est de -4.27 V.
- Pour la courbe simple grille double canal (SGDCBB), le courant de saturation maximum vaut 0,83 A, la tension de seuil est de -5.91 V.
- Pour la courbe double grille double canal (DGDCBB), le courant de saturation maximum est de 0,74 A, la tension de seuil est de -4.95 V.

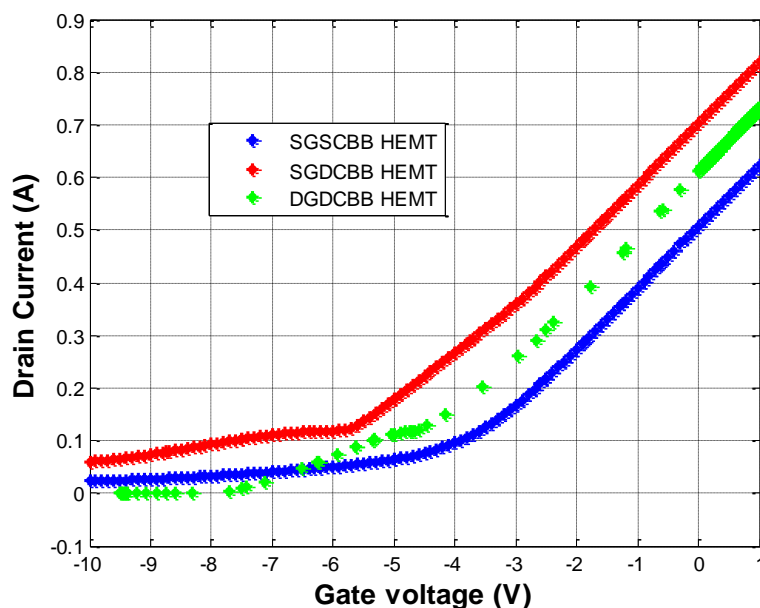


Figure III.10 : Caractéristiques de transfert $I_{ds}-V_{gs}$ simulées des HEMTs (SGSCBB, SGDCBB et DGDCBB), $V_{ds} = 15$ V.

La figure III.11 illustre les caractéristiques de transfert $I_{ds}(V_{gs})$ isothermiques. Ces caractéristiques sont obtenues pour V_{ds} égale à 15 V. Pour cette structure verticale et pour le même jeu de polarisations des grilles, la tension de seuil est importante en valeur absolue par rapport à celle du HEMT dont les contacts ohmiques de source et de drain sont planaires.

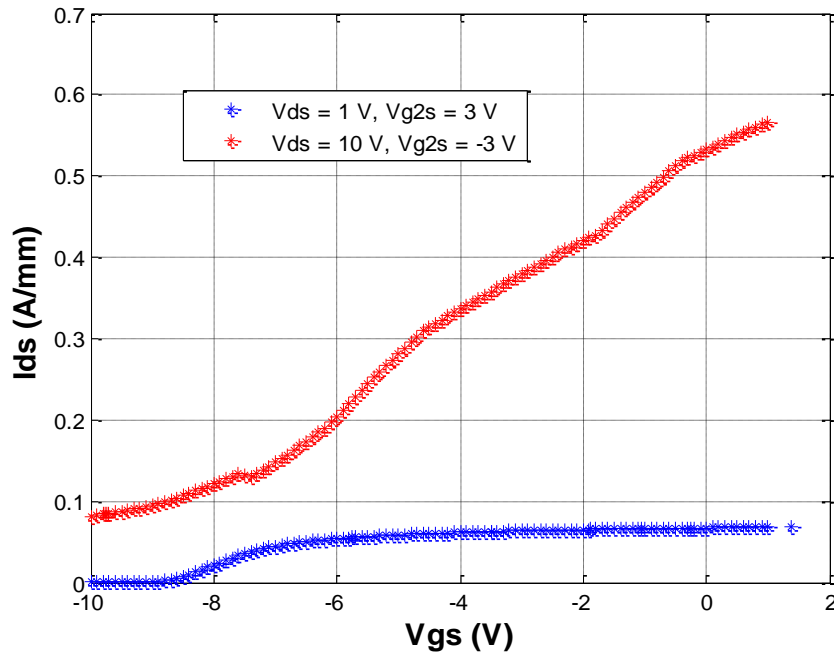


Figure III.11 : Caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} simulées du DG-HEMT.

III.4.3 La transconductance g_m

La transconductance g_m , est une caractéristique fondamentale d'un transistor, représente la variation du courant dans le canal en fonction de la polarisation de grille, à tension drain-source constante. Le HEMT se distinguent de tous les autres transistors à effets de champ par leur transconductance élevée. Elle est définie comme suit :

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}=const} \quad (III.1)$$

La figure III.12 montre la variation de la transconductance en fonction de la tension V_{gs} à une tension $V_{ds}=15V$.

On remarque que la transconductance est maximale pour $V_{gs} = 0.0 V$, elle est de l'ordre d 0.12 S/mm puis elle est presque stabilisées avec l'augmentation de la polarisation V_{gs} .

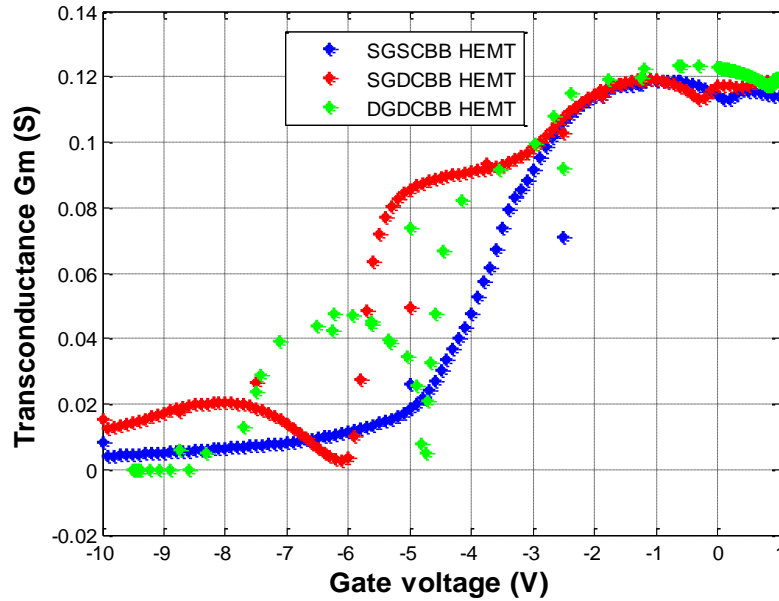


Figure III.12 : Variation de la transconductance en fonction de la tension grille-source, $V_{ds} = 15$ V

III.4.4 le courant de grille

Un fort courant de grille I_{gs} entraînera une consommation d'énergie plus élevée, une impédance d'entrée plus faible et un bruit plus élevé de HEMT. Ces conséquences limitent les performances des transistors dans les applications cibles telles que les chaînes d'émission radiofréquence [91]. Le mécanisme le plus souvent utilisé pour décrire I_{gs} a été proposé par Hasegawa [92, 93, 94, 95, 96, 97].

La figure III.13 représente le courant de grille en fonction de la tension grille-source pour $V_{ds} = 15$ V.

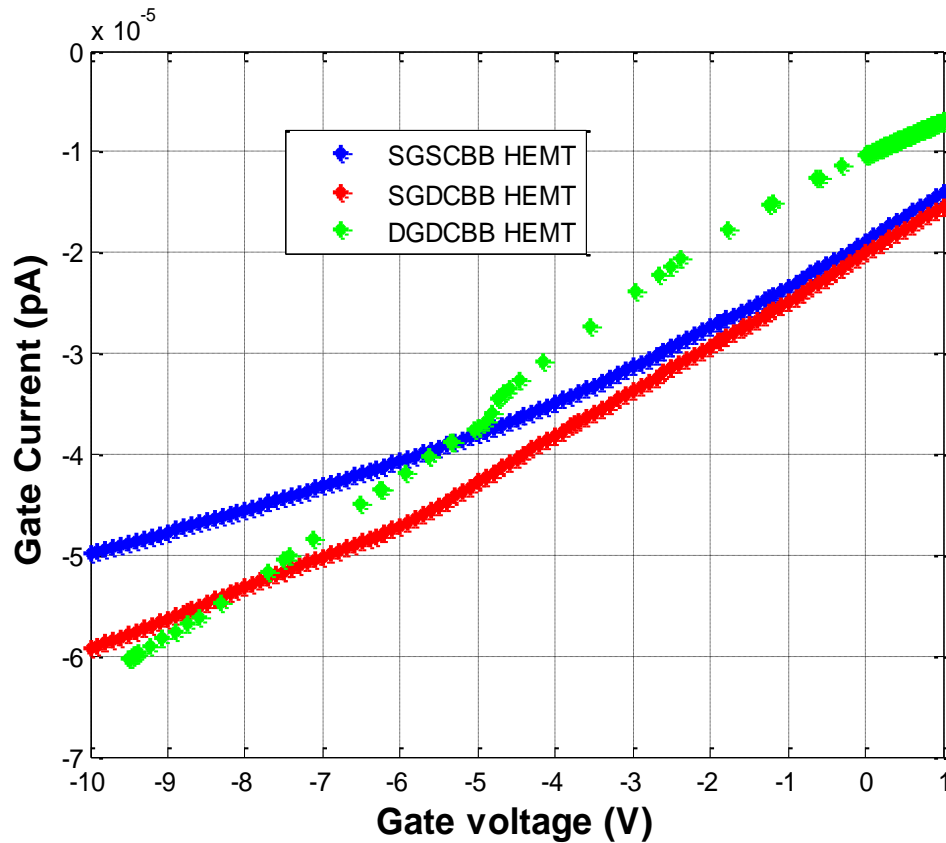


Figure III.13 : Courant de grille en fonction de la tension grille-source pour $V_{ds} = 15$ V.

III.4.5 Effet des paramètres technologiques sur le comportement DC

Les performances d'un transistor dépendent du substrat utilisé, des épaisseurs et des dopages des couches qui le constituent, ainsi que des métaux utilisés pour les électrodes et leurs longueurs.

III.4.5.1 Effet de la longueur de la grille

Les paramètres techniques jouent un rôle important dans l'optimisation et l'amélioration des performances électriques de cette structure. Dans cet esprit, nous nous intéressons à l'étude de l'effet de la longueur de grille sur le courant de drain.

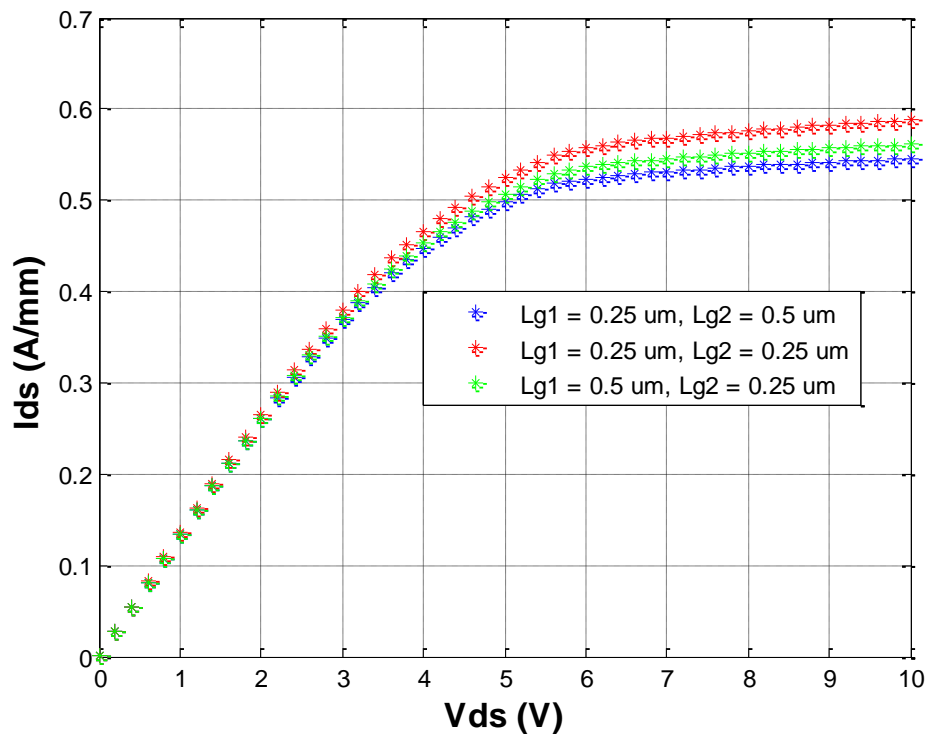


Figure III.14 : Effet de la longueur des grilles sur les caractéristiques I-V, pour $V_{ds} = 15$ V,

$$V_{g1s} = V_{g2s} = 0.0 \text{ V}$$

III.4.5.2 Impact des matériaux de substrat

➤ Le carbure de Silicium 4H-SiC

Le rapport de désadaptation de maille entre le carbure de silicium (4H-SiC) et le GaN est de 4%. Très stable thermiquement et très bon conducteur thermique, c'est le substrat le plus attractif.

Ainsi, la couche épitaxiale de GaN sur ce type de substrat présente une excellente qualité cristallographique: le taux de dislocation est généralement maintenu inférieur à 3.10^8 cm^{-2} , en particulier, du fait de l'ajout d'une couche de nucléation ou couche tampon à l'AlN, ses paramètres physiques permettent une transition plus douce entre le réseau SiC et le réseau GaN. Cette transition est encore améliorée par l'ajout de super-réseaux de nucléation. La technologie comprend l'intégration d'une série de couches AlN/GaN entre le substrat et le GaN[87]. Par conséquent, dans tous les substrats, lorsque l'application d'une puissance micro-onde est envisagée, elle est la première à prévoir. Malheureusement, cela reste très cher.

➤ Le Silicium-Si

L'avantage du silicium est qu'il a une conductivité thermique adaptée, une bonne morphologie de surface et un prix d'achat très facile. Ce type de substrat peut enfin intégrer des dispositifs à base de GaN dans des processus technologiques spécifiques au silicium, mais il ne correspond pas à 17 % à la grille de GaN. Le silicium a également une grille plus large que le GaN. Au cours du processus de croissance, ce dernier sera donc dans un état expansé ou étendu. Ce phénomène conduit de manière irréversible à la formation de fissures et de défauts cristallins tels que des dislocations [88]. De même que pour les substrats précédents, il est nécessaire de recourir à des technologies d'empilement de couches d'AlGaIn en super réseau, et ce l'interface substrat/GaN volumique, également appelé «bulk buffer» ou «GaN».

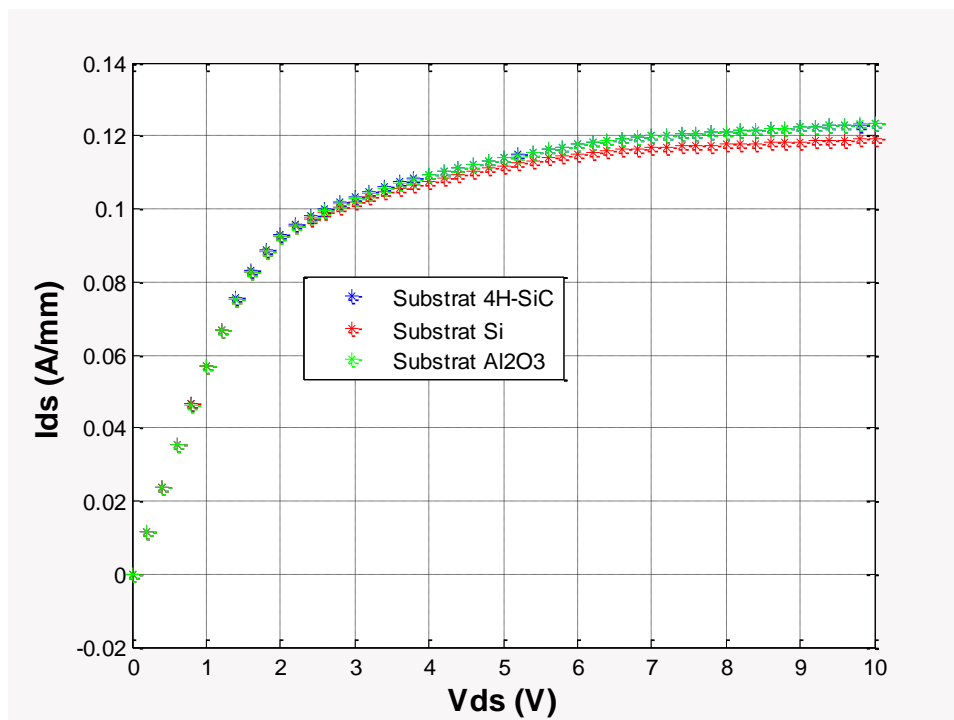


Figure III.15 : Effet du substrat sur les caractéristiques I-V, pour $V_{ds} = 15$ V,

$$V_{g1s} = V_{g2s} = -5.0$$

III.5 Cartographies des grandeurs électrique dans le transistor DG-HEMT

III.5.1 Carte du potentiel

Pour mieux comprendre le profil de distribution du potentiel dans le composant et surtout dans la région de la barrière, nous avons tracé les cartes 2D (Figure III.14.a and III.14.b) de potentiel dans le DG-HEMT AlGaIn/GaN/BGaIn à l'interface drain et grille, la valeur maximale de potentiel est d'environ 15.3V pour la structure verticale et d'environ 10.5V pour la structure planaire.

La polarisation du composant électronique en régime statique se fait par une tension de grille $V_{g2s} = 0$ V (figure III.16.a : structure verticale) et $V_{g1s} = -1$ V (figure III.16.b : structure planaire) et pour une tension de drain $V_{ds} = 15$ V.

Le potentiel présente une discontinuité suivant la direction transversale, principalement en raison de la polarisation piézoélectrique.

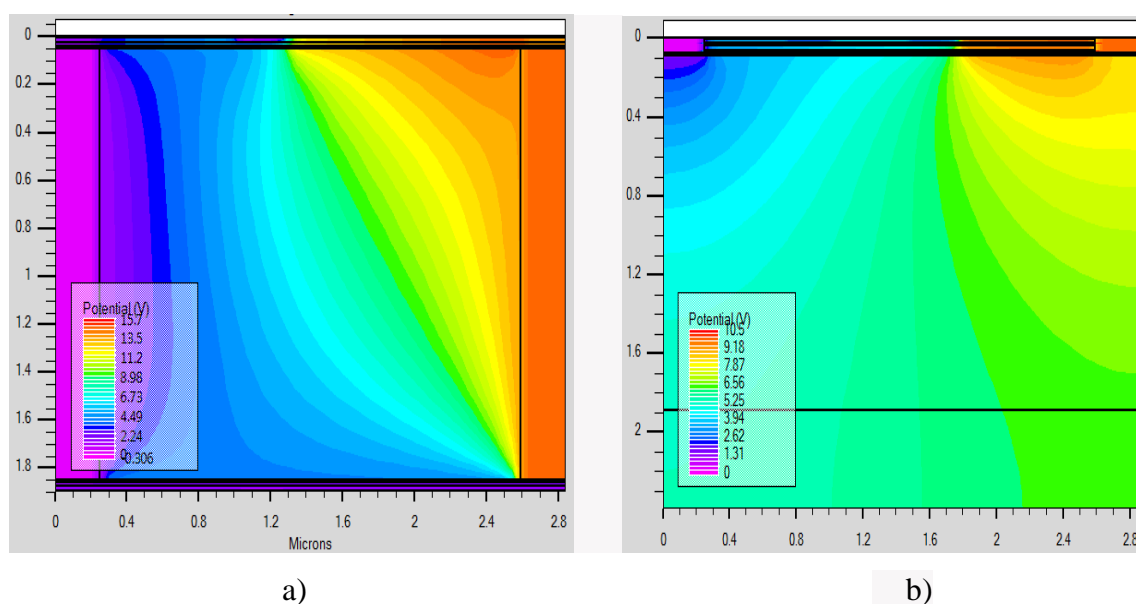


Figure III.16 : Carte 2D de potentiel dans le DG-HEMT, $V_{g2s} = 0$ V, $V_{g1s} = -1$ V

a) Structure verticale b) Structure planaire

Quelle que soit la valeur de V_{gs} , on remarque une augmentation du potentiel de la région source vers la région drain. Ces courbes montrent également que le potentiel augmente avec la polarisation de la grille.

La forme de la courbe de distribution de potentiel indique qu'il y a un gradient de potentiel plus important dans la zone proche du drain. Ceci est dû à la polarisation du drain étant plus élevée que celle de la source, et la jonction inverse sur le drain côté provoque un point de pincement élevé La valeur de tension inverse.

En passant de la zone barrière/drain à la base du composant, le potentiel est diminué très rapidement. On peut également noter que, principalement du fait de la charge piézoélectrique, la distribution de potentiel présente une discontinuité acceptable dans la direction latérale.

On peut clairement voir sur les figures III.16.a et III.16.b que selon la tension de polarisation, la distribution de potentiel de $V_{gs} = 0$ V a le même comportement que $V_{gs} = -1$ V,

c'est-à-dire qu'elle commence à une valeur nulle représente la tension de polarisation de la source, puis elle est réduite à la valeur négative de la polarisation de grille, puis augmentée à une valeur positive pour atteindre la tension de polarisation du drain.

III.5.2 Carte de la vitesse des électrons

La figure III.17 illustre la distribution de la vitesse des électrons dans le transistor DG-HEMT.

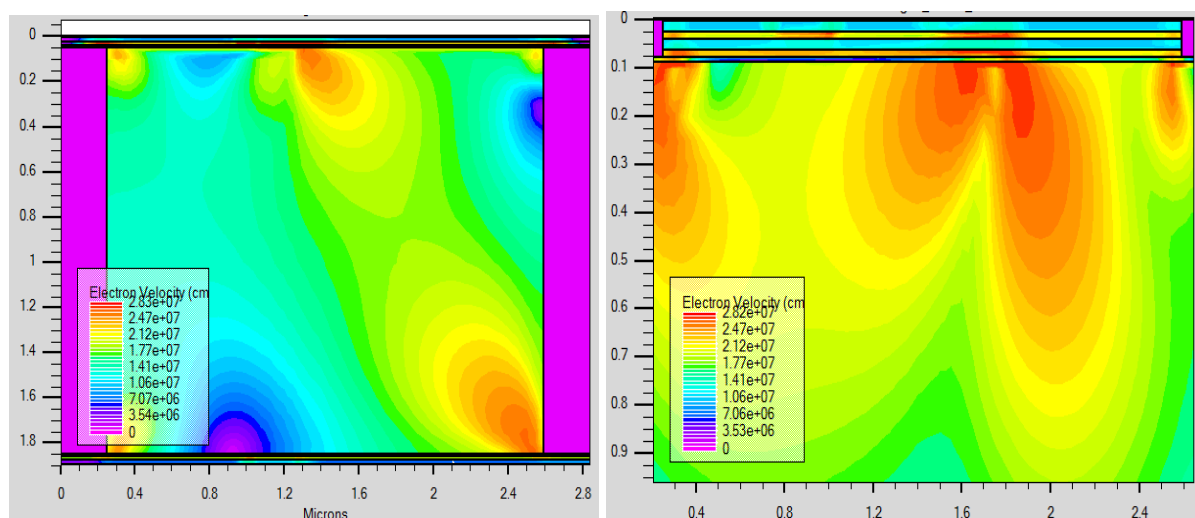


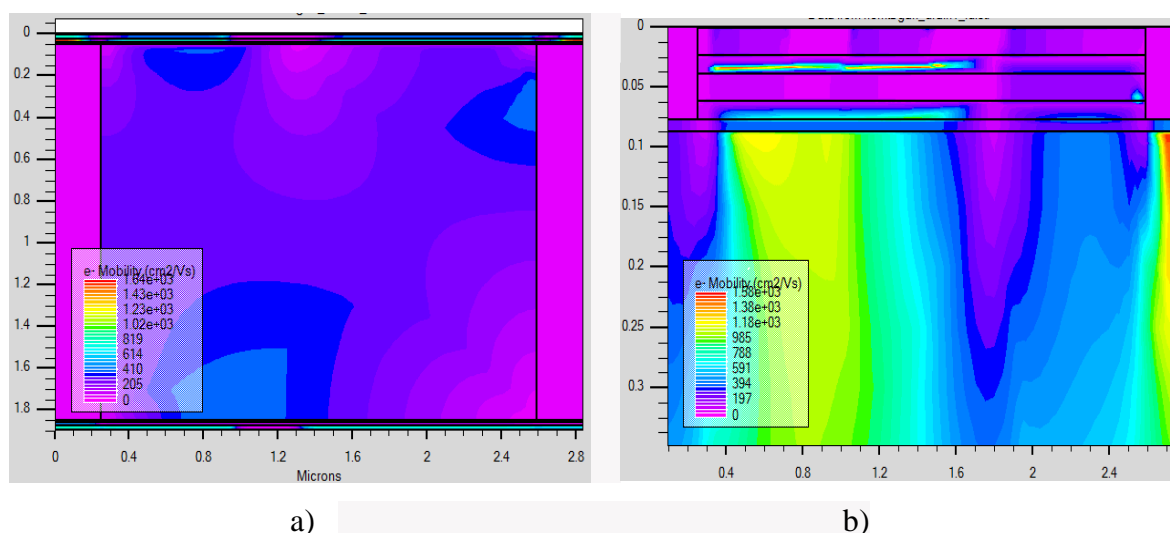
Figure III.17 : Carte 2D de la vitesse des électrons dans le DG-HEMT, $V_{g2s} = 0$ V, $V_{g1s} = -1$ V

a) structure verticale b) structure planaire

La vitesse des électrons sont plus important pour la structure verticale a l'un du la structure planaire.

III.5.3 Carte de la mobilité des électrons

La figure III.18 illustre la distribution de la mobilité des électrons dans le transistor DG-HEMT.



a)

b)

Figure III.18 : Carte 2D de la mobilité des électrons dans le DG-HEMT, $V_{g2s} = 0$ V, $V_{g1s} = -1$ V

a) structure verticale b) structure planaire

III.5.4 carte de la concentration en électrons

La figure III.19 illustre la concentration en électrons dans les deux topologies du DG-HEMT transistor DG-HEMT.

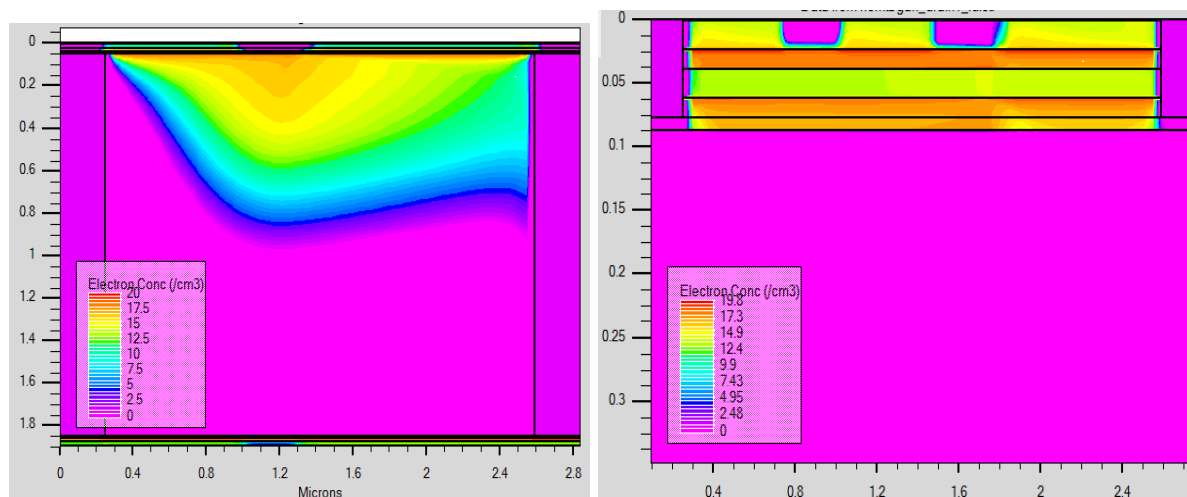
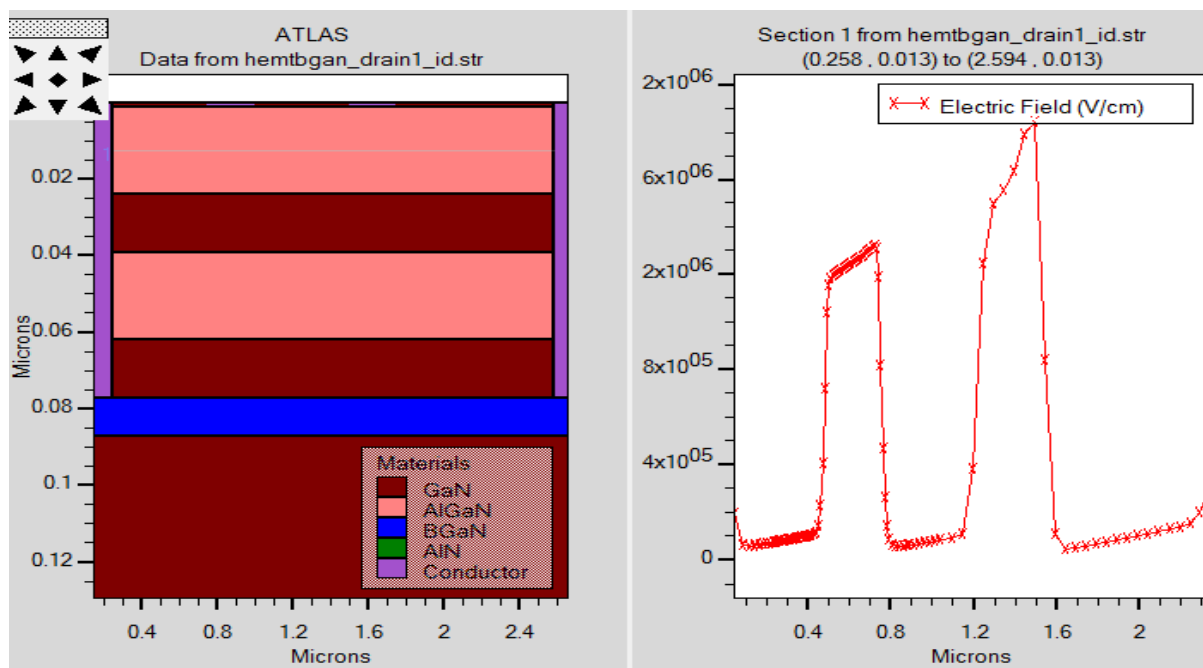


Figure III.19 : Carte 2D de concentration en électrons dans le DG-HEMT, $V_{g2s} = 0$ V, $V_{g1s} = -1$ V

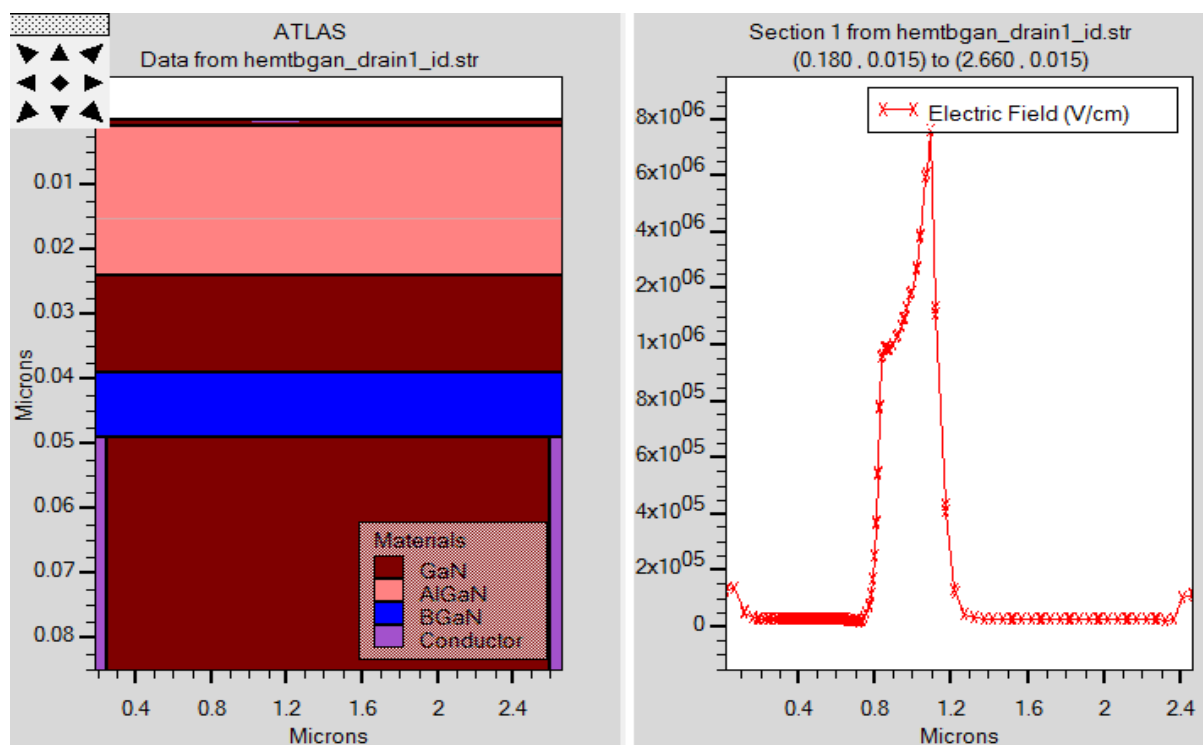
a) structure verticale b) structure planaire

III.5.5 Evolution du champ électrique

Les figures III.20 et III.21 illustrent l'évolution du champ électrique dans les deux topologies du transistor DG-HEMT AlGa_N/Ga_N/BGa_N. Nous présentons sur la figure III.20 l'évolution du champ électrique dans la couche barrière pour une tension de drain appliquée de 10 V et $V_{g1s} = V_{g2s} = 0.0$ V. Ces résultats montrent que le champ électrique est faible sur la distance source-grille puis le champ augmente et atteint environ $8 \cdot 10^6$ V/cm et commence à diminuer juste à la sortie de la grille.



a)



b)

Figure III.20 : Evolution du champ électrique dans la couche AlGaIn du DG-HEMT pour une profondeur $y = 0.015 \mu\text{m}$, $V_{g1s} = V_{g2s} = 0.0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 10 \text{ V}$.

a) structure planaire b) structure verticale

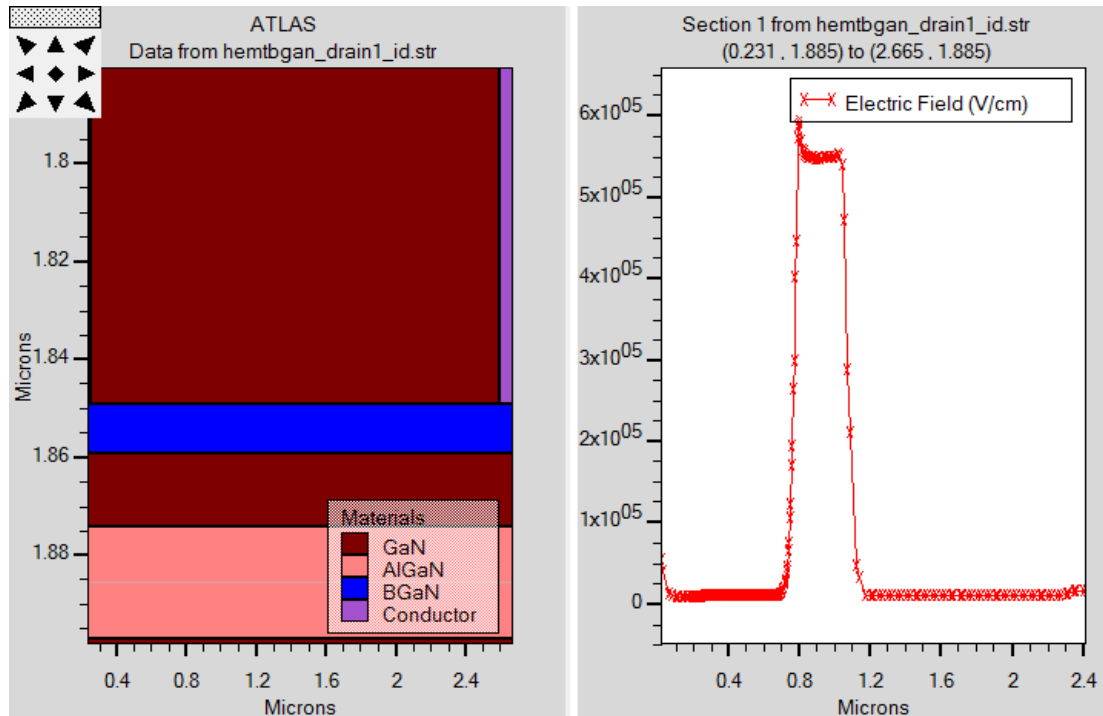


Figure III.21 : Evolution du champ électrique dans la couche AlGaIn du DG-HEMT pour une profondeur $y = 1,885 \mu\text{m}$, $V_{g1s} = V_{g2s} = 0.0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 10 \text{ V}$.

III.5 Caractéristique hyperfréquence du HEMT AlGaIn/GaN/BGaN/GaN

III.5.1 La fréquence de transition

Les DG-HEMT AlGaIn/GaN/BGaN pour les applications à large bande doivent avoir de bonnes performances en fréquence. La fréquence de coupure f_T est définie comme la fréquence à laquelle le gain en courant du transistor est égal à 1, et elle reflète la vitesse du transistor.

La figure III.22 représente la variation du gain en courant H21 en fonction de la fréquence.

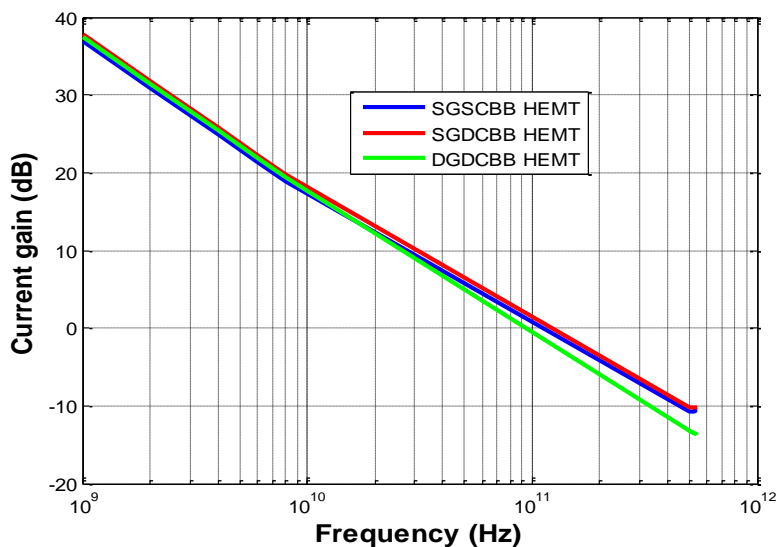


Figure III.22 : La fréquence de coupure pour $V_{ds} = 15$ V.

La figure III.23 montre également que la fréquence de coupure a tendance à diminuer avec l'augmentation du grain du courant. D'un point de vue physique, cette diminution de la valeur de f_T est due à la diminution de la vitesse de saturation des porteurs, mais celle-ci est inversement proportionnelle au grain de courant.

III.5.2 La fréquence maximale

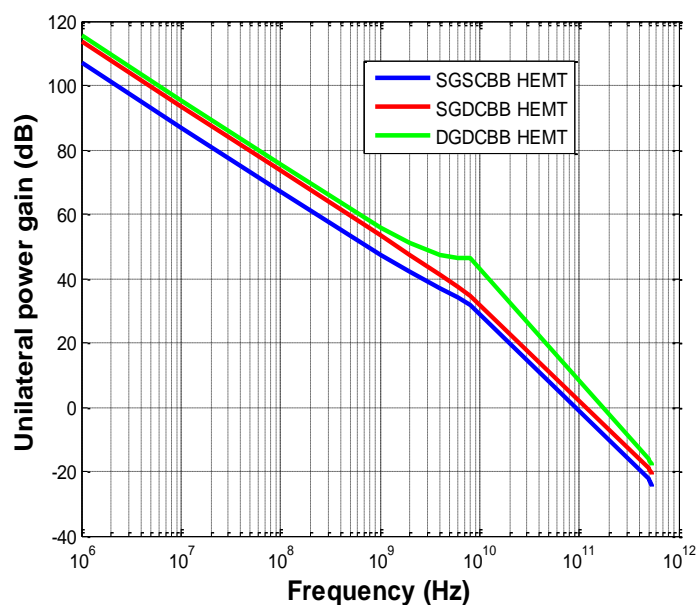


Figure III.23 : La fréquence maximale des oscillations pour $V_{ds} = 15$ V.

La figure III.23 montre également que la fréquence maximale des oscillations a tendance à diminuer avec la diminution du gain de puissance unilatéral. D'un point de vue physique, cette diminution de la valeur de f_T est due à la diminution de la vitesse de saturation des porteurs, mais celle-ci est inversement proportionnelle au gain de puissance unilatéral.

III.6 conclusion

L'étude mener dans ce chapitre nous a permis de mieux comprendre plusieurs aspects technologiques liés au performance des transistors HEMT AlGa_n/Ga_n/BGa_n/Ga_n , ceci à partir du paramétrage d'une part et d'autre part la modalisation des caractéristiques électriques nous a permis de tirer quelque remarque tels que : plus la longueur de la grille est grande, plus la valeur de la tension de seuil V_{th} et la valeur du courant de saturation I_{dss} diminuent, un autre effet observé c'est l'auto échauffement qu'est un critère majeur limitant les performances du transistor HEMT sous polarisation électrique.

Les résultats obtenus dans cette section prouvent que ces paramètres affectent intensivement les performances d'un transistor HEMT a base d'AlGa_n/Ga_n/BGa_n et que Atlas-Silvaco nous a offert un outil de simulation à la fois physique et électrique.

Conclusion générale

Les transistors HEMT conçus avec des matériaux à large écart montrent des meilleures performances, largement utilisées dans le domaine des micro-ondes. Pour les bons résultats optimisant le choix technique de la structure hétérogène, il est nécessaire d'étudier les différents paramètres internes du transistor, tels que la configuration des contacts, le dopage dans différentes couches du composant, par conséquent, compte tenu des différents mécanismes qui affectent le fonctionnement normal de ces composants.

Notre travail de mémoire s'est intéressé sur l'étude et la conception et la simulation des caractéristiques DC et AC du transistor HEMT AlGaIn/GaN double grille sur substrat 4H-SiC.

L'introduction complète de tous les travaux effectués est divisée en trois chapitres :

Le premier aspect a relaté les rappels de quelques éléments pertinents connus de la physique concernant les matériaux semi-conducteurs de la filière III-N utiles pour notre étude.

Nous avons rappelé les principales propriétés des semi-conducteurs III-N, telles que la structure cristalline du nitrure de gallium (GaN), les Alliages et le Principe physique de l'hétérojonction AlGaIn/GaN. Enfin, nous avons élaboré les techniques de croissance du GaN, et les substrats utilisés pour la croissance du GaN.

C'est de ce fait là qu'on a entamé le deuxième aspect de notre étude et qui nous avons également| rappelé les caractéristiques des structures HEMTs AlGaIn/GaN, le rôle de chaque couche et le mécanisme de formation du gaz d'électrons bidimensionnel. Nous avons décrit aussi les caractéristiques électriques du transistor HEMT tel que le modèle physico-électrique et la transconductance (G_m), la conductance de sortie, la capacité grille-drain (C_{gd})...

Le troisième aspect a concerné à l'étude par simulation des topologies du transistor HEMT double canal simple grille et double canal double grille. Nous avons exposé les résultats de simulation obtenus en régime statique et dynamique pour le HEMT (DCSGBB) et HEMT (DCDGBB) sous l'environnement Atlas du Silvaco.

Références bibliographiques

- [1] **W.Chung, E. Hoke, E. M.Chumbes, T. Palacios**, "AIGAN/GaN HEMTs with 300-GHz FMAX" IEEE Electronic Device Letters, Vol.31, No.3, PP. 195-197, April 2010.
- [2] **Y. Nakasha, Y. S. Masuda, K. Makiyama, T. Ohki, M. Kanamura, N. Okamoto, T. Tajima, T. Seino, H. Shigematsu, K. Imanishi, K. Kikkawa, T.Joshin.; N. Hara**, « E-Band 85-mW Oscillator and 1.3-W Amplifier ICs Using 0.12 um GaN HEMTS for Millimeter-Wave Transceivers », in Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium (CSICS), IEEE, p. 14, 2010.
- [3] **Tirelli. S, Marti. D, Haifeng, S. Alt. A. R, Benedickter. H, Piner. E.L. Bolognesi. C. R**, "107GHz (Al, Ga N/GaN HEMTs on Silicon with Improved Maximum Oscillation Frequency". Electronics Device Letter, Vol.31, no4, April 2010.
- [4] https://fr.wikipedia.org/wiki/Nitruure_de_gallium
- [5] **Tewfik Baghdadli**, « Thèse Etude des propriétés structurales et électroniques de nouveaux matériaux à bas d'alliages III-N pour l'optoélectronique », laboratoire Matériaux optique, photonique et Système. Unité de recherche commune UPV-Metz – Supélec - CNRS, 2009.
- [6] **M.Mitzuta,S. Fujaida, Y. Matsumoto, T. Kawamura**, J. Appl.phys.,25 (12), L945, 1986
- [7] **S.K. Pugh, D.J. Dugdale, S. Brand and R.A. Abram**, "Electronic structure calculations on nitride semiconductors", Semiconductors science and Technology., vol 14, n°1, P. 23-31, Jan. 1999.
- [8] **D.C. Look and R.J. Molnar**, "Degenerate layer at GaN/sapphire interface: influence on Hall effect measurements", Appl.Phys. Lett. Vol 70, n° 25 p. 3377-3379, 1997.
- [9] **W. Götz,L.T. Romano, J. Wilker, N.M. Johnson and R.J. Molnar**, "Hall- effect analysis of GaN films growth by hybride vapor phase epitaxy", Appl. Phy.Lett., Vol.72, n° 10, p. 1214-1216, 1998
- [10] **G. E. Stillman, C. M. Wolfe**, "Electrical characterization of epitaxial layers", Thin solid Films, 31, pp.69-88, 1976
- [11] **F. Schwierz**, "Wide bandgap and other Non-III-V RF transistors : Trends and prospects", ASU Tempe, vol.24, 2004.
- [12] **S. Bloom, G. Harbeke, E. Meier, and I. B. Ortenburger**, 'Band Structure and Reflectivity of GaN', Phys. Status Solidi, vol. 66, no. 1, pp. 161–168, 1974.
- [13] **E. Erdoğan, M. Kundakçi, and a. Mantarci**, 'InGaN thin film deposition on Si(100) and glass substrates by termionic vacuum arc', J. Phys. Conf. Ser., vol. 707, no. 1, 2016
- [14] **I. Vurgaftiman et J. Meyer**, "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors", Journal of Applied Physics, Vol. 94, p.3675, 2003.
- [15] **B.Foutz, S. O'Leary, M.Shur, et L. Eastman**. "Transient electron transport in wurtzite GaN, InN, and AlN", Journal of Applied Physics, Vol. 85, p. 7727, 1999.
- [16] **W. Fan, M. Li, T. Chong, and J. Xia**. "Electronic properties of zinc-blend GaN,

- AlN, and their alloys GaAlN”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 79, p. 188, 1996.
- [17] **S. Bouzid-Driad**, “Réalisation et caractérisation des transistors HEMTs GaN pour des applications dans le domaine millimétrique,” Université de Lille, 2013.
- [18] **S. Gökdena, A. Ilgaza, N. Balkanb, S. Mazzucato**, “The effect of scattering mechanisms on the low field mobility in GaN/AlGaIn heterostructures, *Physica E* 25, 86–92, 2004
- [19] **S. Gökdena, A. Ilgaza, N. Balkanb, S. Mazzucato**, “The effect of scattering mechanisms on the low field mobility in GaN/AlGaIn heterostructures”, *Physica E* 25, 86–92, 2004
- [20] **Ludovic Lacheze**, “Etude et simulation physique des effets parasites dans les HEMTs AlGaIn/CaIn”, Thèse doctorat, Université de Bordeaux, 2009.
- [21] **Kaddeche Mourad**, “Modélisation et Analyse de l’effet du field plate avec couche diélectrique HIGH-K sur propriétés électriques”, Thèse de Doctorat, Université de Constantine, 2014
- [22] **Boutita Lakhdar**, Modélisation des effets de la contrainte en surface et étude des effets thermiques dans les composants à base GaN”, Thèse de Magister, Université de Constantine, 2008
- [23] **Audrey Philippon-Martin**, “Étude d’une nouvelle filière de composants sur technologie nitrure de gallium : conception et réalisation d’amplificateurs distribués de puissance large bande à cellules cas codés en montage flip-chip et technologie MMIC”, Thèse Doctorat, Université de Limoges , 2007.
- [24] **E.T.Yu, O.Manasresh**, “Book chapter for inclusion in III-V Nitride Semiconductors: Application and Devices”, University of California at Sandiego la Jolla, CA 92093-0407.
- [25] **H.X. Jiang, J.Y. Lin**, “AlGaIn and InAlGaIn alloys – Epitaxial growth, optical and electrical properties, and applications”, *Opto-electron. Rev.* 10, 271, 2002
- [26] **Y. Taniyasu, M. Kasu, N. Kobayashi**, “Intentional control of n-type conduction for Si-doped AlN and Al_xGa_{1-x}N (0.42<x<1)”, *Appl. Phys. Lett.* 81, 1255, 2002
- [27] **B. Noureddine**, “Etude ab-initio des propriétés électroniques de GaN/InN/AlN : effets de polarisation”, Université d’Oran.
- [28] [Végard, 1921] **L. Végard**. *Z. Phys.* 5, 17, 192
- [29] **Rongming. Chu** “AlGaIn/GaN single and double channel high electron mobility transistors”, thesis MSC HongKong university of Science and technology, 2004.
- [30] **E.T.Yu “ O.Manasresh**, book chapter for inclusion in III-V Nitride Semiconductors: Application and Devices” université of California at Sandiego la Jolla, CA 92093-0407.
- [31] **O. Ambacher, J. Smart**, and al “Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric Polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN hétérostructures. *Journal of applied Physics*, American institute of physics 1999.
- [32] **ABDELAZIZ FARES ZAKIA** « Caractérisation électrique des HEMTs à base de nitrure de gallium AlGaIn/GaN » thèse de magister Université mentouri de Constantine.

- [33] **J. Karpenski, S. Porowski, S. Miotkowska** J. Cristal Growth, 56 (1), 77, (1982) ou S. porowski, J. Cristal Growth, 189/190, 153, 1998.
- [34] **H. P. Maruska and J. J. Tietjen**, ‘The preparation and properties of vapor -deposited single-crystal-line GaN’, Appl. Phys. Lett., vol. 15, no. 10, pp. 327–329, 1969
- [35] **a. a. Arendarenko, E. N. Vigdorovich, and Y. N. Sveshnikov**, ‘The growth rate of GaN epilayers in HVPE process’, Phys. Status Solidi C Conf., vol. 830, no. 3, pp. 827–830, 2003
- [36] **K. Motoki**, ‘Development of gallium nitride substrates’, SEI Tech. Rev., no. 70, pp. 28–35, 2010
- [37] **S. Nakamura, Y. Harada, and M. Seno**, ‘Novel meta organic chemical vapor deposition system for GaN growth’, Appl. Phys. Lett., vol. 58, no. 18, pp. 2021–2023, 1991.
- [38] **P. Altuntas**, ‘Fabrication et caractérisation de dispositifs de type HEMT de la filière GaN pour des applications de puissance hyperfréquence”, thèse soutenue à l’université de Lille, 2015.
- [39] **T. Lei, M. Fanciulli, R. J. Molnar, T. D. Moustakas, R. J. Graham, and J. Scanlon**, ‘Epitaxial growth of zinc blende and wurtzitic gallium nitride thin films on (001) silicon’, Appl. Phys. Lett., vol. 59, no. 8, pp. 944–946, 1991
- [40] **O. Briot, J. P. Alexis, M. Tchoukeu, and R. L. Aulombard**, ‘Optimization of the MOVPE growth of GaN on sapphire’, Mater. Sci. Eng. B, vol. 43, no. 1–3, pp. 147–153, 1997
- [41] **H. Lahrèche, M. Leroux, M. Laügt, M. Vaille, B. Beaumont, and P. Gibart**, ‘Buffer free direct growth of GaN on 6H-SiC by metalorganic vapor phase epitaxy’, J. Appl. Phys., vol. 87, no. 1, pp. 577–583, 2000.
- [42] **H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, and Y. Toyoda**, ‘Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer’, Appl. Phys. Lett., vol. 48, no. 5, pp. 353–355, 1986.
- [43] **T. D. Moustakas**, ‘Nitride Semi-conductors: Why they work in optoelectronic devices?’, ECS Trans., vol. 41, no. 6, pp. 3–11, 2011.
- [44] **E. Cho, a. Mogilatenko, F. Brunner, E. Richter, and M. Weyers**, ‘Impact of AlN nucleation layer on strain in GaN grown on 4H-SiC substrates’, J. Cryst. Growth, vol. 371, pp. 45–49, 2013
- [45] **Y. Fu, D. a. Gulino, and R. Higgins**, ‘Residual stress in GaN epilayers grown on silicon substrates’, J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film., vol. 18, no. 2000, p. 965, 2000.
- [46] **A. Dadgar, J. Bläsing, A. Diez, A. Alam, M. Heuken, and A. Krost**, ‘Metalorganic Chemical Vapor Phase Epitaxy of Crack-Free GaN on Si (111) Exceeding 1 μm in Thickness’, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 39, no. Part 2, No. 11B, pp. L1183–L1185, 2000.
- [47] **E. Feltin, B. Beaumont, M. Laügt, P. De Mierry, P. Vennéguès, H. Lahrèche, M. Leroux, and P. Gibart**, ‘Stress control in GaN grown on silicon (111) by 106metalorganic vapor phase epitaxy’, Appl. Phys. Lett., vol. 79, no. 20, pp. 3230–3232, 2001.

- [48] **Meriem bouchilaoun** « Réalisation de transistors à haute mobilité électronique à enrichissement à base d'hétérostructure AlGa_N/Ga_N pour les applications en électronique de puissance » thèse de doctorat université de sherbrooke
- [49] **Samira Bouzid-Driad**, these de doctorat, "Réalisation et caractérisation de transistor HEMTs Ga_N pour des applications dans le domaine millimétrique ", université Lille 1, 2013.
- [50] **F.bernardini, V.Fiorentini and D.Vanderbildt**, "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides". Physical Review.B,1997.56(16);p.R10024
- [51] **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" journal of applied physics,1999.85(6): p.3222-3233
- [52] **F.Rol** "étude optique de boites quantiques uniques non polaires de Ga_N/Al_N".2007, Université joseph-fourier-Grenoble I.
- [53] **J.P. Ibbetson, P.T. Fini, D. Ness, S.P. DenBaars, J.S. Speck, U.K. Mishra**, "Polarization effects,surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors",Appl. Phys. Lett. 77 (2000) 250-252.
- [54] **Thèse de Yannick Douvry**, "étude de HEMTs AlGa_N/Ga_N à grand développement pour la puissance hyperfréquence", université de Science et Technologies de Lille1, Nov 2012
- [55] **These de François Lecourt** 'Hétérostructures AlGa_N/Ga_N et InAl_N/Ga_N pour la réalisation de HEMTs de puissance hyperfréquence en bande Ka', Université des sciences et Technologies de Lille1, Dec, 2012.
- [56] **Selvaraj, S.L.; Watanabe, A.; Egawa, T.**; "Enhanced mobility for MOCVD grown AlGa_N/Ga_N HEMTs on Si substrate," Device Research Conference (DRC), 2011 69th Annual , vol., no., pp.221-222, 20-22 June 2011.
- [57] **Borges. R, Piner. E, Vescan, A, Brown. J.D, Singhal. S, Therrien. R**, "Gallium nitride on silicon," Semiconductor Device Research Symposium, 2001 International , vol., no., pp.382-383, 2001.
- [58] **K. P. O'Donnell and X. Chen**, " Temperature dependence of semiconductor band gaps", Appl. Phys. Lett., Vol. 58, No. 25, 24 June 1991.
- [59] **J. K. Sheu, M. L. Lee, and W. C. Lai**, "Effect of low-temperature-grown Ga_N cap layer on reduced leakage current of Ga_N schottky diodes," Applied Physics Letters, vol. 86, no. 5,p. 052103, 2005.
- [60] **Chung. J.W, Hoke. W.E,Chumbes, E.M, Palacios, T**, "AlGa_N/Ga_N HEMT With 300-GHz F_{MAX}" Electron Device Letters, IEEE , vol.31, no.3, pp.195-197, March 2010.
- [61] **Marti. D, Tirelli. S, Alt. A.R, Roberts. J, Bolognesi. C.R**, "150-GHz Cutoff Frequencies and 2-W/mm Output Power at 40 GHz in a Millimeter-Wave AlGa_N/Ga_N HEMT Technology on Silicon," Electron Device Letters, IEEE , vol.33, no.10, pp.1372-1374, Oct. 2012].

- [62] Bouzid-Driad. S, Maher. H, Defrance. N, Hoel. V, De Jaeger. J.-C, Renvoise, M, Frijlink., P, "AlGaIn/GaN HEMTs on Silicon Substrate With 206-GHz F_{MAX} ," Electron Device Letters, IEEE , vol.PP,no.99,pp.1-3.
- [63] Sun. H.F, Alt. A.R, Benedickter. H.,; Bolognesi. C.R , "100 nm gate AlGaIn/GaN HEMTs on silicon with $f_T = 90$ GHz," Electronics Letters , vol.45, no.7, pp.376-377, March 26 2009.
- [64] Zhou. J.J, Dong. X, Kong. C, Kong. Y.C, Ren. C.J, Li, Z.H, Chen. T.S, Chen. C, Zhang. B, "Developing the Ka-band GaN power HEMT devices," Millimeter Waves (GSMM), 2012 5th Global Symposium on , vol., no., pp.617-620, 27-30 May 2012.
- [65] Thèse de Yannick Douvry, "étude de HEMTs AlGaIn/GaN à grand développement pour la puissance hyperfréquence", université de Science et Technologies de Lille1, Nov 2012
- [66] S.Nakamura, "GaIn growth using GaIn Buffer Layer", Jpn. J. Appl. Plzys. 30(1991),p.E1705.
- [67] Kumar. V, Lee, J.-W, Kuliev, A, Aktas. O, Schwindt. R, Birkhahn. R, Gotthold. D, Guo. S, Albers. B, Adesida. I, "High performance 0.25 μ m gate-length AlGaIn/GaN HEMTs on 6H-SiC with power density of 6.7 W/mm at 18 GHz," Electronics Letters , vol.39, no.22, pp.1609,1611, 30 Oct. 2003.
- [68] Tirelli. S, Marti. D, Haifeng. S, Alt. A. R, Benedickter. H, Piner. E.L., Bolognesi, C, R.; "107-GHz (Al,Ga)N/GaN HEMTs on Silicon with Improved Maximum Oscillation Frequency". Electronics Device Letter, Vol.31, n°4, April 2010.
- [69] D. Ducatteau, A. Minko, V. Hoël, E. Morvan, E. Delos, B. Grimbert, H. Lahreche, P. Bove, C. Gaquière, J.C. De Jaeger, S. Delage, "Output power density of 5.1W/mm at 18 GHz with an AlGaIn/GaN HEMT on Si substrate", IEEE Electron
- [70] Lecourt. F, Agboton. A, Ketteniss. N, Behmenburg. H, Defrance. N, Hoel. V, Kalisch. H, Vescan. A, Heuken. M, De Jaeger. J.-C, "Power Performance at 40 GHz on Quaternary Barrier InAlGaIn/GaN HEMT," Electron Device Letters, IEEE , vol.34, no.8, pp.978,980, Aug. 2013.
- [71] Lecourt. F, Ketteniss. N, Behmenburg. H, Defrance. N, Hoel. V, Eickelkamp. M, Vescan, A, Giesen. C, Heuken. M, De Jaeger. J.-C, "InAlIn/GaN HEMTs on Sapphire Substrate With 2.9W/mm Output Power Density at 18 GHz," Electron Device Letters, IEEE , vol.32, no.11, pp.1537,1539, Nov. 2011.
- [72] Millan. J. Godignon. P, "Wide Band Gap power semiconductor devices," Electron Devices (CDE), 2013 Spanish Conference on , vol., no., pp.293,296, 12-14 Feb. 2013.
- [73] T. Palacios, A. Chakraborty, S. Rajan, C. Poblenz, S. Keller, S. P. Denbaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra, "High-power AlGaIn/GaN HEMTs for ka-band applications," IEEE Electron Device Letters, vol. 26, pp. 781–783, nov 2005.
- [73] Bouzid. S, Maher, H, Defrance. N, Hoel, V, Lecourt. F, Renvoise, M. De Jaeger, J.C, Frijlink, P, "435mS/mm transconductance for AlGaIn/GaN HEMTs on HR-Si substrate with optimised gate-source spacing," Electronics Letters , vol.48, no.2, pp.69-71, January 19 2012.

- [74] Gerbedoen J.-C, Ducatteau. D, Rousseau. M, Chmielowska. M, Ramdani. M, De Jaeger. J.C: “Power Performance of AlGa_N/Ga_N High-Electron-Mobility Transistors on (110) Silicon Substrate” Electron Device Letters, vol.34, no.4, pp. 490 - 492, April 2013.
- [75] Nicolas VELLAS, "Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière Nitrure de Gallium pour des applications de puissance hyperfréquences", Thèse de Doctorat, Université des sciences et technologies Lille, 2003
- [76] Selberherr S. Analysis and simulation of semiconductor devices. Wien, New York: Springer-Verlag; 1984.
- [77] Wachutka GK. Rigorous thermodynamic treatment of heat generation in semiconductor device modeling. IEEE Trans Comput Aided Des 1990;9(11):1141–9.
- [78] N. Benyahia “Caractérisation et simulation des transistors HEMTs de la filière InAlN/GaN “, Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes, 2017
- [79] Atlas user’s manual, SILVACO international, 2010.
- [80] Mingchun TANG, « Etudes et Modélisation Compacte du Transistor Fin-FET », Thèses en préparation à Strasbourg, dans le cadre de Ecole doctorale mathématiques, sciences de l’information et de l’ingénieur (ED 269) (Strasbourg), décembre 2009
- [81] U. Radhakrishna; D. Piedra; Y. Zhang; T. Palacios and D.Antoniadis., “High voltage Ga_N HEMT compact model: Experimental verification, field plate optimization and charge trapping”, in Proc. IEEE Int. Electron Devices Meeting, pp. 32.7.1–32.7.4, Dec. 2013
- [82] M.H. Somerville ; J.A. del Alamo ; W. Hoke, Direct correlation between impact ionization and the kink effect in InAlAs/InGaAs HEMTs, IEEE Electron Device Letters, 17, 10, 1996.
- [83] 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).
- [84] MORDI NASSEREDINE, « Simulation, modélisation et caractérisations électriques des Transistors HEMT’s à base de composés III-V nitrurés » Thèse Doctorat en science, microélectronique, Université Djilali LIABES De Sidi Bel Abbes décembre 2018
- [85] W. Saito, M. Kuraguchi, Y. Takada, K. Tsuda, I. Omura, and T. Ogura., “Influence of surface defect charge at AlGa_N-Ga_N HEMT upon schottky gate leakage current and breakdown voltage”, IEEE Transaction on Electron Device, 52(2):159–164, 2005.
- [86] H. Hasegawa and M. Akazawa., “Mechanism and control of current transport in Ga_N and AlGa_N schottky barriers for chemical sensor application”, Applied surface Science, 254 :3653–3666, 2008
- [87] H. Hasegawa and S. Oyama, “Mechanism of anomalous current transport in n-type Ga_N schottky contacts”, J. Vacuum Science Tech., B20 :1647–1655, 2002

- [88] **T. Hashizume, J. Kotani, and H. Hasegawa**, “Leakage mechanism in GaN and AlGaN schottky interfaces”, *Applied Physics Letters*, 84(24):4884-4886, 2004
- [89] **G. Hellings, J. John, A. Lorenz, and R. Mertens**, “AlGaN schottky diodes for detector applications in the uv wavelength range”, conference MELECON 2008, 2008
- [90] **J. Kotani, H. Hasegawa, and T. Hashizume**, “computer simulation of current transport in GaN and AlGaN schottky diodes based on thin surface barrier model”, *Applied surface Science*, 237 :213–218, 2004
- [91] **J. Kotani, T. Hashizume, and H. Hasegawa**, “Analysis and control of excess leakage currents in nitride-based schottky diodes based on thin surface barrier model”, *J. Vacuum Science Tech.*, B22 :2179–2189, 2004.