

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 Abou Bekr Belkaïd- Tlemcen – Faculté de TECHNOLOGIE



MEMOIRE

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

En : Télécommunications

Spécialité : Systèmes de Télécommunications

Par : DJABEUR DJEZZAR Wissam

BOUDGHENE STAMBOULI Nadir

Thème

Evaluation des performances du transistor HEMT

AlGaN/InGaN/GaN

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

Mme. BELHADEF Yamina	MCA	Univ. Tlemcen	Présidente
Mme. BENOSMAN Hayat	MCB	Univ. Tlemcen	Examinatrice
Mlle. DJELTI HAMIDA	MCB	Univ. Tlemcen	Directrice de mémoire

Dédicaces

*Je dédie ce Mémoire à ma famille, une pensée particulière à ma défunte **Mami** et mes défunts **Baa** et **Baba** (mes grands-parents) qui ont laissé un grand vide et restent tout le temps dans mes pensées. Que le miséricorde Dieu les accueille dans son vaste paradis.*

*A mes **très chers et intarissables parents**, dont la foi, la sagesse et l'honnêteté me seront toujours profitables. Pour leur amour, patience, réconforts et les sacrifices qu'ils m'ont consentis afin de mener à bien toutes mes études. J'espère qu'ils sont fiers de moi.*

*A ma **grand-mère et mes frères Raid et Emir**. Un très grand merci à vous, vous avez su avec beaucoup d'amour et d'humeur sacrifier vos droits, me soutenir et m'encourager*

A une personne exceptionnelle qui m'est très chère pour son encouragement et sa confiance

*Enfin à tous **mes enseignants** auxquels je dois ma formation scientifique et morale depuis le primaire jusqu'à l'heure actuelle.*

Wissam

Dédicaces

Tout d'abord je remercie notre dieu ALLAH pour la chance qui ma donner et le courage qui ma attribuer par sa faveur car sans lui, ce mémoire n'aurait jamais été réalisé.

Je dédie ce Mémoire à :

Ma famille, une pensée particulière à mes parents qui m'on encouragé pendant tous ces années d'études, je les remercie Pour leur amour, patience, réconforts et leur sacrifices.

J'espère qu'ils sont fiers de moi.

À mes frères et ma sœur pour leur soutient qui m'a donné de la patience et du courage.

Nadir

Remerciements

Nous tenons particulièrement à remercier **ALLAH** le tout puissant, ce mémoire n'aurait jamais été réalisé sans sa bénédiction. Nous adressons nos remerciements distingués et toute notre gratitude aux personnes qui ont contribué de près ou de loin et aidé à la réalisation de ce travail de fin de master.

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'elle a accordé à ce travail en acceptant de le juger et de présider le jury.

Nous sommes très honorés de la présence dans ce jury de mémoire de **Mme BENOSMAN Hayat**, 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 transistors à haute mobilité électronique tels que les HEMTs à base de nitrure de gallium (GaN) sont, depuis peu, capable de concurrencer les transistors LDMOS à base de silicium (Si) et les pHEMT à base d'arséniure de gallium (GaAs) sur le marché des commutateurs des amplificateurs de puissance et d'amplificateurs faible bruit.

Ce projet de fin d'études porte sur la conception et la simulation des caractéristiques DC et AC du transistor AlGaIn/InGaIn/GaN HEMT. Dans ce cadre, un modèle physico-électrique basé sur la méthode des éléments finis est développé pour évaluer les performances de ce transistor.

Le modèle numérique est exploité pour examiner les caractéristiques DC et AC du transistor tels que le courant drain-source, le courant de grille, la transconductance, la fréquence de coupure et la fréquence de transition, ainsi que l'influence de certains paramètres technologiques sur les performances DC et AC du transistor HEMT tels que la longueur de la grille, la fraction d'indium, et la couche de passivation.

Mots clés : HEMT, AlGaIn, GaN, InGaIn, performances DC et AC, Silvaco,

Abstract

High electron mobility transistors such as gallium nitride (GaN) based HEMTs have recently been able to compete with silicon (Si) based LDMOS transistors and gallium arsenide (GaAs) based pHEMTs. in the switch market are power amplifiers and low noise amplifiers.

This graduation project focuses on the design and simulation of the DC and AC characteristics of the AlGaIn / InGaIn / GaN HEMT transistor. In this context, a physico-electric model based on the finite element method is developed to evaluate the performance of this transistor. The digital model is exploited to examine the DC and AC characteristics of the transistor such as drain-source current, gate current, transconductance, cut-off frequency and transition frequency, as well as the influence of certain technological parameters on the DC and AC performances of the HEMT transistor such as the length of the gate, the fraction of indium, and the passivation layer.

Keywords: HEMT, AlGaIn, GaN, InGaIn, DC and AC performance, Silvaco

ملخص

تمكنت ترانزستورات التنقل الإلكترونية العالية مثل النيتريد الغاليوم (GaN) المستندة إلى HEMTs مؤخرا من التنافس مع ترانزستورات (Si) LDMOS القائمة على السيليكون و pHEMTs المستندة إلى زرنيخيد الغاليوم (GaAs) في سوق مكبر الصوت الكهربائي وتبديل مكبر الصوت منخفض الضوضاء. يركز مشروع التخرج هذا على تصميم ومحاكاة خصائص DC و AC ل الترانزستور AlGaIn/InGaIn/GaN HEMT. وفي هذا السياق، يتم تطوير نموذج كهربائي فيزيائي يستند إلى طريقة العنصر المحدود لتقييم أداء هذا الترانزستور. يتم استغلال النموذج الرقمي لدراسة خصائص DC و AC من الترانزستور مثل تيار مصدر الصرف، تيار البوابة، عبر التوصيل، وتردد قطع وتردد الانتقال، فضلا عن تأثير بعض المعلمات التكنولوجية على DC وأداء AC من الترانزستور HEMT مثل طول الشبكة، وجزء من indium ...

الكلمات المفتاحية : أداء HEMT و AlGaIn و GaN و InGaIn و DC و AC و Silvaco

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	ii
Table de matières	iii
Liste des figures	v
Liste des tableaux	x
Introduction générale	1

Chapitre 1: Généralités sur le Nitrure de Gallium

I.1. Introduction	3
I.2. Historique des matériaux III-N	3
I.3. Applications et propriétés du Nitrure de Gallium	5
I.3.1. Propriétés cristallographiques	7
I.3.2. Bande interdite	8
I.3.3. Champ de claquage	10
I.3.4. Conductivité thermique	10
I.3.5. Mobilité et vitesse des porteurs dans le semi-conducteur	10
I.3.6. Propriétés optiques	13
I.3.7. Propriétés électroniques	14
I.3.8. Propriétés électriques	14
I.3.8.1. Polarisation spontanée	15
I.3.8.2. Polarisation piézoélectrique	16
I.4. Alliages Al x Ga 1-x N	17
I.5. Principe physique de l'hétérojonction AlGa _N /Ga _N	18
I.5.1. Polarisation spontanée et piézoélectrique	18
I.5.2. Calcul de la densité de charges due à la polarisation	20
I.5.3. Calcul de la concentration n _s du 2-DEG	21
I.6. Techniques de croissance du GaN	22
I.6.1. Épitaxie en Phase Vapeur à partir d'Hydrure (HVPE)	23
I.6.2. Épitaxie en Phase Vapeur aux organométalliques (MOCVD)	24
I.6.3. Épitaxie par jet moléculaire (MBE)	25
I.7. Substrats utilisés pour la croissance du GaN	25

I.7.1. Saphir	26
I.7.2. Carbure de silicium	27
I.7.3. Silicium	28
I.8. Conclusion	29
Références bibliographiques	30
Chapitre II : Généralités sur les HEMTs à base de Nitrure de Gallium	
II.1 Introduction	35
II.2 Physique de l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$	35
III.2.1 Origine des électrons dans le puits 2D.....	37
III.3 Hétérostructure avec couche espaceur $\text{AlGaN}/\text{AlN}/\text{GaN}$	39
II.3.1 Polarisation spontanée	41
II.3.2 Polarisation piézoélectrique	41
II.3.3 Effet du taux d'aluminium dans la barrière d' AlGaN sur la densité de charges Superficielles	44
II.4 Principe de fonctionnement des HEMTs AlGaN/GaN	45
II.4.1 Composition de l'hétérostructure d'un HEMT AlGaN/GaN	46
II.4.2 État de l'art des transistors HEMTs AlGaN/GaN à enrichissement	50
II.5 Techniques de fabrication des HEMTs AlGaN/GaN Normally-OFF	51
II.5.1 Implantation des ions fluor	51
II.5.2 Gravure de la couche barrière	53
II.5.3 Oxydation de la barrière	56
II.5.4 Reprise de croissance d'une couche p-GaN sous la grille	57
II.5.5 Utilisation d'une fine couche de barrière InGaN	58
II.6 Limitations du HEMT AlGaN/GaN	59
II.6.1 Les Effets de pièges	59
II.6.1.1 Les pièges responsables du « gate-lag »	60
II.6.1.2 Les pièges responsables du « drain-lag »	61
II.6.2 Effet de la température	61
II.9 Conclusion	62
Références bibliographiques	63
Chapitre III : Résultats de simulations du HEMT $\text{AlGaN}/\text{InGaN}/\text{GaN}$	
III.1 Introduction	70
III.2 Description des modules de simulateur SILVACO	70
III.2.1 Les outils de simulation ATLAS, Athena, DevEdit et Tonyplot	71

III.3 Topologie de la structure étudiée	73
III.3.1 Maillage	73
III.3.2 Diagramme de bandes d'énergie	74
III.4 Résultats et discussions	76
III.4.1 Caractéristiques de sortie Ids-Vds	76
III.4.2 Caractéristiques de transfert Ids-Vgs	77
III.4.3 La transconductance gm	78
III.4.4 Effet Influence des paramètres technologiques sur le comportement DC du HEMT AlGaN/InGaN/GaN	80
III.4.4.1 Effet de la longueur de la grille	80
III.4.4.2 Effet de la distance grille-drain	81
III.4.4.3 Variation de la fraction d'Indium	81
III.4.4.4 Effet de la couche de passivation	82
III.4.5 Distribution des grandeurs électriques dans le HEMT AlGaN/InGaN/GaN	84
III.4.5.1 Carte du potentiel	84
III.4.5.2 Carte de la densité du courant	85
III.4.5.3 Carte du champ électrique	86
III.4.5.4 Carte de la mobilité des électrons	87
III.5 Caractéristiques hyperfréquences du HEMT AlGaN/GaN/BGaN	88
III.5.1 Fréquence de transition	88
III.5.2 Fréquence maximale	89
III.6 Conclusion	90
Références bibliographiques	91
Conclusion générale	92

Liste des figures

Figure I.1 : Bref historique de nitrure de gallium	4
Figure I.2 : Exemples d'applications du nitrure de gallium	5
Figure I.3: Structures cristallines du nitrure de gallium. Les projections montrent les différents empilements des plans cristallins.....	8
Figure I.4 : Energie de la bande interdite en fonction des paramètres de maille pour les matériaux GaN AlN et AlGaN	9
Figure I.5: Variation de la vitesse de dérive des électrons pour différents matériaux (GaN, SiC, GaAs) en fonction du champ électrique.....	12
Figure I.6 : Polarisation spontanée dans le GaN	15
Figure I.7 : Sens des polarisations pour les faces Ga et N des HEMTs AlGaN/GaN Relaxé et sous	19
Figure I.8 : Diagramme des densités de charges présentes à l'hétérojonction.....	20
Figure I.9 : Variation de la densité n_s en fonction du taux d'aluminium (y) pour différentes épaisseurs (d)	22
Figure I.10: Comparaison entre les différents substrats utilisés pour la croissance du GaN ..	28
Figure II. 1: (a) Variation des paramètres de maille « a » et « c », et (b) la largeur de la bande interdite en fonction du taux d'Al.....	36
Figure II.2: Polarisation spontanée et piézoélectrique, et diagramme de bande d'un hétérostructure AlGaN/GaN face Ga et N.....	37
Figure II.3: Illustration schématique du modèle d'Ibbetson	39
Figure II.4 : Structure épitaxiale d'une hétérostructure AlGaN/AlN/GaN	39
Figure II.5: Diagramme de bande d'énergie de conduction et distribution des charges dans une hétérostructure AlGaN/AlN/GaN.....	40
Figure II.6 : Polarisation spontanée et piézoélectrique dans une couche d'AlGaN (face Ga), en tension sur une couche de GaN	42
Figure II.7 : Influence de la tension de commande sur le diagramme de bande	46
Figure II.8: Structure typique d'un HEMT AlGaN/GaN.....	47
Figure II.9: Diagramme de bande d'une hétérostructure $Al_{0,29}Ga_{0,71}N/GaN$ avec et sans cap GaN.....	47

Figure II .10 : Evolution de la densité de charge n_s en fonction de l'épaisseur de la barrière (a), et du taux d'aluminium dans la barrière 48

Figure II. 11: Diagramme de bande et de la densité d'électrons d'une hétérostructure GaN/AlGa_N/GaN avec une couche d'exclusion AlN d'une épaisseur de 1 nm 49

Figure II. 12: Caractéristiques de transfert IDS-VGS pour les différentes technologies HEMTs AlGa_N/Ga_N..... 51

Figure II. 13: Vue en coupe et diagramme d'énergie de la bande de conduction d'un HEMT Normally-ON (a), et d'un HEMT Normally-OFF réalisé par traitement plasma fluoré..... 52

Figure II. 14: (a) Image HRTEM de la structure Ni/Al₂O₃/AlN/GaN et (b) caractéristique de transfert IDS-VGS du transistor MOSHEMT fabriqué 53

Figure II. 15: (a) Structure épitaxiale du HEMT AlGa_N/Ga_N fabriqué, (b) Image HRTEM de l'interface Al₂O₃/Ga_N après gravure de la couche barrière dans la région de la grille 54

Figure II. 16: Schéma représentant la gravure photoélectrochimique de la barrière AlGa_N (a), et une comparaison de la mobilité à effet de champ entre deux transistors..... 55

Figure II. 17: Structure épitaxiale du MISHEMT fabriqué, (b) Image SEM de la région de la grille après gravure partielle de la couche barrière et dépôt du diélectrique et métal de grille 56

Figure II.18: Schéma décrivant le procédé d'oxydation de la couche AlN pour la fabrication du transistor Normally-OFF 57

Figure II.19: Structure et diagramme de bande de HEMT AlGa_N/Ga_N *Normally-OFF* en utilisant une couche de p-GaN sous la grille avec (rouge) et sans (bleu) back barrière 58

Figure II.20: Variation de la tension seuil et la résistance R_{ON} en fonction de l'épaisseur de la barrière AlGa_N (a). Mesure effet Hall d'une structure HEMT avec une barrière AlGa_N de 4.5 nm, avec et sans passivation SiO₂ (b) 59

Figure II.21 : Illustration du phénomène de grille virtuelle engendrée par le piégeage de charges en surface de l'AlGa_N 60

Figure II.22 : Illustration du phénomène de piégeage d'électrons chaud dans le substrat 61

Figure III.1: Entrées et sorties du logiciel ATLAS-SILVACO 72

Figure III. 2 : Topologie de la structure HEMT Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN/InGa_N simulée..... 73

Figure III.3 : Maillage du HEMT AlGa_N//InGa_N/Ga_N..... 74

Figure III.4 : Diagramme de bandes d'énergie du HEMT Al_{0.3}Ga_{0.7}N/InGa_N/Ga_N 75

Figure III.5 : Caractéristiques de sortie I_{ds} - V_{ds} pour V_{gs} variant de 1 à - 4 V avec un pas de 1..... 77

Figure III.6: Caractéristiques de sortie I_{ds} - V_{ds} pour V_{gs} variant de 1 à -4V avec un pas de 1V associé à la référence	77
Figure III.7 : Caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} simulées d'un HEMT $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ / $InGaN$ / GaN	78
Figure III.8 : Caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} mesurées d'un HEMT $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ / $InGaN$ / GaN	78
Figure III.9 : Variation de la transconductance en fonction de la tension grille-source pour $V_{ds} = 4$ V	79
Figure III.10 : Variation du courant drain-source (échelle logarithmique) en fonction de la tension grille-source pour $V_{ds} = 2, 4$ et 8 V	79
Figure III.11 : Influence de la longueur de grille sur les caractéristiques de sortie I_{ds} - V_{ds} pour $L_g = 35$ nm (en symboles) et 55 nm (ligne continue)	80
Figure III.12 : Effet de la fraction d'Indium dans l' $InGaN$ sur le courant drain-source	81
Figure III.13 : Effet de la couche de passivation sur le courant drain-source	82
Figure III.14 : Evolution du champ électrique dans la couche GaN du HEMT	84
Figure III.15: Carte 2D de potentiel de réseau pour $V_{gs} = 0$ V, $V_{ds} = 10$ V	84
Figure III.16 : Carte 2D de la densité du courant pour $V_{gs} = 0$ V, $V_{ds} = 10$ V	85
Figure III.17 : Carte 2D du champ électrique, $V_{gs} = 0$ V, $V_{ds} = 10$ V	86
Figure III.18 : Coupe longitudinale du champ électrique dans le HEMT, $V_{gs} = 0.0$ V et $V_{ds} = 10$ V	87
Figure III.19: Carte 2D de la mobilité des électrons pour $V_{gs} = 0$ V, $V_{ds} = 10$ V	88
Figure III.20 : Carte 2D de la vitesse des électrons pour $V_{gs} = 0$ V, $V_{ds} = 10$ V	88
Figure III.21 : La fréquence de coupure pour $V_{gs} = 1$ et -2 V, $V_{ds} = 10$ V	89
Figure III.22 : La fréquence maximale des oscillations pour $V_{gs} = 1$ et -2 V, $V_{ds} = 10$ V ...	89

Liste des Tableaux

Tableau I.1 : Caractéristiques du matériau GaN comparés au Si	7
Tableau I.2 : Caractéristiques électriques des matériaux conventiels et matériaux grand gap	13
Tableau I.3 : Propriétés électroniques du GaN comparées à d'autres matériaux semiconducteurs.....	14
Tableau I.4 : Les effets de la maille non idéale sur la polarisation spontanée dans les matériaux III-nitride	16
Tableau I.5 : représente les différents paramètres de la polarisation piézoélectrique pour des matériaux à base de nitrure y compris le GaN.....	17
Tableau I.6 : Les paramètres de maille, la polarisation spontanée, les constantes piézoélectriques et les constantes élastiques de Ga, d'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ et d'AlN	18

Introduction générale

Les transistors HEMTs AlGaIn/GaN sont très prometteurs pour l'électronique de puissance et de haute fréquence grâce à leur gaz bi-dimensionnel d'électrons (2DEG), de forte densité ($>10^{13} \text{ cm}^{-2}$) et de haute mobilité ($\sim 1500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) ainsi qu'à leur champ de claquage très élevé ($\geq 3 \text{ MV/cm}$).

A l'heure actuelle, les performances de ces dispositifs restent nettement inférieures aux prédictions théoriques, la cause principale étant l'absence de substrat en GaN. Différentes filières ont cependant été développées, en épitaxiant les empilements AlGaIn/GaN sur des substrats de substitution tels que le carbure de silicium, le saphir et le silicium.

Cependant, malgré les continuels efforts et améliorations dont bénéficient les filières technologiques du HEMTs à base de nitrure de gallium, leurs performances se voient restreintes par les phénomènes de pièges et l'effet d'auto-échauffement. Une alternative à l'hétéro structure AlGaIn/GaN, qui est aujourd'hui la plus répandue, repose sur l'incorporation d'une couche d'InGaIn comme canal composite. En effet, La masse d'électrons inférieure et la bande interdite étroite du matériau InGaIn améliorent la mobilité des porteurs et créent un puits de potentiel plus profond avec un matériau à large bande interdite. De plus, les HEMT à canal InGaIn ont démontré des performances supérieures à haute température, une réduction du courant de fuite et un faible bruit. C'est l'objet de notre travail qui s'intitule " Evaluation des performances du transistor HEMT AlGaIn/InGaIn/GaN".

Ce mémoire comporte trois chapitres, le premier étant destiné à la description du nitrure de gallium, matériau de base servant à cette étude, et où on a abordé ses propriétés structurales, électriques et électroniques, ainsi que les procédés de croissance.

Le deuxième chapitre sera consacré à la présentation des transistors HEMTs avec un aperçu physique et géométrique de ces structures, ensuite viendra l'analyse des caractéristiques électriques, spécialement les courbes $I(V)$. Par ailleurs, on mènera aussi une étude sur l'influence de la variation de quelques paramètres tels que la fraction molaire d'Indium, ou les grandeurs géométriques du transistor sur la concentration n_s du 2-DEG et la tension de seuil V_{th}

Dans le chapitre trois nous allons présenter nos résultats simulés par le logiciel Atlas-Silvaco. Les effets due aux propriétés du matériau comme la charge d'interface (n_s) qui en résulte de la polarisation et la fraction molaire (x d'Indium) vont être étudié. En outre, sur le

plan technologique, on va voir l'influence de la longueur de la grille, la distance entre la source et le drain et le type du matériau constituant la couche de passivation sur les caractéristiques de sortie du transistor HEMT AlGaN/InGaN/GaN. Dans cette partie, nous présentons également les résultats de simulations des caractéristiques dynamiques (AC) en terme de fréquence de coupure et fréquence de transistion.

I.1 Introduction

Les matériaux III-N présentent un intérêt fondamental pour les applications en microélectronique de puissance, haute fréquence, l'optoélectronique dans les domaines spectrales bleu et ultra-violet (comme par exemple les LEDs, Lasers, Photodétecteurs), et aussi pour les applications de commutation de puissance du fait de leurs exceptionnelles propriétés électroniques, physiques et optiques [1].

Dans ce premier chapitre nous présentons en détail les propriétés physiques, cristallographiques, électriques et thermiques relatives aux matériaux III-N et notamment au nitrure de gallium (GaN) ainsi que ses alliages, ensuite, nous citons les techniques de croissance permettant d'élaborer ces matériaux telles que l'épitaxie en phase vapeur et l'épitaxie par jet moléculaire.

I.2 Historique des matériaux III-N

L'histoire du nitrure de gallium a commencé en 1931 où il a été synthétisé pour la première fois par Johnson et al, [2] en faisant passer de l'ammoniac gazeux sur du gallium métallique à des températures entre 900 °C et 1000 °C. En 1938, Juza et Hahn [3] ont suivi le même procédé de synthèse, mais en utilisant cette fois-ci une source de gallium liquide. Le GaN synthétisé était sous forme de poudre constituée d'aiguilles et de plaquettes. Ceci a permis à Juza et Hahn d'étudier pour la première fois la structure cristalline du GaN ainsi que son paramètre de maille. Cependant, ce n'est qu'en 1968 que Maruska et Tietjen ont réussi la croissance de la première couche de GaN par épitaxie en phase vapeur d'hydrures (HVPE) sur un substrat de saphir [4]. En 1971, Pankove et al, ont développé une diode électroluminescente basée sur une structure MIS [5]. À partir des années 1980, le GaN a connu une petite décennie de désintérêt de la part de la communauté scientifique en raison des difficultés rencontrées pour l'obtention de films de bonne qualité cristallographique pour le développement de différents dispositifs. Les problèmes persistants étaient le choix du substrat, le contrôle du dopage résiduel de type N et de type P. la première épitaxie sur un substrat silicium n'a été obtenue qu'en 1969 par Maurska et Tienjen. Depuis, la course à l'enrichissement de la librairie des composants, de plus en plus performants, à base de matériaux à large bande interdite, cette synthèse s'est intensifiée à travers de nombreuses investigations visant à augmenter la fréquence de fonctionnement des transistors et leur densité de puissance hyperfréquence [6]. En 1986, Amano et al. [7] ont réussi à obtenir une couche de GaN avec des propriétés morphologiques, optiques et électriques fortement améliorées. L'amélioration de la qualité cristalline de la couche de GaN est due au dépôt d'une couche intermédiaire s'appelle couche de nucléation de nitrure d'aluminium AlN déposée préalablement à basse température. En 1989, la même équipe a réussi pour la

première fois la croissance de couches de GaN dopée P. Ces découvertes ont conduit au développement de la jonction P-N pour la fabrication de LEDs bleues en 1991. En 1992, Asif Khan et al, [8] ont observé pour la première fois, la formation spontanée d'un gaz d'électrons (2DEG) dans l'hétérostructure AlGaN/GaN. Un an plus tard, le même groupe de chercheurs a démontré le premier transistor à haute mobilité électronique (HEMT) à base de l'hétérostructure AlGaN/GaN [9 10]. Quelques années plus tard, ce même groupe a fabriqué le premier laser bleu à base de nitrure de gallium [11]. Ainsi, l'évolution des performances du GaN a été extrêmement rapide. Particulièrement, pour les applications optoélectroniques, la maturité technologique a été marquée par l'arrivée sur le marché de composants à base de GaN tels que le laser émettant dans le bleu et les diodes électroluminescentes. Cette réelle percée technologique, notamment dans la croissance du GaN de bonne qualité cristallographique a suscité l'intérêt de la communauté scientifique pour cette nouvelle filière. Les années 90 ont connu une effervescence en termes d'investigations portant sur le GaN, tant pour des applications optiques que pour l'électronique en hyperfréquences.

La figure I.1 résume l'histoire du GaN de la synthèse des premiers cristaux jusqu'à la fabrication des transistors HEMTs à base d'hétérostructure AlGaN/GaN.

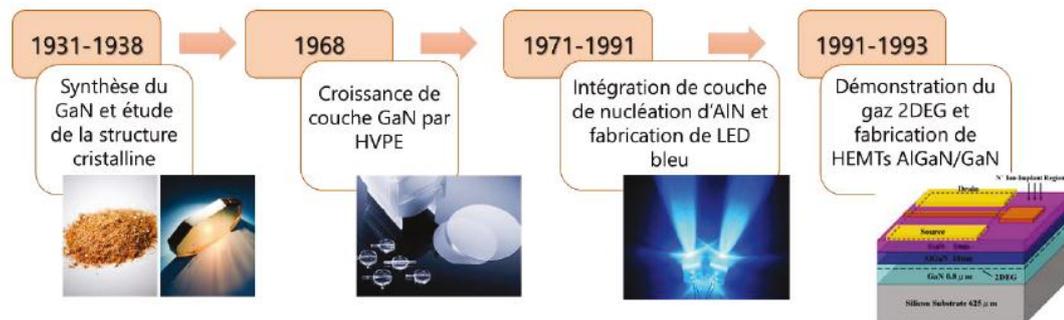


Figure I.1 : Bref historique de nitrure de gallium.

I.3 Applications du nitrure de gallium

Le nitrure de gallium est utilisé dans divers domaines d'applications en électronique de puissance et hyperfréquence comme l'automobile, les télécommunications ou encore l'aérospatial. La figure I.2 illustre les avantages que présente le GaN pour divers domaines d'applications comparativement à ses congénères arséniures de gallium et silicium [6].

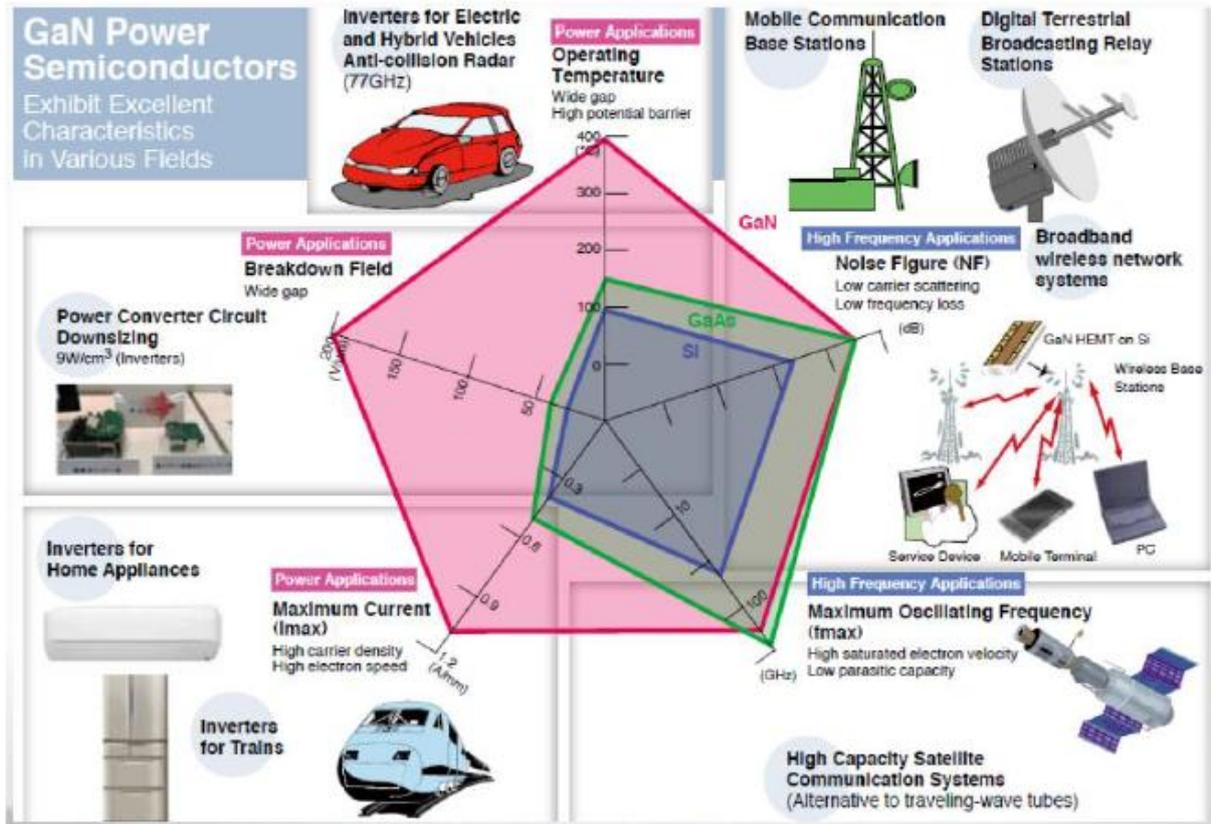


Figure I.2 : Exemples d'applications du nitrure de gallium.

I.4 Propriétés du nitrure de gallium

Les composants à base de l'arséniure de gallium (GaAs) représentent une bonne alternative pour remplacer la technologie silicium grâce à leurs performances fréquentielles qui les prédestinent entre autres au domaine de la téléphonie mobile, actuellement en plein essor. Néanmoins, la technologie GaAs reste pénalisée en densité de puissance en raison de son faible champ de claquage. En effet, en densité de puissance en bande S reporté dans la littérature, l'état de l'art demeure inférieur à 3.5W/mm [12].

Le nitrure de gallium est un semi-conducteur III-V et plus précisément est un matériau III-N, montrant une très grande largeur de bande interdite (3,39 eV), il présente donc des tensions de polarisation et des densités de porteurs importantes à haute température. Ce matériau présente une conductivité thermique certes plus faible que le carbure de silicium (SiC), mais tout de même trois fois plus élevée que l'arséniure de gallium (GaAs). De plus, le nitrure de gallium devant être déposé sur un autre substrat, l'ensemble présentera une meilleure conductivité thermique. Ceci est déterminant pour des applications de puissance.

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 des fortes puissances. Le nitrure de gallium offre également la possibilité de réaliser des hétérojonctions avec l'AlN et l'AlGaInN, permettant la fabrication de transistors HEMTs [13].

En résumé, les matériaux nitrures se différencient des autres matériaux par plusieurs caractéristiques :

- Le GaN est un matériau à grand gap lui permettant de fonctionner à forte tension et haute température.
- Il est possible de réaliser des hétérostructures à forte discontinuité de bande de conduction (AlGaInN, InGaInN, AlGaInN, BN, ...).
- La forme hexagonale du GaN permet d'obtenir des champs de polarisation très élevés induisant des densités surfaciques de charges très importantes sans dopage intentionnel. Ainsi les composants HEMTs à bas de GaN sont dédiés aux applications de haute puissance et à haute température à des fréquences allant jusqu'à 40GHz voire au-delà. Ils sont donc particulièrement adaptés pour la conception d'amplificateurs de station de base dans les systèmes de téléphone mobile [14].

Le matériau GaN possédant une bande interdite très importante, ce qui conditionne une bonne tenue en température ainsi qu'une forte capacité à supporter des tensions de polarisation élevées. L'utilisation de matériaux à grande bande interdite permet aussi d'accroître considérablement la discontinuité des bandes. Ainsi la densité de porteurs du gaz d'électrons bidimensionnel devient très importante ($\gg 1.10^{-13} \text{ cm}^{-2}$), ce qui entraîne un courant de sortie très élevé. Ce matériau a aussi une grande vitesse de saturation (2.10^7 cm/s) à des niveaux de champ électrique importants, ce qui influe directement sur le courant de sortie du transistor et donc sur la puissance [15].

En vue d'obtenir de fortes densités de puissance dans la gamme des hautes fréquences déjà franchies avec la filière GaAs, voire au-delà, le développement de transistors à base de matériaux combinant un grand gap, un fort champ de claquage et une forte densité d'électrons apparaît comme une solution incontournable. Des matériaux à large bande interdite tels que le GaN et le SiC répondent favorablement au cahier des charges et offrent beaucoup de potentialités. Le tableau 1.1 reprend les différentes caractéristiques physiques et électriques du nitrure de gallium ainsi que ses propriétés matériau en comparaison avec le Si et le GaAs [12].

	Si	GaAs	GaN
Bande interdite (eV) @ 300°C	1.1 indirect	1.4 Direct	3.4 direct
Mobilité des électrons (cm ² /V.s)	1400	8500	1000
Mobilité des trous (cm ² /V.s)	600	400	30
Vitesse de saturation des électrons (10 ⁷ cm/s)	1	2	2.5
Champ de claquage (10 ⁶ V/cm)	0.3	0.4	>5
Conductivité thermique (W.cm ⁻¹ .K ⁻¹)	1.5	0.46	1.3

Tableau I.1 : Caractéristiques du matériau GaN comparés au Si et au [12].

D'après le tableau I.1, on remarque que le GaN possède un champ de claquage important comparé aux silicium et du GaAs. Ce champ de claquage élevé favorise l'obtention d'une puissance de sortie élevée (8 fois supérieure aux technologies III-V conventionnelles telle que le GaAs). La bonne conductivité thermique du GaN, qui est de l'ordre de 1.3W.cm⁻¹.K⁻¹ contre seulement 0.46 W.cm⁻¹.K⁻¹ pour le GaAs, est très avantageuse pour l'évacuation des calories et pour pallier le problème d'auto-échauffement des dispositifs. Il convient de noter que la mobilité des électrons dans le canal (2DEG) de la structure HEMT AlGaIn/GaN sur Si (111) atteint 2000 cm²/V [12].

Outre la vitesse de saturation des électrons relativement importante (3.10⁷cm/s), favorisant les applications hautes fréquences, les densités d'électrons dans le canal des transistors (2DEG) de l'ordre de 10¹³ cm⁻², (obtenues avec une hétérostructure AlGaIn/GaN) sont d'un grand atout notamment pour l'amplification de puissance des signaux.

I.4.1 Propriétés cristallographiques

Le nitrure de gallium croie essentiellement sous deux formes cristallines: la structure zinc-blende (cubique), et la structure wurtzite (hexagonale). La structure zinc-blende est métastable thermodynamiquement. Elle est obtenue par hétéroépitaxie sur des substrats avec des réseaux cristallins cubiques comme le Si (001) ou SiC (100). Les couches de GaN épitaxiées en phase zinc-blende présente une densité de défaut très élevée, ce qui limite leurs utilisations [16, 17, 18].

La structure wurtzite est la plus stable thermodynamiquement. Elle a une maille hexagonale de paramètres $a = 0.3188 \text{ nm}$ et $c = 0.5185 \text{ nm}$ à température ambiante [19]. Elle se compose de deux réseaux hexagonaux compacts, l'un contenant les atomes de (Ga) et l'autre les atomes d'azote (N) décalés suivant l'axe c de $5/8$ de la maille élémentaire, comme présenter dans la figue I.3.b La structure wurtzite est préférentiellement utilisée pour la fabrication des transistors car elle dispose des propriétés physiques remarquables comme l'apparition de champs de polarisations spontané et piézoélectrique. Il est important de noter que les matériaux étudiés dans le cadre de ce travail seront de type hexagonal.

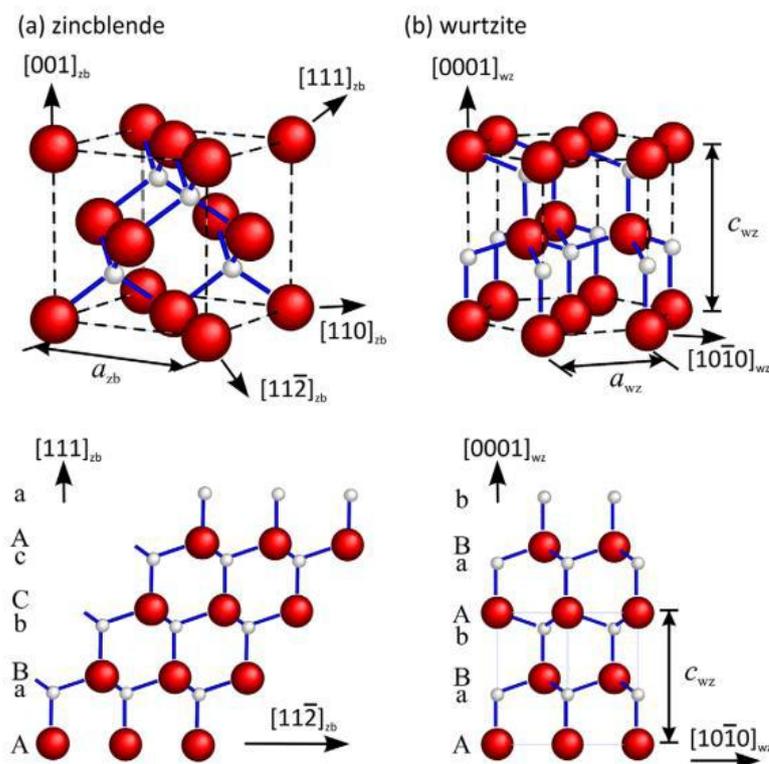


Figure I. 3: Structures cristallines du nitrure de gallium. Les projections montrent les différents empilements des plans cristallins.

I.4.2 Bande interdite

Par définition, la bande interdite représente l'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction. Le GaN possède une large bande interdite (3.3 eV). L'évolution de la largeur de bande en fonction de la température suit la loi empirique de Varshni [20] :

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

Avec $E_g(0) = 3.47$ eV (Wurtzite) ou 3.28 eV (zinc blende). ; $\alpha = 0.00077$ eV/°K et $\beta = 600$ °K.

Bouzig-Driad, ajoute qu'un autre semi-conducteur de la même famille des matériaux III-N est souvent allié au GaN pour développer des composants performants. Il s'agit du nitrure d'aluminium (AlN). Comme le GaN, la structure cristalline de l'AlN est hexagonale et possède également une polarisation spontanée. Ce dernier permet la formation de l'alliage AlGaN très stable thermiquement. En faisant varier la fraction molaire de l'aluminium dans la couche d'AlGaN, il devient possible de moduler sa bande interdite de 6.2 eV (pour AlN) à 3.4 eV (pour le GaN).

Le désaccord de mailles entre le GaN et l'AlGaN est à l'origine de la polarisation piezoélectrique. Les polarisations spontanées et piezoélectriques constituent les mécanismes phares de la structure AlGaN/GaN étant donné qu'ils sont à l'origine de l'apparition du gaz d'électrons bidimensionnel à l'interface côté GaN. La valeur de la hauteur de barrière de la couche d'AlGaN ($E_{g(Al_xGa_{1-x}N)}$) peut être déterminée en fonction du taux d'Aluminium (x) contenu dans la couche d'AlGaN et des bandes d'énergie de l'AlN et du GaN (Figure I.4) suivant l'équation de Van Schilfgaarde [21].

$$E_{g(Al_xGa_{1-x}N)} = x \cdot E_{gAlN} + (1 - x)E_{gGaN} + x(1 - x) \quad (I.2)$$

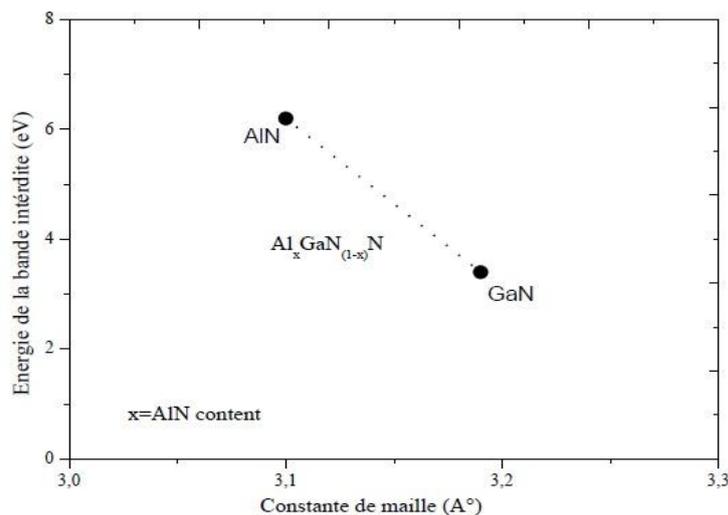


Figure I.4 : Energie de la bande interdite en fonction des paramètres de maille pour les matériaux GaN AlN et AlGaN [21].

En résumé, 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.

I.4.3 Champ de claquage

Lorsque le transistor possède un champ de claquage élevé, il peut supporter des tensions de fonctionnement élevées ce qui est important pour la puissance. Les largeurs des bandes interdites du GaN et de l'AlN 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 11MV/cm pour l'AlN. Selon Bouzid-Driad (2013), la valeur du champ de claquage se révèle proportionnelle au gap par la relation suivante :

$$Ec \propto K \cdot E_g(T)^{\frac{3}{2}} \quad (I.3)$$

Où K est un facteur de proportionnalité et E_g l'énergie du gap.

I.4.4 Conductivité thermique

La conductivité thermique K_{th} d'un matériau traduit sa capacité à évacuer la chaleur provenant de la puissance dissipée lors du fonctionnement du composant. En l'absence d'une bonne conductivité thermique, la puissance dissipée provoque une augmentation de la température du composant ce qui engendre par la suite une chute de la mobilité des électrons et une diminution des performances. Avec une conductivité thermique de (1.3W/K/cm), le GaN est nettement plus attractif comparativement au GaAs dont la conductivité thermique ne dépasse pas 0.5 W/K/cm. De plus, l'accroissement des performances thermiques des structures à base de GaN est rendu possible par son association avec le SiC comme substrat d'accueil [12].

I.4.5 Mobilité et vitesse des porteurs dans le semi-conducteur

A l'état d'équilibre thermodynamique et en l'absence d'une excitation extérieure, les électrons se déplacent de manière aléatoire dans le cristal sous l'effet de l'agitation thermique. La somme vectorielle des vitesses des porteurs est nulle et ceci ne donne lieu à aucun déplacement cohérent de charges.

En revanche, l'application d'un champ électrique externe entraîne les porteurs de charges libres avec une énergie suffisante pour que la vitesse des porteurs reste proportionnelle au champ appliqué si celui-ci reste inférieur à 105V/cm. Ainsi, en présence

d'un champ électrique externe, les porteurs se déplacent sans interaction avec le réseau cristallin pendant un temps T correspondant au libre parcours moyen. La mobilité est liée à ce libre parcours sans choc dans le semi-conducteur. De plus, toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de cette mobilité des porteurs [12].

En effet, l'ajout d'atomes dopants et/ou l'augmentation de la température entraînent des perturbations dans le réseau cristallin qui affectent la mobilité. En fonction du type de matériau, lorsque le champ électrique devient important, la loi de variation de la mobilité par rapport au champ électrique se traduit généralement par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs [12] :

$$v = \mu(E) \cdot E \quad (I.4)$$

Avec v la vitesse de dérive, $\mu(E)$ la mobilité des porteurs, et E le champ électrique

Les éléments des colonnes III-V du tableau de Mendeleïev (1869) présentent un pic de survitesse tandis que pour les autres éléments, la vitesse de dérive des porteurs est continûment croissante jusqu'à la saturation. A titre d'exemple, pour de forts champs électriques, la vitesse des porteurs dans le GaN est très supérieure à celle du GaAs : le pic de survitesse se produit pour un champ électrique de 200kV/cm pour le GaN contre seulement 5kV/cm pour le GaAs comme le montre la figure I.5. Cela signifie que la vitesse des porteurs dans le GaN est très supérieure à celle du GaAs pour des forts champs électriques. En effet, Lorsque le champ électrique augmente, les électrons ne sont plus en régime de mobilité et l'équation I.4 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. Dans ces dernières, les coefficients de non parabolicité sont plus élevés, la masse effective des électrons augmente ce qui entraîne une diminution de la vitesse des porteurs ainsi que leur mobilité [22].

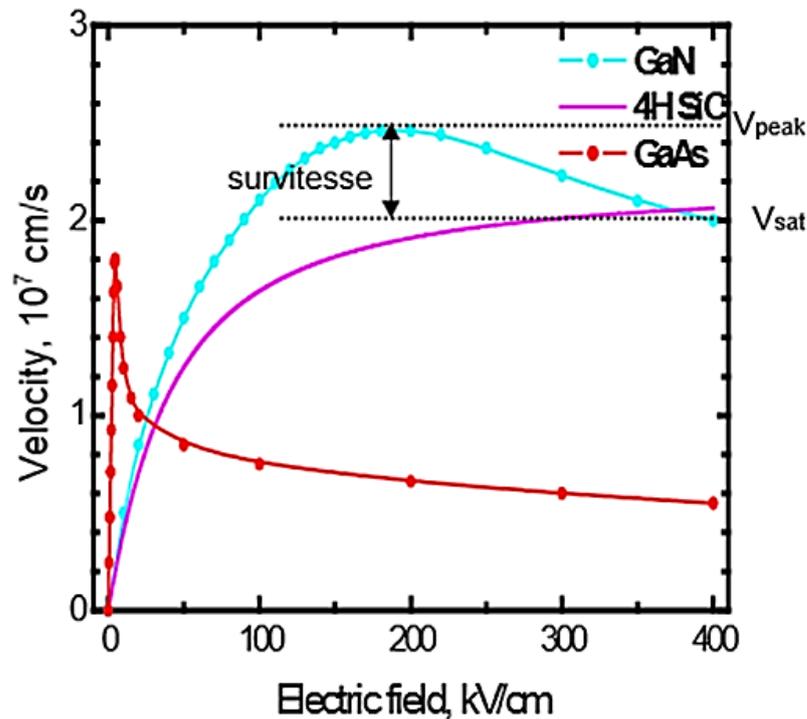


Figure I. 5: Variation de la vitesse de dérive des électrons pour différents matériaux (GaN, SiC, GaAs) en fonction du champ électrique [23]

La vitesse de saturation des matériaux à grand gap est obtenue pour des champs électriques beaucoup plus grands que ce que l'on obtient généralement pour les matériaux Si ou GaAs. Une présentation des principales caractéristiques des matériaux permet de mettre en avant les potentialités des matériaux grand gap pour la génération de puissance hyperfréquence. Les différents paramètres physiques et électriques des semi-conducteurs conventionnels et ceux présentant un grand gap sont répertoriés dans le tableau I.2. A travers ce dernier, il ressort que les matériaux grand gap sont plus propices pour l'électronique de puissance, avec par exemple une conductivité thermique du carbure de silicium qui est dix fois supérieure à celle de l'arséniure de gallium. D'autre part, le champ critique du nitrure de gallium correspondant au claquage du matériau (qui est de 3.3 MV/cm) est également dix fois supérieur à celui du silicium (0.32 MV/cm). Par conséquent, le GaN va se substituer au silicium et à l'arséniure de gallium lorsqu'il est question de franchir des tensions de polarisation élevées et des densités de puissance importantes.

Matériaux	Gap E_g (eV)	Champ critique E_c (MV/cm)	Permittivité ϵ_r	Mobilité électronique μ_n (cm.v ⁻¹ .s ⁻¹)	Mobilité de trous μ_p (cm.v ⁻¹ .s ⁻¹)	Vitesse de saturation v_{sat} (10 ⁷ cm.s ⁻¹)	Conductivité thermique K (w.k ⁻¹ .cm ⁻¹)
Si	1.12	0.3	11.8	1400	600	1	1.5
GaAs	1.43	0.4	12.8	8500	400	2	0.5
6H-SiC	2.9	2.2	9.7	400	90	2	4.5
4H-SiC	3.26	2.5	10	750	115	2	4.5
GaN	3.36	3.3	9	1000	320	2.5	1.3
Diamant	5.47	10	5.5	2200	1600	2.7	20

Tableau 1.2 : Caractéristiques électriques des matériaux conventionnels et matériaux grand gap [12]

1.4.6 Propriétés optiques

Dans les semi-conducteurs, les propriétés optiques résultent des transitions électroniques entre les niveaux de la bande de valence et de la bande de conduction. Les transitions peuvent être directes ou indirectes, peuvent impliquer des interactions entre les paires électron-trou et les niveaux énergétiques dus à des impuretés ou des défauts. Les propriétés optiques dépendent donc beaucoup de l'échantillon lui-même. Les mesures optiques donnent des informations sur la structure et la composition [24]

Le nitrure de gallium est biréfringent. La connaissance de son indice de réfraction est importante pour l'élaboration des structures des dispositifs d'opto-électronique. Il a été mesuré par ellipso métrie spectroscopique, réflectivité, transmission ou encore luminescence dans le visible et l'infrarouge. Dans cette région, la partie imaginaire de l'indice de réfraction est négligeable. La valeur de sa partie réelle s'exprime de la manière suivante, en fonction de l'énergie E de la source lumineuse [24] :

$$n = \left[1 + \frac{A}{E_0^2 - E^2} \right] \quad (I.5)$$

Avec $A = 385$ et $E_1 A_0 = 9 \text{ eV}$

Entre 900 et 2000 nm, la dispersion est faible. En dessous de 800 nm, elle augmente car l'énergie des phonons approche celle du gap. Il apparaît aussi que la dispersion est très sensible à la teneur en oxygène, elle diminue quand la concentration en oxygène augmente. De manière générale, la valeur de l'indice de réfraction varie entre 2,1 à 1900 nm et 2,5 à 480 nm pour un film cristallin de GaN de bonne qualité [25].

Le même auteur ajoute que le coefficient d'absorption a aussi fait l'objet de nombreuses études. La valeur du carré est linéaire avec l'énergie des photons au-dessous de l'énergie du gap :

$$\alpha^2 = (\alpha_0)^2(E - E_g) \quad (I.6)$$

Avec $\alpha_0 = 1.08 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$

Ceci confirme le fait que le gap de GaN est direct [25]. Les mesures du coefficient d'absorption de GaN de type wurtzite au gap excitonique donnent des valeurs de $3 \cdot 10^{-4}$ à $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ [26] En outre, il faut signaler que les mesures de réflectance en UV/visible sont sensibles aux transitions excitoniques et interbandes [25].

I.4.7 Propriétés électroniques

Les propriétés électroniques du matériau GaN sont montrées sur le tableau I.3 comparé avec d'autres semi-conducteurs usuellement utilisés. Le nitrure de gallium GaN est un semi-conducteur à large gap direct de 3.4eV, ce qui permet aux dispositifs à base de GaN tel que les HEMTs de supporter un champ électrique interne cinq fois supérieur que le Si et le GaAs, sa tension de claquage élevée qui est supérieure à 70V (elle est de l'ordre de 30 pour le GaAs) est un attribut souhaité pour les applications de haute puissance [27].

Matériau	Si	GaAs	SiC	GaN
Energie de gap (eV)	1.11	1.43	3.2	3.4
Champ de claquage (V/cm)	6.0×10^5	6.5×10^5	3.5×10^6	3.5×10^6
Vitesse de saturation (cm/s)	1.0×10^7	2.0×10^7	2.0×10^7	2.5×10^7
Mobilité électronique (cm ² /V.s)	1350	6000	800	1600
Conductivité thermique (W/cm.K)	1.5	0.46	3.5	1.7
hétérostructures	SiGe/Si	AlGaAs/GaAs InGaP/GaAs AlGaAs/InGaAs	-	AlGaN/GaN InGaN/GaN

Tableau I.3 : Propriétés électroniques du GaN comparées à d'autres matériaux semiconducteurs [27]

I.4.8 Propriétés électriques

Le champ électrique dû aux charges induites par la polarisation joue un rôle important dans les propriétés électriques et optiques des hétérostructures à base de nitrure d'où la croissance est suivant l'orientation [0001]. Ce champ est une source de gaz d'électron

bidimensionnel accumulé à l'interface de l'hétérojonction. La compréhension et le contrôle de la source des électrons du transistor HEMT sont importants pour l'optimisation de ses performances [28]

Les deux prochains paragraphes sont consacrés à la présentation de l'origine des deux types de polarisation dans les nitrures.

1.4.8.1 Polarisation spontanée

Le Nitrogène possède une forte électronégativité par rapport aux autres éléments du groupe V tels que Al (1.5), Ga (1.6), et In (1.7). Ce qui permet d'attirer plus fortement vers lui les électrons dans la liaison Ga-N. Le nuage électronique ne sera plus symétrique et le barycentre des charges électriques ne sera plus situé au centre des deux atomes (Ga, N), on dit d'une telle liaison qu'elle est polarisée, car elle agit comme si elle possédait un pôle positif et un pôle négatif. Ce même effet existe pour le GaAs et InP de structure zinc blende mais relativement faible parce que leurs liaisons ioniques sont faibles.

L'atome de Gallium associé aux quatre atomes d'azote voisin forme des dipôles (Figure I.6) tel que : $\sum_{i=1}^4 P_i = P_{SP}$

Il y a apparition d'une succession de dipôles orientés dans la direction [0001] et la création d'un champ électrique dans le sens opposé à cette polarisation. Le matériau possède ainsi une polarisation suivant l'axe c à une contrainte nulle appelée polarisation spontanée PSP, mentionnée dans le tableau 1.4.

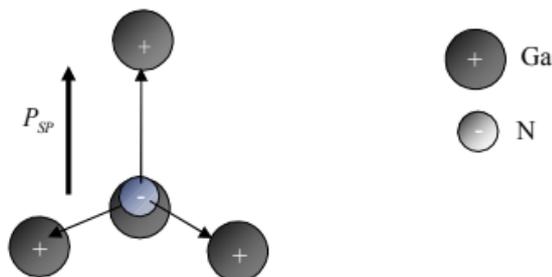


Figure I.6 : Polarisation spontanée dans le GaN [28]

La structure cristalline du GaN possède une symétrie suivant l'axe c faisant que le gradient de polarisation ($\nabla p = -\sigma = 0$) et la densité de charges en volume sont nuls.

Matériaux	AlN	GaN	InN
c_0/a_0	1.6010	1.6259	1.6116
$P_{SP} (C/m^2)$	-0.081	-0.029	-0.032

Tableau 1.4 : Les effets de la maille non idéale sur la polarisation spontanée dans les matériaux III-nitride [28]

1.4.8.2 Polarisation piézoélectrique

Cette polarisation est due au mécanisme de contrainte présenté dans le cristal. C'est à dire si le facteur d'idéalité des mailles c_0/a_0 de matériau GaN a changé suivant un impact extérieur, un changement dramatique aura lieu dans la polarisation du cristal à cause de la forte ionisation de la liaison Ga-N. Alors, si une pression est appliquée, les paramètres de la maille idéale $0c$ et $0a$ changent pour accommoder cette pression, ce qui implique une variation dans la polarisation [28].

Cette polarisation dans les cristaux contraints à base de nitrure additionnelle à la polarisation spontanée est toujours présente, et est appelée polarisation piézoélectrique P_{PZ} .

Si le nitrure est sous une contrainte compressive biaxiale, la constante de maille a_0 décroît et c_0 s'augmente, donc le facteur c_0/a_0 augmente vers la valeur idéale 1.633 ce qui diminuera la polarisation du cristal puisque les polarisations spontanée et piézoélectrique s'orientent dans des directions opposées.

Si la contrainte appliquée est extensive c_0/a_0 décroît de 1.633 (croissance de a_0 avec diminution de c_0), ce qui induit une augmentation de la polarisation vu que les deux polarisations sont de même directions.

D'après Bernardini et Fiorentini, la polarisation piézoélectrique est donnée par la formule suivante (Chevalier, 1999) :

$$P_{PZ} = 2 \frac{a-a_0}{a_0} (e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}}) \quad (I.7)$$

Avec : e_{31}, e_{33} sont les coefficients piézoélectriques. C_{13}, C_{33} , sont les constantes élastiques.

Matériaux	AlN	GaN	InN
$e_{31} \left(\frac{C}{m^2} \right)$	-0.60	-0.49	-0.57
$e_{33} \left(\frac{C}{m^2} \right)$	1.46	0.73	0.97
$C_{13} (GPa)$	108	103	92
$C_{33} (GPa)$	373	405	224

Tableau 1-5 : représente les différents paramètres de la polarisation piézoélectrique pour des matériaux à base de nitrure y compris le GaN [29]

I.5 Alliages $Al_xGa_{1-x}N$

L'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ sert souvent de barrière de confinement dans les structures HEMT à base de nitrures. Généralement, les alliages ne sont pas traités comme un nouveau composé à part entière, mais comme un composé intermédiaire entre ses constituants ainsi que leurs propriétés qui se déduisent par une interpolation linéaire en fonction des deux constituants comme suit [22] :

$$F(x) = x.F_A + (1 - x) F_B \quad (I.8)$$

Où F est le paramètre physique (F_A et F_B étant les paramètres physiques des constituants A et B) et x la composition molaire. Mais, dans le cas d'un alliage ternaire, on le considère composé de molécules AC avec la fraction molaire x et de molécules BC avec la fraction (1-x) tout le raisonnement fait pour les binaires sont les mêmes pour les ternaires avec une certaine adaptation bien sûr de formules aux composés constituants. La nouvelle formule pour la propriété physique d'un alliage ternaire est comme suit :

$$F(x) = x.F_{AC} + (1-x) F_{BC} \quad (I.9)$$

Où F_{AC} et F_{BC} étant les paramètres physiques des constituants binaires AC et BC.

Pour calculer les effets de la polarisation dans l'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ nous avons besoin des valeurs des paramètres de maille, de la polarisation spontanée, des constantes piézoélectriques et des constantes élastiques d' $Al_xGa_{1-x}N$. Ces valeurs sont estimées à partir de la loi de Vegard (interpolation linéaire entre les valeurs de GaN et AlN) qui s'écrit sous la forme [30]

$$a_{Al_xGa_{1-x}N}(x) = x.a_{AlN} + (1 - x)a_{GaN} \quad (I.10)$$

Les valeurs de ces paramètres sont regroupées dans le tableau 1-6 ci-dessous [30]

	GaN	Al _x Ga _{1-x} N	AlN
a (Å)	3,189	$-0,077x + 3,189$	3,112
c (Å)	5,185	$-0,203x + 5,185$	4,982
P_{sp} (C/m ²)	-0,029	$-0,052x - 0,029$	-0,081
e_{31} (C/m ²)	-0,49	$-0,11x - 0,49$	-0,6
e_{33} (C/m ²)	0,73	$0,73x + 0,73$	1,46
C_{31} (GPa)	103	$5x + 103$	108
C_{33} (GPa)	405	$-32x + 405$	373

Tableau 1-6 : Les paramètres de maille, la polarisation spontanée, les constantes piézoélectriques et les constantes élastiques de Ga, d'alliage Al_xGa_{1-x}N et d'AlN [30]

I.6 Principe physique de l'hétérojonction AlGaN/GaN

I.6.1 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^{13}cm^{-2} 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 figure I.7 que la polarisation spontanée pointe vers le substrat pour la face-Ga et dans le sens contraire pour la face-N [31].

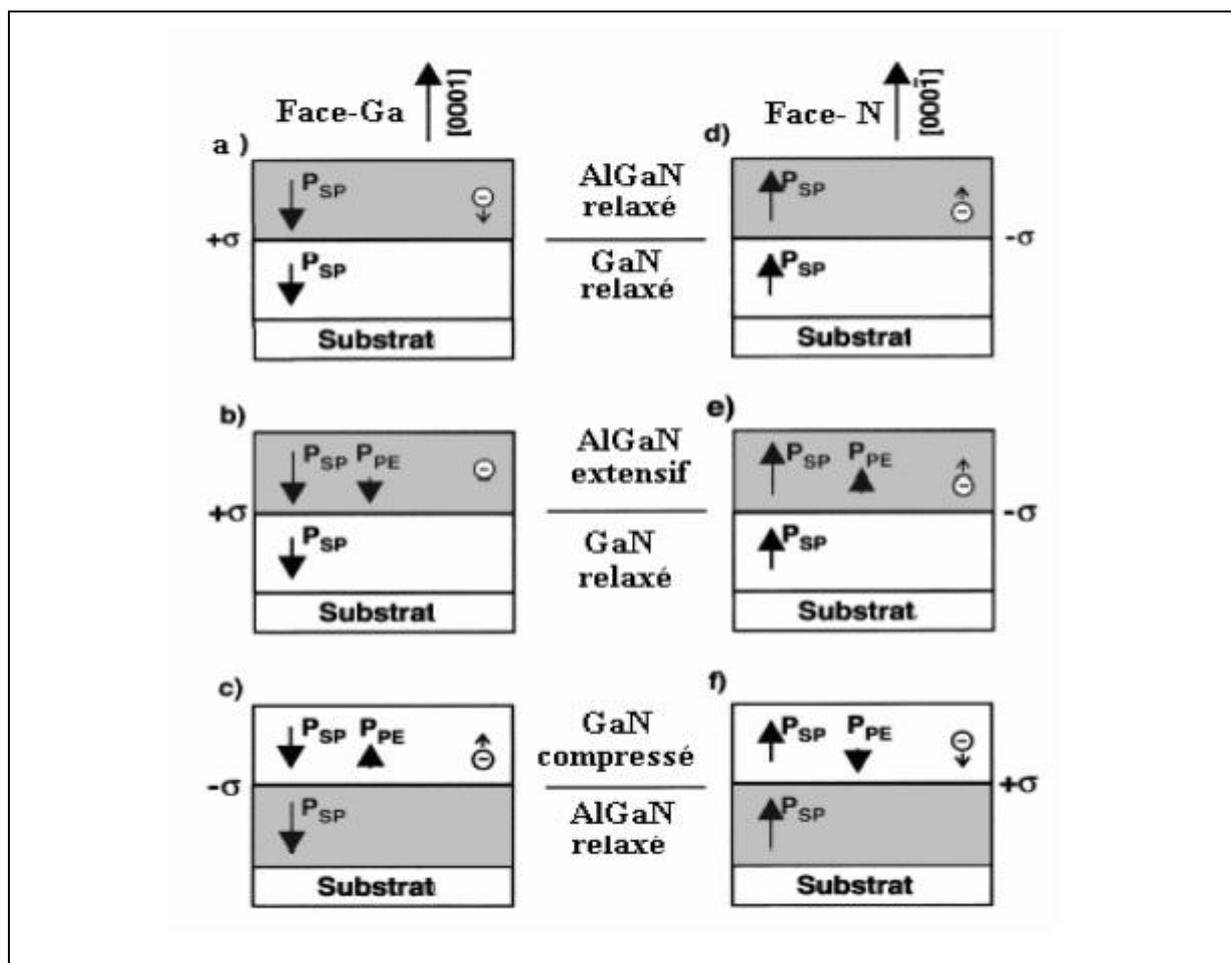


Figure I.7 : Sens des polarisations pour les faces Ga et N des HEMTs AlGaIn/GaN Relaxé et sous [32]

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'AlGaIn comme étant la somme des polarisations spontanée et piézoélectrique [33] :

$$P = P_z + P_{sp}$$

$$\text{Avec : } P(Al_y Ga_{1-y} N) = P_{sp}(Al_y Ga_{1-y} N) + P_{pz}(Al_y Ga_{1-y} N) \quad (\text{I.11})$$

$$P(GaN) = P_{sp}(GaN) + P_{pz}(GaN) \quad (\text{I.12})$$

$$\text{D'où : } P = P_{sp}(GaN) + P_{sp}(AlGaIn) + (P_{sp}(GaN) + P_{pz}(AlGaIn)) \quad (\text{I.13})$$

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.7 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 AlGaIn /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.6.2 Calcul de la densité de charges due à la polarisation

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.8), 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 [33]

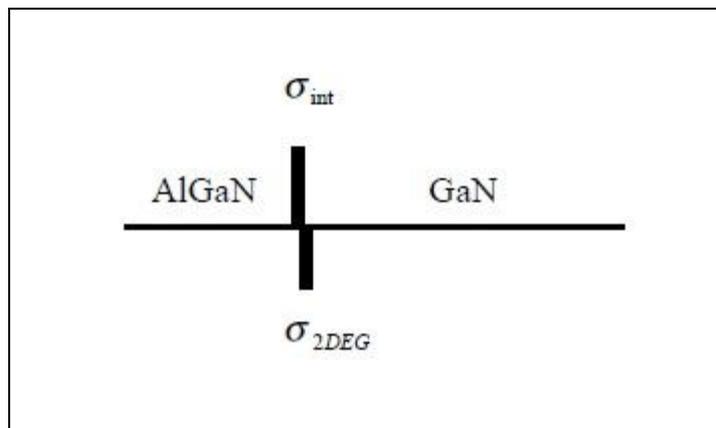


Figure I.8 : Diagramme des densités de charges présentes à l'hétérojonction [33]

En l'absence de tout champ électrique externe la polarisation totale (P) du HEMT AlGaN/GaN induit une densité de charges (s) [33] tel que :

$$\sigma = -\nabla \cdot P \tag{I.14}$$

I.6.3 Calcul de la concentration ns du 2-DEG

La concentration n_{s0} des électrons attirés par cette densité de charge pour une structure AlGaN/GaN sera donnée par l'expression [34] :

$$n_{s0} = \partial_{int} \frac{y}{q} - \left[\frac{\varepsilon_0 \varepsilon(y)}{dq^2} \right] (q\phi_b(y) + E_F(y) - \Delta E_c(y)) \quad (I.15)$$

Où : ∂_{int} est donné par :

$$\partial_{int} = P_{SP}(GaN) - P_{SP}(Al_yGa_{1-y}N) - 2 \left(\frac{a(0)-a(y)}{a(y)} \right) * \left(e_{31}(y) - \frac{e_{33}(y)c_{13}(y)}{c_{33}(y)} \right) \quad (I.16)$$

La permittivité du vide ε_0 est égale à $8.854.10^{-14} F.cm^{-1}$ et celle du AlGaN ε_y qui est sous la forme :

$$\varepsilon(y) = 9.5 - 0.5y(Cm^{-1}V^{-1}) \quad (I.17)$$

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

$$\phi_b(y) = 0.84 + 1.3y \text{ (ev)} \quad (I.18)$$

La discontinuité entre les couches du GaN et AlGaN est :

$$\Delta E_c = 0.7 (E_g(y) - E_g(0)) \text{ (ev)} \quad (I.19)$$

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

$$E_g(y) = 6.13y + 3.42(1 - y) - y(-y) \text{ (ev)} \quad (I.20)$$

E_F est approximé par Yu :

$$E_F(y) = E_0(y) + E_1(y) + \frac{h^2}{4\pi m^*(y)} ns(y) \text{ (eV)} \quad (I.21)$$

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

$$E_0(y) = \gamma_0 ns^{2/3} \text{ (eV)} \quad \text{et} \quad E_1(y) = \gamma_1 ns^{2/3} \text{ (eV)}$$

Avec

$$\gamma_0 = 2.123.10^{-12} \quad \text{et} \quad \gamma_1 = 3.734.10^{-12} \quad (I.22)$$

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.9). 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 faisant varier l'épaisseur de la couche AlGaN pour deux valeurs, soit $d = 10 \text{ nm}$ et $d = 30 \text{ nm}$, comme on le voit sur la figure 1.7, on constate que pour un taux d'aluminium de $y = 0.3$, la valeur de n_s varie de $1.32 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à $1.63 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour $d = 10 \text{ nm}$ et $d = 30 \text{ nm}$ respectivement. On remarque aussi que la concentration du 2DEG se rapproche de la densité de charge fixe induite par la polarisation quand l'épaisseur de la couche AlGaN augmente. [33]

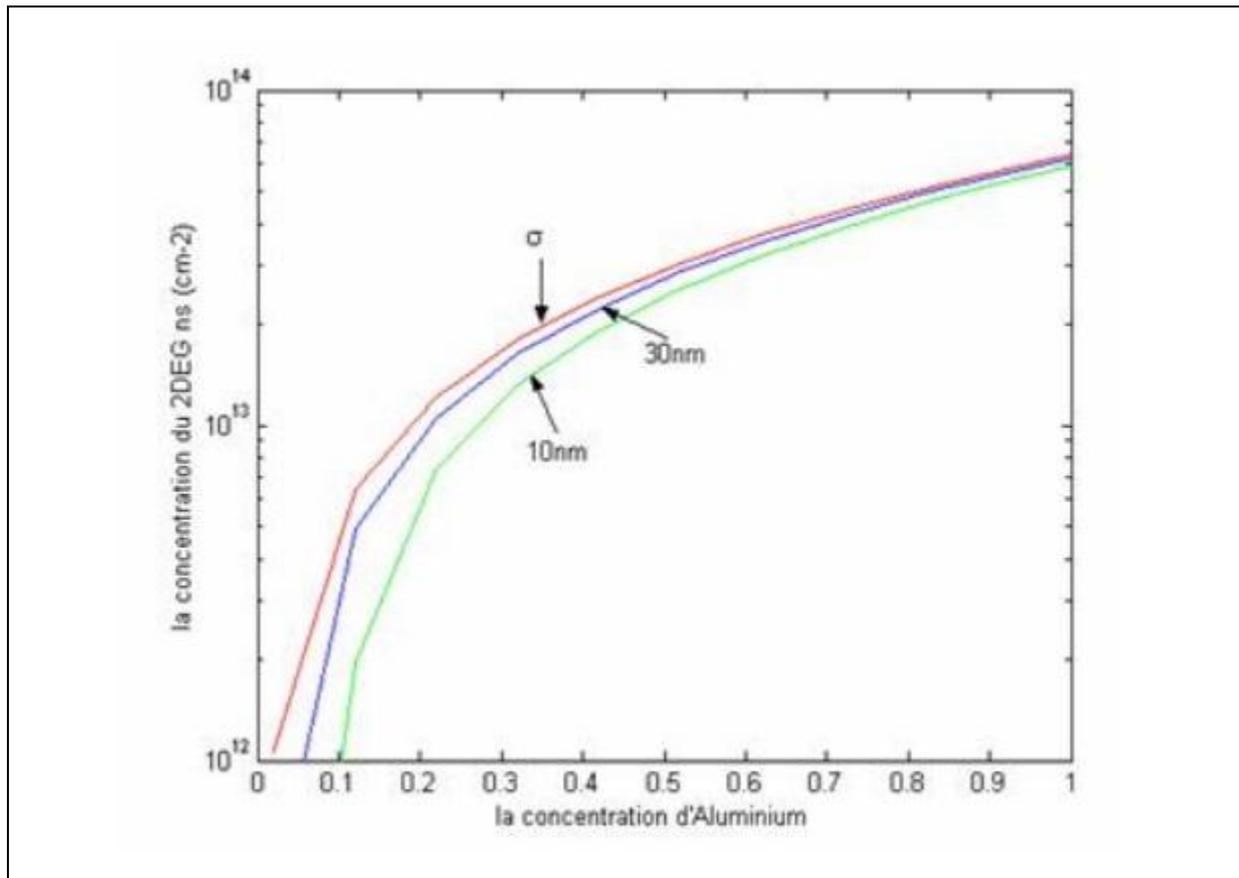


Figure I.9 : Variation de la densité n_s en fonction du taux d'aluminium (y) pour différentes épaisseurs (d) [33]

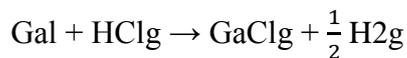
I.7 Techniques de croissance du GaN

Le terme « épitaxie » a pour origine le mot grec « épi » qui signifie par-dessus et « taxie » qui signifie ordre. Il a été proposé en 1928 par le minéralogiste français Royer pour désigner la juxtaposition régulière de deux espèces cristallines. Actuellement, le terme d'épitaxie est utilisé pour tout dépôt monocristallin dont l'orientation est fixée par un substrat. Si ce substrat est de même nature que le dépôt, on parle d'homoépitaxie, s'il est de nature différente, le terme d'hétéroépitaxie est employé. Les progrès dans l'utilisation des matériaux

à base de nitrures d'éléments III (GaN, AlN et InN) ont été freinés par des difficultés intrinsèques liées au matériau, et surtout à l'absence de monocristaux ou de substrats adaptés. L'enjeu est donc d'améliorer la qualité du matériau et de réduire la densité de dislocations [35].

1.7.1 Épitaxie en Phase Vapeur à partir d'Hydruure (HVPE)

Pour la croissance de GaN par HVPE, la source gallium, à l'état liquide à température ambiante, réagit avec le chlorure d'hydrogène gazeux (HClg) pour former le complexe gazeux GaClg par la réaction suivante :



Cette réaction s'effectue à 800°C en amont du substrat. L'élément V est amené sous forme gazeuse par le gaz ammoniac (NH₃), source de l'atome N. Le mélange de ces deux espèces gazeuses GaCl et NH₃ permet le dépôt de GaN sur un substrat placé dans un réacteur à « murs chauds » dont la température varie de 950°C à 1050°C (réaction)



Un mélange de N₂ et/ou H₂ est utilisé comme gaz vecteur. La réduction de la vitesse de croissance à cause d'un dépôt parasite sur les parois du réacteur en amont du substrat constitue une des limites majeures des process HVPE. Diverses solutions pour réduire ce dépôt sont envisagées telles que :

- placer l'arrivée de l'ammoniac et celle de GaCl au dessus du substrat ou l'arrivée de l'ammoniac proche du substrat et celle de GaCl décalée en amont du substrat ; ainsi la probabilité de mélange des précurseurs en amont du substrat est réduite [36]
- réaliser des expériences à basse pression ($2 \cdot 10^4 \text{ Pa}$) [37]

En général, la technique HVPE n'est pas idéale pour réaliser des couches minces à cause de sa vitesse de croissance élevée qui rend difficile le contrôle de l'épaisseur de la couche. De plus par MOVPE, il est montré que la qualité du GaN est améliorée à basse température ce qui est difficilement réalisable par HVPE. De ce fait, généralement, la croissance de GaN par MOVPE est utilisée pour produire des templates de GaN de quelques microns sur différents substrats avant de poursuivre la croissance par HVPE. Dans le but de fabriquer des quasi-substrats de GaN par HVPE sans avoir recours à une première étape de croissance par MOVPE, [38] ont réalisé des couches de GaN de 8 μm d'épaisseur par HVPE. Ces couches sont de qualité comparable à celles produites par MOVPE avec une excellente morphologie de surface et une densité de dislocations inférieure à $2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$

La technique HVPE est surtout très développée pour la réalisation de substrats ou quasi substrats de GaN. Le LASMEA, par exemple, a réalisé une croissance de GaN sur des substrats GaN/saphir par HVPE à pression atmosphérique avec une densité de dislocations de 6.10^6 cm^{-2} pour une épaisseur de 400 μm [39]. Pour la réalisation de substrats, diverses techniques sont utilisées pour séparer les couches de GaN du substrat : l'utilisation d'un masque WSiN par ELO [40], les méthodes VAS (Void Assisted Separation) [41, 42, 43], ou LLO (Laser Lift Off) [44]. Actuellement des substrats de GaN sont commercialisés par des industriels (Lumilog, Unipress et Hitachi Cable) par HVPE. Ils sont de dimensions 2 à 3 pouces et présentent un taux de dislocations parmi les "meilleurs" obtenus actuellement de l'ordre de 5.10^6 cm^{-2} mais leurs coûts restent très élevés (5000 Euros).

En combinant les avantages des deux techniques HVPE et MOVPE, une nouvelle technique, nommée MHVPE (Modified HVPE) [45] ou H-MOVPE (Hydride-Metal Organic VPE) [46], est utilisée pour la croissance de couches de GaN sur saphir (0001). Dans ce cas, la réaction entre la source gallium métallique et l'HCl à haute température, comme dans un réacteur HVPE classique, est remplacée par une réaction entre le tri-méthyl-gallium avec le HCl dans la zone source dans un réacteur à « mur chaud », type HVPE, pour former des espèces chlorées. Puis par la réaction avec NH₃ dans la zone mélange, le GaN est déposé sur le substrat. Cette technique comprend la possibilité de dépôt de GaN soit par HVPE ou MOVPE, permet une vitesse de croissance élevée (90 $\mu\text{m}/\text{h}$) comme dans un réacteur HVPE classique et n'utilise que des espèces gazeuses. Une attaque in-situ (pour séparer le substrat de la couche de GaN) et le contrôle des couches tampons sont également possibles.

1.7.2 Épitaxie en Phase Vapeur aux organométalliques (MOCVD)

La MOCVD consiste à apporter jusqu'à la surface du substrat, via un gaz porteur (H₂, N₂ par exemple) un composé organique contenant l'atome métallique voulu, par exemple du TMGa (Triméthylgallium) ou du TEGa (Triéthylgallium) pour l'élément Ga. Ce composé est porté à une température élevée (pour les nitrures entre 1000 et 1200°C) qui permet de dissocier les molécules organométalliques à la surface du substrat. Les résidus de la dissociation sont évacués via le gaz porteur. Pour les nitrures, l'azote est en général apporté via un hydruure, comme NH₃, lui-même dissocié à la surface du substrat. Cependant, son faible taux de décomposition, même à des températures élevées (1100°C), implique d'utiliser de hauts débits et donc, des rapports V/III élevés : généralement entre 2000 et 3000. Les vitesses de croissance obtenues en MOCVD sont de l'ordre de 5 à 30 $\mu\text{m}/\text{h}$. Des paramètres tels que la pression, la température, le rapport V/III ou la présence ou non d'hydrogène dans

le bâti auront des conséquences importantes sur le mode de croissance et la qualité des couches nitrures épitaxiés [47].

I.7.3 Épitaxie par jet moléculaire (MBE)

Cette technique de croissance sous vide utilise la sublimation ou l'évaporation (sous vide) de produits sources solides ou liquides, III et V, portés à haute température (entre 800°C et 850°C) qui se déposent sur un substrat chauffé. Dans le cas de sources gazeuses, la technique utilisée est appelée la CBE (Chemical Beam Epitaxy) ou MOMBE (Metal-Organic MBE). Les techniques GSMBE (Gas Source MBE) et HSMBE (Hydride Source MBE) ont recours à un élément III sous forme solide et un élément V sous forme gazeuse. Dans ce cas, pour la croissance de GaN, le gallium est chauffé dans un creuset. L'élément N est fourni de deux façons, soit par la décomposition catalytique de l'ammoniac NH₃ (gazeux) [48] soit sous forme atomique fournie par une source plasma d'azote [49] au-dessus du substrat. La particularité de la croissance des nitrures est la dissociation des molécules d'azote, très stable, à la surface de l'échantillon. Généralement la chambre de croissance est équipée de RHEED (Reflection High-Energy Electron Diffraction) in-situ. Cette analyse permet de suivre la dynamique de la croissance à la monocouche près. En MBE, il est possible de réaliser des couches de l'ordre de la monocouche atomique de haute pureté, des puits quantiques et des super-réseaux (empilements de puits quantiques) du fait de la très faible vitesse de croissance (< 1 µm/h). Nous pouvons citer les exemples de couches tampons de GaN épitaxiées sur saphir (0001) à basse température (500 - 550°C) avec une épaisseur de 250 Å [50] ou de couches tampons « sandwich » AlN (40 nm)/GaN (400 nm)/AlN (400 nm) sur substrat silicium (111) [51, 52]. Cette technique est très performante pour des applications de dispositifs. Cependant les difficultés engendrées par l'utilisation de l'ultra-vide constituent un des inconvénients majeurs du fait de la mise en oeuvre d'un dispositif expérimental lourd et complexe. L'élaboration de quasi-substrats ne s'est pas développée par cette méthode en raison des faibles vitesses de croissance (densité de dislocations de 1.10^{10} à $2.10^{10} \text{ cm}^{-2}$ [51, 52].

I.8 Les substrats utilisés pour la croissance du GaN

Les substrats généralement utilisés pour la croissance du GaN sont : le silicium (Si), le saphir (Al₂O₃), le carbure de silicium (SiC). Dans cette partie, nous allons discuter les avantages et les inconvénients de chaque substrat.

A l'inverse des semi-conducteurs connus tels que le Si ou le GaAs, il n'existe pas encore de substrat de GaN monocristallin massif disponible industriellement, quoique certains d'entre eux ont été élaborés avec succès sous haute pression, mais la surface disponible n'excédait pas 100 mm^2 pour 200 heures de croissance [53] ceci oblige l'utilisation de substrats différents du GaN pour un dépôt de couches sur de grandes surfaces.

Le principal problème, dans l'épitaxie du GaN, est qu'il n'existe pas de substrat en accord de maille et ayant le coefficient thermique proche de ceux du GaN. De plus le type de GaN obtenu est étroitement lié au substrat de départ et les conditions de croissance restent primordiales pour favoriser l'une ou l'autre des phases, cubique ou hexagonale [54].

Le paramètre de maille le plus proche de celui de GaN est donc recherché dans le but de minimiser les contraintes mécaniques induites par la désadaptation, celles-ci ayant pour effet de dégrader les performances. La problématique des coûts de production, notamment sur SiC, a incité de nombreuses équipes à développer d'autres filières, telle que la filière silicium (Si [111]) [55, 56, 57]. La croissance par homo-épitaxie de GaN, nécessite des monocristaux de GaN massif qui ne sont produits que par un seul groupe dans le monde : le laboratoire "UNIPRESS" de l'université de Varsovie. Ces substrats, dont la croissance s'effectue à très haute pression et haute température (1.5GPa et 1673-1973K (1400-1700°C)), ont la plus faible densité de dislocations obtenue à ce jour, dans GaN : de l'ordre de 10^2 cm^{-2} . Toutefois ces substrats ne sont pas encore commercialisés, car leur coût de production reste très élevé et leur taille est relativement modeste (1-2 cm pour une épaisseur de $50 \mu\text{m}$).

Par conséquent, la croissance de GaN (et des autres nitrures) se fait encore presque exclusivement en hétéro épitaxie. Mais comme les paramètres de maille et les coefficients de dilatation thermique des substrats utilisés sont très différents de ceux de GaN, les couches épitaxiales ont des densités de dislocations très élevées (10^8 - 10^{10} cm^{-2}). Les principaux substrats sont :

1.8.1 Le saphir

C'est le plus utilisé pour la fabrication de diodes électroluminescentes et diodes laser. Il présente pourtant plusieurs défauts majeurs. En effet, le désaccord de maille avec GaN est de 16% (après rotation de la couche épitaxiée par rapport au substrat) [58]. Ce désaccord induit des densités de dislocations de l'ordre de 10^{10} cm^{-2} . Cependant, avec une nitruration adéquate et une couche tampon optimisée et déposée à faible température, par exemple en AlN, des films de GaN de très bonne qualité avec une densité de dislocations inférieure à $2 \times$

10^9 cm^{-2} peuvent être obtenus. Sur substrat saphir, la croissance par MOVPE permet d'obtenir du GaN de type face-Ga, tandis que celle par MBE permet d'obtenir du GaN face-Ga ou face-N. Les inconvénients du saphir sont une faible conductivité thermique et une grande difficulté à être découpé. Une des méthodes de découpe consiste à pratiquer un sillon grâce à un laser, puis à graver dans ce sillon avec une scie en diamant, pour finir par un [59, 60, 61]. D'ailleurs, le substrat est dans ce cas supprimé par décollage "lift off" et remplacé par un substrat de conductivité thermique plus élevée. Enfin ; le saphir est un isolant, ce qui ne permet pas de poser directement un contact électrique sur le substrat.

1.8.2 Le carbure de silicium

Les avantages des substrats en SiC sont multiples. Ils présentent un faible désaccord de maille avec GaN qu'est de 3.5 %, en regard du saphir ou du silicium, et une très bonne conductivité thermique, il est le substrat le plus attractif. Les substrats 4H-SiC et 6H-SiC sont les plus utilisés, et présentent l'avantage d'exister également sous forme wurtzite, ce qui facilite la croissance du GaN sur ces derniers. Le contrôle de la polarité est un des avantages clef du SiC par rapport au saphir. La polarité électrique de l'interface GaN/SiC influence fortement la morphologie de la surface et la qualité cristalline des films de GaN épitaxiés. Les calculs de la structure électronique de l'interface GaN/SiC [0 0 0 1] indiquent que les liaisons les plus fortes sont les liaisons Si/N et C/Ga. Un film de GaN déposé sur un substrat SiC face-Si sera par conséquent de type face-Ga [0001]. Les inconvénients des substrats en SiC sont d'une part le coût très élevé, et d'autre part la rugosité de surface, qui est en moyenne de 1 nm, contre 0,1 nm pour le saphir. Ceci entraîne le besoin de réaliser des traitements de surface de manière à polir le substrat. Une des méthodes consiste à provoquer l'oxydation du SiC pour former du SiO₂, qui est ensuite enlevé par attaque chimique. Des sociétés comme Sterling Semi-Conductor produisent des substrats de 3 pouces, Nippon Steel parvient à 4 pouces [59].

Les couches de GaN épitaxiées sur ce type de substrat démontrent ainsi une excellente qualité cristallographique: le taux de dislocations restant généralement inférieur à 3.10^8 cm^{-2} , notamment grâce à l'ajout d'une couche de nucléation ou couche tampon en AlN, dont les paramètres physiques permettent une plus douce transition entre le réseau cristallin de SiC et celui de GaN. Cette transition est encore améliorée par l'adjonction de super-réseaux de nucléation, technique consistant à intégrer entre le substrat et GaN, une succession de couches AlN/GaN [62]. Il est ainsi, de tous les substrats, celui qui préfigure en tête lorsque sont envisagées des applications de puissance hyperfréquences. Malheureusement, il demeure

extrêmement onéreux. Pour le type 6H, le désaccord de maille avec GaN est de 3.5 %. C'est un matériau conducteur électriquement que l'on peut doper n ou p et sa conductivité thermique est nettement supérieure à celle du saphir.

I.8.3 Le silicium

Les avantages du substrat en silicium sont nombreux. Les substrats Si son bon marché et disponibles en grand diamètre. De plus, la conductivité thermique offerte par le silicium est légèrement inférieure à celle du nitrure de gallium. Ceci signifie qu'une attention particulière devra être apportée au management thermique lors d'une conception. Des substrats de type n ou de type p, ou très résistifs sont disponibles. Une des principales raisons motivant les travaux sur les substrats silicium dans la filière GaN, malgré 17% de désaccord de maille entre ces deux matériaux, est la possibilité de réaliser sur une même puce des composants de puissance ou des composants optoélectroniques, couplés à des circuits en silicium performants. Les substrats en silicium doivent être orientés dans la direction [59].

En revanche, le procédé de fabrication des substrats de silicium est mûre puisqu'il est utilisé depuis des années dans l'univers de la RF.

La figure I.10 présente une comparaison entre les différents substrats utilisés pour la croissance du GaN, en terme du coût, la conductivité thermique, le désaccord de maille, le coefficient de dilatation thermique et la disponibilité en taille.

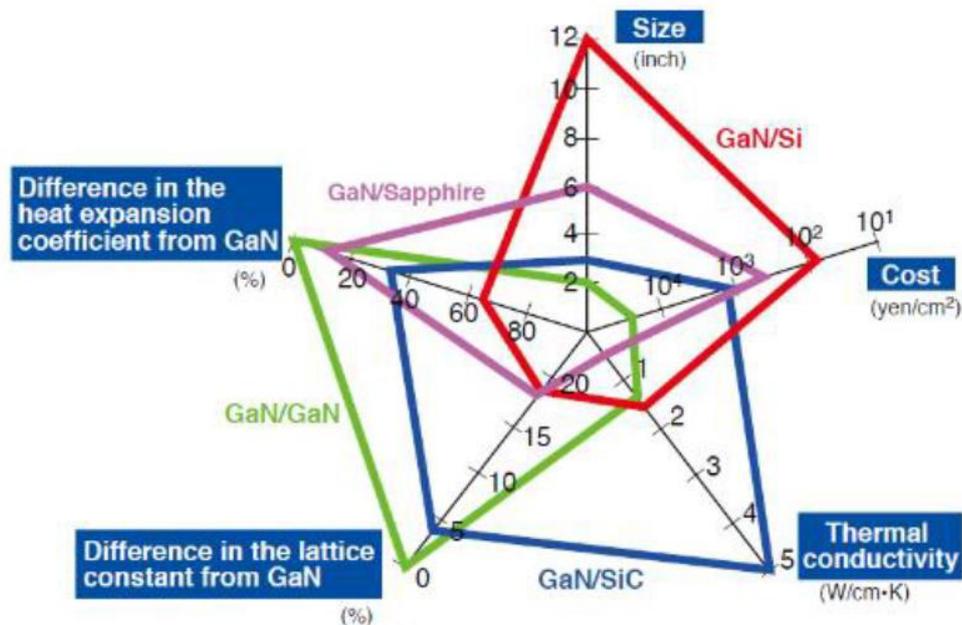


Figure I. 10: Comparaison entre les différents substrats utilisés pour la croissance du GaN (Egawa. 2012).

I.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les caractéristiques physiques, électriques, thermiques et optiques de nitrure de gallium et l'influence des différents substrats de croissance. En effet, le nitrure de gallium possède des propriétés physiques très intéressantes telles que la largeur de la bande d'énergie interdite, la vitesse de saturation et la mobilité des porteurs, et les stabilités thermique et chimique...

La spécificité importante est la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique et leur influence sur les propriétés et le comportement des HEMTs. De plus, la combinaison des deux matériaux GaN et AlN permet l'élaboration du ternaire AlGaIn qui a donné naissance à l'hétérojonction AlGaIn/GaN. Nous avons également présenté les différents substrats Si, SiC et saphir utilisés pour la conception des structures HEMTs, ainsi, les techniques de croissance développées, à savoir la MBE et la MOCVD.

Références du chapitre 1

- [1] **L. Boutita**, Mémoire de Magister "Modélisation des effets de la contrainte en surface et étude des effets thermiques dans les composants à base GaN", UNIVERSITE MENTOURI DE CONSTANTINE 2008
- [2] **W.C. Johnson, J.B. Parsons, and M.C. Crew**, 1932. Nitrogen Compounds of Gallium. *J. Phys. Chem.* vol.36p.2651
- [3] **R. Juza et H. Hahn**, « Uber die kristallstrukturen von Cu_3 , GaN und inn metallamide und " metallnitride », *Z. Anorg. Allgem. Chem.*, p. 234–282, 1938. 4
- [4] **HP. Maruska, JJ. Tietjen**, 1969 *Appl. Phys. Lett.* 15, 327
- [5] **J. I. Pankove, E. A. Miller et J. E. Berkeyheiser**, « GaN electroluminescent diodes », in 1971 International Electron Devices Meeting, vol. 17, p. 78–78, 1971. 4 **Pankove et al**
- [6] **R. Agrawal, A. Gupta, M. Gupta R.S**, 2008 AlGa_N/Ga_N MISHFET: A novel alternative to power HFETs for high temperature microwave digital and switching applications, Microwave Conference, 2008. APMC 2008. Asia-Pacific , vol., no., pp.1-4, 16-20.
- [7] **H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, and Y. Toyodo**, 1986 Metal Organic Vapor Phase Epitaxial Growth of High Quality GaN Film Using a AlN Buffer Layer, *Appl. Phys. Lett.*, p.353.
- [8] **Asif Khan, M. Kuznia, J.N. Van Hove, J.M. N. Carter. J**, 1992 Observation of two-dimensional electron gas in low pressure metalorganic chemical vapor deposited GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunctions, *Applied Physics Letters* , vol.60, no.24, pp.3027-3029.
- [9] **Asif Khan, M. Bhattarai, A. Kuznia, J.N. Olson. D.T**, 1993, High electron mobility transistor based on a GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunction, *Applied Physics Letters*, vol.63, no.9, pp.1214-1215.
- [10] **O. Ambacher, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W.J. Schaff, L.F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck**, 1999 Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures, *J. Appl. Phys.* 85 6 3222-3233.
- [11] **Destler W.W., Lau, Y.Y**, 1996 A tribute to George Bekefi (1925-1995) Plasma Science, *IEEE Transactions on* , vol.24, no.3, pp.556.
- [12] **S. Bouzid-Driad**, Thèse de Doctorat " Réalisation et caractérisation de transistors HEMTs GaN pour des applications dans le domaine millimétrique", université de Lille. 2013
- [13] **S. de Mayer**, Thèse de Doctorat "Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chips d'amplificateur distribué de puissance à très large bande", Université de Limoges. 2005

- [14] **M. Werquin**, Thèse de Doctorat "Etudes théoriques et expérimentales de transistors HEMT's de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences". Université de Lille. 2005
- [15] **C. Charbonniaud**, Thèse de Doctorat "Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde". Université de Limoges. 2005
- [16] **D. Schikora, M. Hankeln, D. J. As, K. Lischka, T. Litz, a Waag, T. Buhrow, and F. Henneberger**, 'Epitaxial growth and optical transitions of cubic GaN films', Phys. Rev. B, vol. 54, no. 12, pp. R8381–R8384, 1996.
- [17] **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.
- [18] **M.J. Paisley**, 'Growth of cubic phase gallium nitride by modified molecular-beam epitaxy', J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film., vol. 7, no. 3, p. 701, 1989.
- [19] **O. Lagerstedt and B. Monemar**, 'Variation of lattice parameters in GaN with stoichiometry and doping', Phys. Rev. B, vol. 19, no. 6, pp. 3064–3070, 1979.
- [20] **L. Vina, S. Logothetidis, and M. Cardona**, 1984 Temperature dependence of the dielectric function of germanium, Phys. Rev. B, vol. 30, pp. 1979–1991.
- [21] **Krishnamurthy. Srinivasan, Van Schilfgaarde. Mark, Sher. A. Chen.** A-B 1997 Bandstructure effect on high-field transport in GaN and GaAlN" Appl. Phys. Lett., Vol. 71, No. 14.
- [22] **S.Achour**, "Cathodoluminescence determination of the temperature rise in CdS under an electron beam spot", Phil.Mag.B, 62, 3, P.329 (1990).
- [23] **C. Schwierz, M. Croci-Maspoli, , and H. C. Davies**, 2004: Perspicacious indicators of atmospheric blocking.Geophys. Res. Lett., **31** .L06125, doi: 10.1029/2003GL019341
- [24] **A.Denis** "Elaboration cristallogénèse et caractérisations physico-chimiques des nitrures des éléments de la colonne III-a et en particulier le GaN". Thèse de doctorat, université Bordeaux 2003.
- [25] **J.A. Miragliotta**, Optical function of GaN, Properties of group III nitride, 1994, J. EDGAR, Publication INSPEC, Datareview series n°11, p190-194
- [26] **J. EDGAR, S. STRITE, I. AKASAKI, H AMANO and C. WETZEL**, Bandedge and optical function of GaN, M. LEROUX and B. GIL, Properties, processing and applications of gallium nitride and related semiconductors, 1997 Publication INSPEC, Datareview series n°23, p45-51

- [27] **R. Borges**, GaN high electron mobility transistor (HEMT), www.rfdcsign.com, consulté le 21 / 05 / 2021.
- [28] **C. DJIMLI**, Mémoire de Magistère "Etude par simulation des phénomènes de polarisations et les contacts ohmiques dans les transistors HEMTS base de GAN". Université de Constantine 2005
- [29] **Chu. Rongming**, thèse M.Sc AlGaIn/GaN single and double channel high electron mobility transistors hétérostructures, Hong Kong University of science and technology. 2004
- [30] **O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, and M. Stutzmann, W. Rieger and J. Hilsenbeck**, 1999 Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in $\text{AlGaIn}/\text{GaInAs}$ heterostructures Journal of Applied Physics, 85, 3222.
- [31] **O. Ambacher, J. Smart, and al** 1999 Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric Polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures. Journal of applied Physics, American institute of physics.
- [32] **S. Seo**, 2003 AlGaIn/GaN high electron mobility transistors (HEMTs). University of Michigan, EECS521 winter term project report.
- [33] **Z. abdelaziz fares**, Mémoire de Magistère "Caracterisation électrique des HEMTs à base de Nitrure de Gallium AlGaIn/GaN. UNIVERSITE MENTOURI DE CONSTANTINE 2005
- [34] **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.
- [35] **J. Turret**, These de Doctorat Etude de l'épitaxi sélective de GaN /Saphir et GaN/ GaN-MOVPE par HVPE. Application croissante de structure périodique de faible dimensionnalité. UNIVERSITE BLAISE PASCAL 2008
- [36] **B. Monemar, H.Larsson, C.Hemmingson, I.G.Ivanov, and D.Gogova**, 2005 Journal of crystal growth 281 7.
- [37] **E. Richter et al**, Phys.Stat.Sol.(a) 188 (2001) 439.
- [38] **D.Martin, J.Napierala, M.Ilegems, R.Butté, and N.Grandjean**, Applied Physics Letters 88 (2006) 241914.
- [39] **Y. Andre et al.**, Journal of Crystal Growth 306 (2007) 86.
- [40] **Ch. Hennig, E. Richter, M. Weyers, and G. Tränkle**, Journal of Crystal Growth 310 (2008) 911.
- [41] **Y. Oshima et al**, Jpn. J. Appl. Phys. 42 (2003) L1.
- [42] **Y. Oshima, T. Eri, M. Shibata, and en A. Usui, H**, Phys.Stat.Sol. (a) 192 (2002) 554.

- [43] **T. Yoshida et al**, Journal of Crystal Growth 310 (2008) 5.
- [44] **H. Larsson et al**, phys. stat. sol. (c) 7 (2003) 1985.
- [45] **D. H. Kim, U. Farva, W. S.Jung, E.J. Kim, and C. Park**, Materials Letters 62 (2008) 1859.
- [46] **C. Park, S. Yeo, J.h. Kim, D. Yoon, and T.J. Anderson**, Thin Solid Films 498 (2006) 94.
- [47] **N. Mante**, Thèse de Doctorat Hétéroépitaxie de GaN sur Si : De la nucléation à la relaxation des contraintes, étude par microscopie électronique en transmission, Université de Grenoble Alpes. 2016
- [48] **S. Vezian, F. Semond, D. W.Bullock, J.Z. Ding, and P.M. Thibado**, Surface Science 541 (2003) 242.
- [49] **K.A. Bertness, A. Roshko, L.M. Mansfield, T.E. Harvey, and N.A. Sanford**, Journal of Crystal Growth in press (2008).
- [50] **N. Grandjean, M. Leroux, M. Laügt, and J. Massies**, Appl.Phys.Lett.71 (1997) 240.
- [51] **F. Semond et al.**, Applied Physics Letters 75 (1999) 82.
- [52] **S. Vézian, J. Massies, F. Semond, N. Grandjean, and P. Vennéguès**, Physical Review B 61 (2000) 7618.
- [53] **S. Porowski**, 1999 « Near defect free GaN substrates », MRS Internet **J. Nitride Semicond. Res.** [on line: <http://nsr.mij.mrs.org/4S1/G1.3/>], volume 4S1, number G1.3.
- [54] **P. Agnès**, 1999 Caractérisation électrique et optique du nitrure de gallium hexagonal et cubique en vue de l'obtention d'émetteurs bleus», thèse à l'INSA, Lyon.
- [55] **J.W. Johnson, E.L. Piner, A. Vescan, R. Therrien, P. Rajagopal, J.C. Roberts, J.D. Brown, S. Singhal, and K.J. Linthicum**, 2004 12 W/mm AlGa_N-Ga_N HFETs on silicon substrates.IEEE Electron Device Letters 25: p. 459.
- [56] **S. Arulkumaran, M. Miyoshi, T. Egawa, H. Ishikawa, and T. Jimbo**. 2003 Electrical characteristics of AlGa_N/Ga_N HEMTs on 4-in diameter sapphire substrate. IEEE Electron Device Lett. 24: pp. 497-499.
- [57] **D. Ducatteau, A. Minko, V. Hoël, E. Morvan, E. Delos, B. Grimbert, H. Lahreche, P.Bove, C. Gaquière, J.C. DeJaeger, and S. Delage**. 2006 Output power density of 5.1 W/mm at 18 GHz with an AlGa_N HEMT on Si substrate.IEEE Electron Device Letters 27: pp. 7-9.
- [58] **O.Lancry**, 2009 Etude par microspectrométrie raman de matériaux et de composants microélectronique à base de semi-conducteur III-V grand gap, Univ. Lille.

- [59] **L. Liu, J.H. Edgar.** 2002 Substrates for Gallium Nitride epitaxy. *Materials Science and Engineering*, R37, pp 112.
- [60] **I. Moerman, Z. Bougrioua,** 2001 ATHENA”-ESA Contract Status. ESTEC-ESA - Wide BandGap Technology Meeting.
- [61] **H. Liu, W. So, K. Ma, B.Yuan, C. Chern,**2001. nHigh volume AlInGaN LED manufacturing atAXT. *Compound Semi-Conductor*. Vol 7. No. 10, pp 59-61.
- [62] **S. Boeykens et al.** 2006, Investigation of AlN nucleation layers for AlGaN/GaN heterostructures on 4H-SiC *phys. stat. sol. (c)* 3, No. 6, 1579–1582.

II.1 Introduction

L'un des aspects les plus intéressants liés aux matériaux GaN est la possibilité de former des hétérostructures AlGaN/GaN, dans lesquelles un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) est formé à l'hétérojonction. Dans ce chapitre, la formation du gaz 2DEG ainsi que le principe de fonctionnement des transistors HEMTs AlGaN/GaN sont expliqués en se basant sur l'évolution de la structure de bandes et des polarisations spontanée et piézoélectrique des matériaux associés. Finalement, un état de l'art sur les approches possibles utilisées pour la fabrication des HEMTs AlGaN/GaN à enrichissement (Normally-OFF) y est détaillé.

II.2 Physique de l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N/GaN$

La structure d'un transistor à haute mobilité électronique HEMT AlGaN/GaN repose sur l'élaboration d'une hétérostructure à partir de deux matériaux différents. Un alliage ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ avec une large bande interdite, appelé couche barrière, est épitaxié sur une couche tampon de GaN non-intentionnellement dopée (nid) avec une largeur de bande interdite plus petite (la couche intermédiaire disposée en aval est appelée couche canal et est élaborée de manière spécifique) [1]. Les paramètres de maille de la couche $Al_xGa_{1-x}N$ peuvent se déduire des paramètres du GaN et de l'AlN par interpolation linéaire de la loi de Vegard [2] selon l'équation II.1.

$$(Al_xGa_{1-x}N) = x \cdot (AlN) + (1 - x) \cdot (GaN) \quad (II.1)$$

La particularité de l' $Al_xGa_{1-x}N$ est la possibilité d'adapter son paramètre de maille et sa largeur de bande interdite en faisant varier le taux d'aluminium (x). La figure II.1 (a) montre la variation des paramètres de maille « a » et « c », ainsi que la largeur de la bande interdite (b) en fonction du taux d'aluminium Al. On remarque que plus le taux d'Al augmente pour tendre vers AlN, plus le paramètre de maille diminue, et la largeur de la bande interdite augmente n'est pas linéaire mais quadratique. Un coefficient correction noté b (bowing en anglais) est donc introduit afin de corriger l'évolution linéaire selon l'équation II.2 [3]. Il vaut environ 1 eV pour l' $Al_xGa_{1-x}N$ hexagonal.

$$E_g (Al_xGa_{1-x}N) = E_g (AlN) + (1 - x)[E_g (GaN) - x \cdot b] \quad (II.2)$$

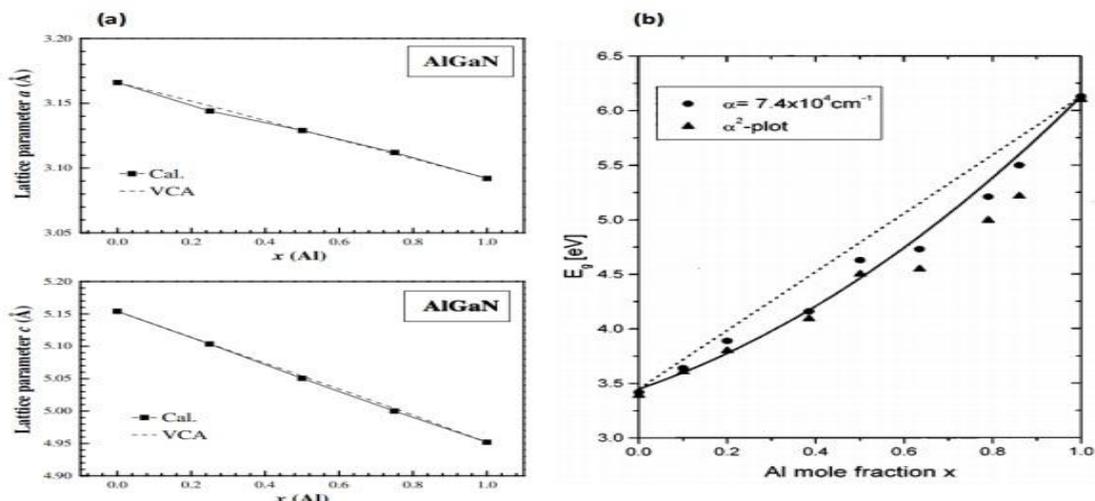


Figure II. 1: (a) Variation des paramètres de maille « a » et « c », et (b) la largeur de la bande interdite en fonction du taux d'Al [4, 5]

Le désaccord en paramètre de maille dans une hétérostructure engendre des contraintes internes. En effet, le désaccord de maille entre l'AlGaN et le GaN rend la couche d'AlGaN contrainte en tension. Une polarisation piézoélectrique est alors créée dans la couche d'AlGaN, et est ajoutée à la polarisation spontanée déjà existante à l'état relaxé. À l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi des deux semiconducteurs s'alignent. Une courbure de bande apparaît au voisinage de l'hétérojonction AlGaN/GaN donnant naissance à un puits quantique peuplé par un gaz d'électron bidimensionnel. La figure II.2 présente l'orientation des polarisations de la couche d'AlGaN sur une couche épaisse de GaN. Dans le cas d'une structure GaN face (Ga), lorsque la couche d'AlGaN est contrainte en tension, les polarisations piézoélectrique et spontanée pointent dans la même direction et sont orientées en sens contraire de l'axe [0001] (pointe vers le substrat). Si la couche d'AlGaN était contrainte en compression, le vecteur de polarisation piézoélectrique aurait un sens opposé à la polarisation spontanée.

La polarisation globale à l'interface est équivalente à la somme algébrique des composantes piézoélectriques et spontanées. La valeur de la polarisation à l'interface AlGaN/GaN est donc donnée par la formule suivante :

$$\Delta P = P_{pz} AlGaN + P_{sp} AlGaN - P_{sp} GaN \quad (II.3)$$

La polarisation piézoélectrique de la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ peut être quantifiée en utilisant la loi de Végard à partir des données de polarisation spontanée du GaN et de l'AlN selon les équations II.4 et II.5 :

$$P_{sp} \text{ Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N} = x P_{sp} \text{ AlN} + (1-x) P_{sp} \text{ GaN} \quad (\text{II.4})$$

$$P_{sp} \text{ Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N} = -0.09 x - 0.034 (1-x) \quad (\text{II.5})$$

La polarisation piézoélectrique de la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est donnée suivant l'équation II.6. Elle est quantifiée à partir du degré de relaxation $r(x)$ de la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en tenant compte de la contrainte de cette dernière en fonction du taux d'Al.

$$p_{pz} = 2(1-r(x)) \frac{a(x)-a_0}{a(x)} (e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{c_{13}(x)}{c_{31}(x)}) e_z \rightarrow \quad (\text{II.6})$$

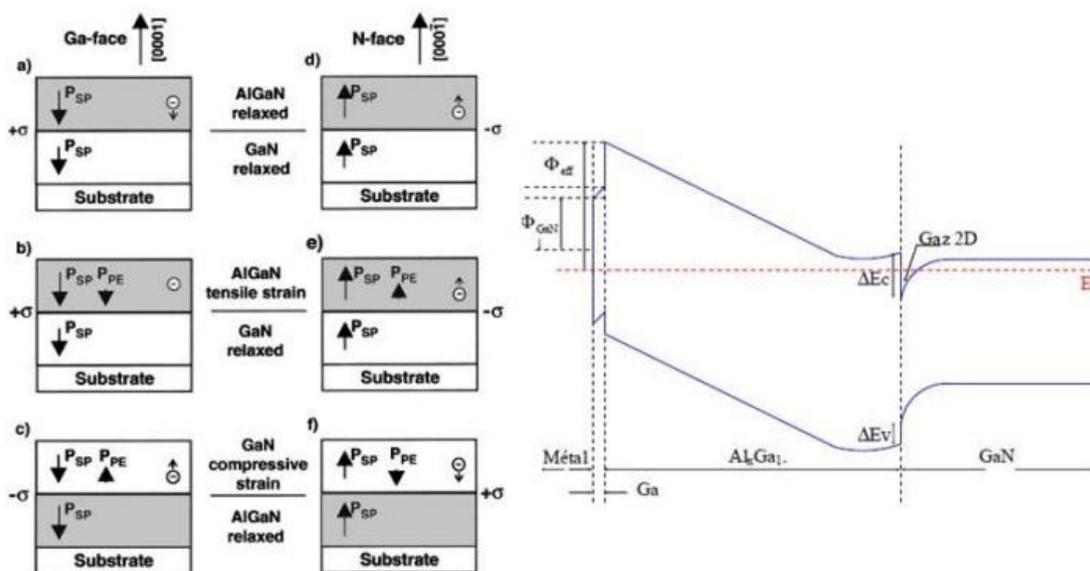


Figure II. 2: Polarisation spontanée et piézoélectrique, et diagramme de bande d'un hétérostructure AlGaN/GaN face Ga et N [6]

II.2.1 Origine des électrons dans le puits 2D

Plusieurs travaux ont été rapportés dans le but de comprendre l'origine des électrons dans le gaz 2D. Ibbetson et al, ont proposé une hypothèse basée sur l'ensemble des charges présentes dans une hétérostructure AlGaN/GaN [7]. Il faut noter que l'hypothèse d'Ibbetson est basée sur un modèle et des approximations.

Les charges présentes dans une hétérostructure AlGaN/GaN sont :

- Deux charges $+\sigma_{pol}$ et $-\sigma_{pol}$ présentent aux deux extrémités de la couche AlGaN engendrées par les polarisations spontanée et piézoélectrique.
- Une charge volumique $+\sigma_{AlGaN}$ engendrée par la présence de donneurs ionisés dans la couche AlGaN.
- Les charges σ_{buffer} présentes dans la couche GaN buffer.
- Les charges $\sigma_{surface}$ dues à des états de surfaces ionisés.

La somme de ces charges doit être égal à la charge du gaz 2D selon l'équation II.7 :

$$\sum \sigma_{AlGaN/GaN} = q \cdot ns \quad (II.7)$$

Avec :

ns : La densité surfacique d'électrons.

q : La charge d'électron

En l'absence d'une tension appliquée à l'hétérostructure AlGaN/GaN, la somme des charges est nulle. De plus, les deux charges de polarisation de la couches AlGaN $+\sigma_{pol}$ et $-\sigma_{pol}$ s'annulent. Les charges σ_{buffer} sont négligées car la couche GaN n'est pas dopée. On obtient alors :

$$\sigma_{surface} + \sigma_{AlGaN} - q \cdot ns = 0 \quad (II.8)$$

Comme la couche GaN n'est pas dopée, la charge volumique $+\sigma_{AlGaN}$ est nulle. L'équation II.8 devient :

$$\sigma_{surface} = q \cdot ns \quad (II.9)$$

Donc, on peut dire que la présence des électrons dans le puits 2D est causée par les états de donneurs ionisés présents à la surface de l'hétérostructure AlGaN/GaN.

- Dans le cas où la couche barrière AlGaN est trop fine (sous l'épaisseur critique), les états de surfaces sont situés sous le niveau de Fermi. Ils sont donc considérés comme des états neutres. La densité surfacique d'électrons est dans ce cas inférieure à 10^{12} cm^{-2} .
- Dans le cas où la couche barrière AlGaN est assez épaisse (supérieur ou égale à l'épaisseur critique), le potentiel de surface augmente et le niveau des états de surface se déplace au-dessus du niveau de Fermi. Les électrons vont donc se déplacer via le champ de polarisation totale et alimente le puits 2D comme illustrer dans la figure II.3

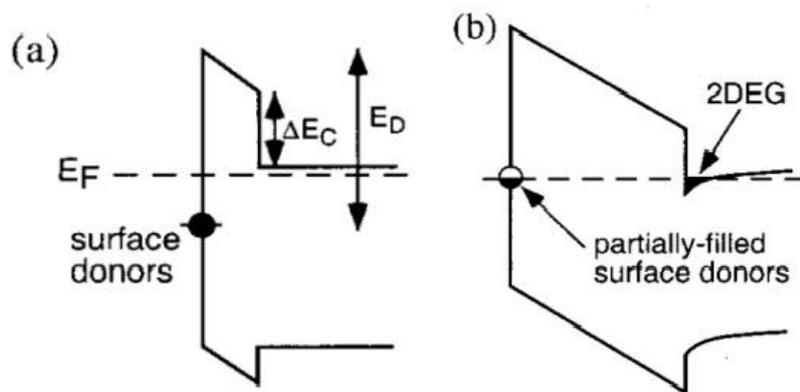


Figure II. 3: Illustration schématique du modèle d'Ibbetson [7]

II.3 Hétérostructure avec couche espaceur AlGaN/AlN/GaN

L'utilisation d'une couche espaceur en AlN permet d'augmenter la densité et la mobilité des porteurs dans le canal. La couche AlN permet notamment d'améliorer la qualité du cristal. La figure II.4 montre la structure épitaxiale d'une hétérostructure AlGaN/AlN/GaN [8].

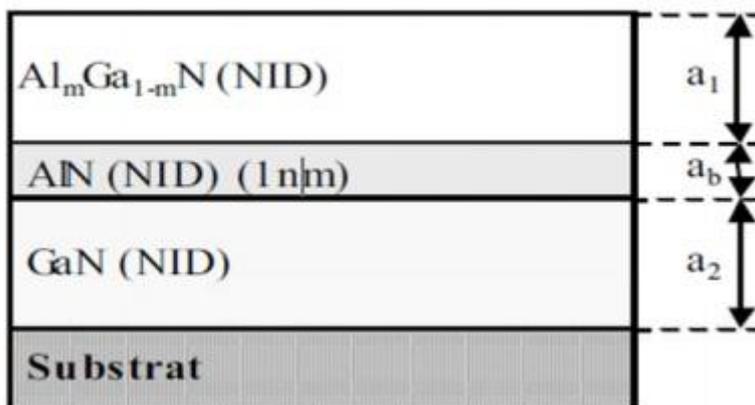


Figure II.4 : Structure épitaxiale d'une hétérostructure AlGaN/AlN/GaN [8].

Une épaisseur d'AlN comprise entre 0,5 et 1 nm est la plus couramment employée [9]. La figure II.5 présente le diagramme de bande d'énergie de conduction et la distribution des charges dans une hétérostructure AlGaN/AlN/GaN [10].

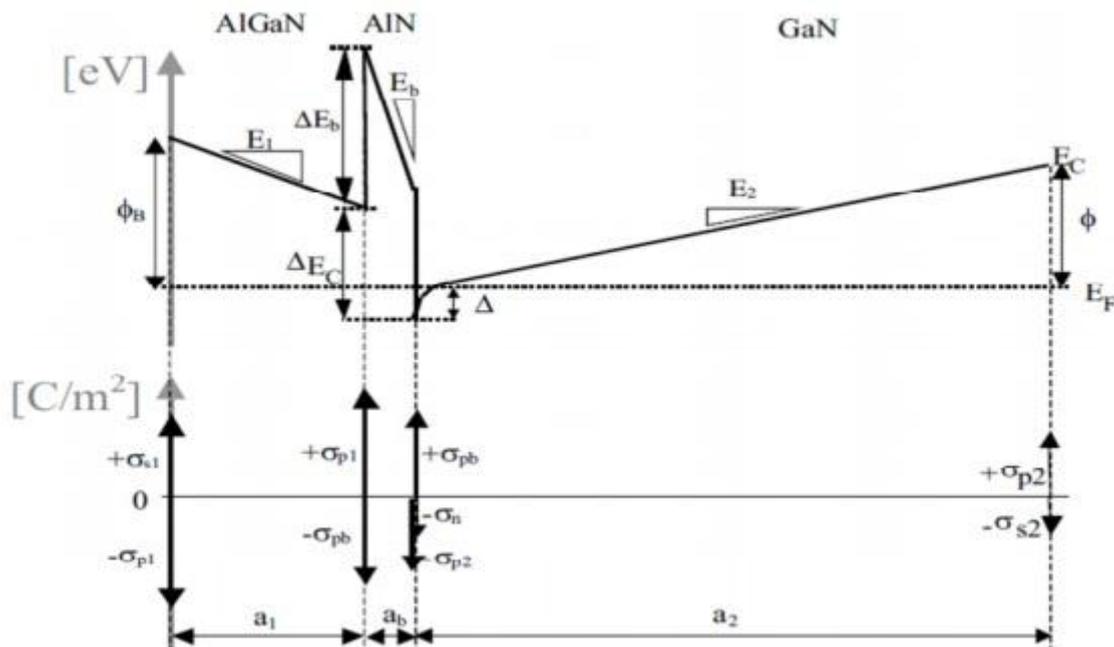


Figure II.5: Diagramme de bande d'énergie de conduction et distribution des charges dans une hétérostructure AlGaIn/AlN/GaN [10].

Où ΔE_c est la discontinuité de la bande de conduction entre $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et GaN, ϕ_B est la hauteur de la barrière de potentiel à la surface, ϕ est la hauteur de la barrière de potentiel entre la couche GaN et le substrat, Δ est l'énergie séparant le bas du puits de potentiel du niveau de Fermi, E_1 et E_2 sont respectivement l'intensité du champ électrique dans la couche AlGaIn et dans la couche GaN, $+\sigma_{s1}$ est une charge positive de surface qui participe à la compensation de la charge $-\sigma_{p1}$, et $-\sigma_{s2}$ est une charge négative située sur la face inférieure de la couche GaN, qui participe à la compensation de la charge $+\sigma_{p2}$.

La couche AlN est associée aux notations supplémentaires suivantes : a_b est l'épaisseur de la couche AlN, $+\sigma_{pb}$ et $-\sigma_{pb}$ sont respectivement les charges induites par les effets de polarisation piézoélectrique de AlN aux interfaces de AlN/GaN et AlN/AlGaIn, E_b est le champ électrique dans AlN, et ΔE_b est la discontinuité de bande d'énergie de conduction entre AlGaIn et AlN. On peut voir sur la figure II.9 que la bande de conduction de l'hétérostructure AlGaIn/AlN/GaN présente un pic très marqué au niveau de la couche AlN. Cela est dû d'une part à la grande énergie de bande interdite de l'AlN (6,2 eV), et d'autre part aux très forts effets de polarisation dans cette couche. Par rapport à une hétérostructure classique, la discontinuité de la bande de conduction entre AlGaIn et GaN, ΔE_c est augmentée. La variation de potentiel aux bornes de la couche AlN peut atteindre 0,9 V, ce qui conduit à ΔE_c de l'ordre de 1,4 eV, valeur deux fois plus élevée que dans un HEMT standard [8]. Cette augmentation

de la discontinuité de la bande de conduction ΔE_c entraîne une diminution du champ électrique E_1 dans la couche AlGaN, et donc une augmentation de la densité des porteurs du 2DEG. Enfin, l'augmentation de la discontinuité de la bande de conduction induit une amélioration de la mobilité des électrons.

II.3.1 Polarisation spontanée

Il est primordial de maîtriser parfaitement lors de la croissance, l'ordre de la séquence des couches atomiques afin d'orienter le vecteur de la polarisation spontanée dans le bon sens pour obtenir un gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface d'une hétérostructure AlGaN/GaN.

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

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

$$P_{SP}(x) = (-0.052x - 0.029) C/m^2 \quad (II.10)$$

En d'autres termes, plus le taux d'aluminium x est important et plus la valeur absolue de la polarisation spontanée dans le matériau AlGaN est importante [11].

II.3.2 Polarisation piézoélectrique

Dans les hétérostructures AlGaN/GaN, les contraintes sont générées par le désaccord de maille existant entre les deux matériaux. La polarisation piézoélectrique pour des matériaux à structure wurtzite est donnée par :

$$P_i^{PZ} = e_{ik} \epsilon_K \quad (II.11)$$

Ou P_i^{PZ} est la composante i du vecteur de polarisation piézoélectrique, e_{ik} est le tenseur piézoélectrique et ϵ_K est le tenseur de contraintes. Dans le cas des hétérostructures à base de nitrure de gallium, la contrainte est biaxiale et les contraintes de cisaillement sont négligeables, la polarisation piézoélectrique a seulement une composante qui est dirigée le long de l'axe [0001] et qui dépend linéairement du paramètre de maille a [8].

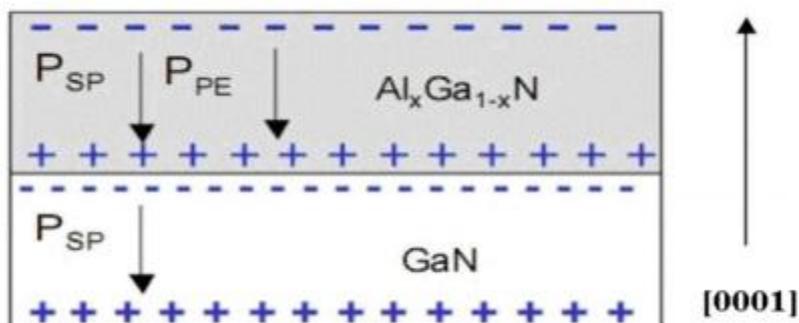


Figure II.6 : Polarisation spontanée et piézoélectrique dans une couche d'AlGaN (fâce Ga), en tension sur une couche de GaN [8].

La figure II.6 schématise les orientations des polarisations pour une couche de l'alliage AlGaN pseudomorphique sur une couche épaisse de GaN. Lorsque la couche d'AlGaN est en tension, les polarisations piézoélectrique et spontanée ont la même direction et sont orientées en sens contraire de l'axe [0001]. Si la couche d'AlGaN était en compression, la polarisation piézoélectrique aurait une direction opposée à la polarisation spontanée [12].

A condition que la croissance du matériau soit orientée selon l'axe positif [0001] (fâce Ga), le bilan global dans l'hétérostructure (figure II.6) conduit à une polarisation positive à l'interface AlGaN/GaN. En effet, la polarisation globale à l'interface est équivalente à la somme algébrique des composantes piézoélectriques et spontanées. Dans l'hypothèse où la couche tampon de GaN est non contrainte, la valeur de la polarisation à l'interface AlGaN/GaN est donc donnée par la formule suivante :

$$\Delta P = P_{sp, AlxGa1-xN} + P_{pez, AlxGa1-xN} - P_{sp, GaN} \quad (II.12)$$

Les électrons disponibles dans la structure, en particulier ceux qui occupent les états de surface d'AlGaN, ont tendance à venir compenser la charge positive issue des polarisations à l'interface. La densité de charge σ induite par la variation du vecteur de polarisation par rapport à l'espace est donnée par [13] :

$$\sigma = P_{haut} - P_{bas} \quad (II.13)$$

Pour le GaN en phase hexagonale de type Wurtzite, la polarisation est dirigée perpendiculairement à l'interface de l'hétérojonction AlGaN/GaN le long de l'axe « c », induisant une densité de charge fixe à l'interface σ_{int} [13, 14]:

$$\sigma_{int} = P_{tot,couche1} - P_{tot,couche2} \quad (II.14)$$

$$\sigma_{int} = [P_{SP} + P_{PZ}]_{couche1} - [P_{SP} + P_{PZ}]_{couche2} \quad (II.15)$$

La présence d'une charge fixe attire une charge mobile vers l'interface pour la compenser. Si la charge fixe est positive, elle induira une charge mobile négative, et vice versa.

La densité de charge augmente fortement lorsque le pourcentage d'aluminium x de la couche AlGa N augmente. Cette évolution est due à l'accroissement des polarisations spontanée et piézoélectrique de l'AlGa N lorsque x augmente. Cependant ces résultats restent théoriques car au-delà de $x=0,5$, la qualité cristalline se dégrade et une relaxation partielle de la couche AlGa N apparaît.

Cette densité de charge positive induite par les champs de polarisation doit être compensée par une charge de signe opposée : le canal d'électrons.

Dans le cas de l'hétérostructure AlGa N /Ga N , la discontinuité de bande de conduction donne naissance à un puits de potentiel dans lequel les électrons, attirés par la polarisation relative positive, sont confinés. Ainsi, la création d'un gaz bidimensionnel (2D) d'électrons à l'interface AlGa N /Ga N est rendue possible par l'effet combiné de la polarisation spontanée, de la polarisation piézoélectrique et du décalage de la bande de conduction. Il n'est ainsi pas nécessaire de doper le matériau AlGa N pour obtenir la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons en raison de la forte valeur du champ de polarisation interne existant dans cette filière de matériau. L'origine des électrons est généralement attribuée aux états de surface de type donneur [15].

Les porteurs étant présents en l'absence de dopants ionisés, la mobilité des électrons est donc améliorée par rapport à celle mesurée dans le matériau massif. Ainsi ; alors que les mobilités dans Ga N massif sont de l'ordre de $900 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, la création d'un gaz d'électrons à l'interface AlGa N /Ga N permet d'atteindre des mobilités supérieures à $1500\text{-}2000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ à température ambiante, avec des densités de porteurs de l'ordre de $1.10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Cette densité de porteurs est de 2 à 5 fois supérieure à celle obtenue dans la filière GaAs.

Contrairement aux gaz bidimensionnels obtenus par dopage (cas du système à base de GaAs), le dopage n'est pas indispensable dans le cas de Ga N . Il peut cependant être utilisé pour augmenter la densité de porteurs. Celle-ci peut aussi être contrôlée en faisant varier les épaisseurs et concentrations en aluminium d'AlGa N [16, 17].

II.3.3 Effet du taux d'aluminium dans la barrière d'AlGaN sur la densité de charges Superficielles

L' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est un alliage cationique, solution solide d'AlN et de GaN. Le taux d'aluminium dans AlGaN est un élément important car il permet d'augmenter la densité de porteur ns. Le paramètre de maille, en fonction de la composition en aluminium x, est donné pour GaN par la relation II.16, et pour AlGaN par l'expression II.17:

$$a(x) = a_0^{\text{GaN}} - x(a_0^{\text{GaN}} - a_0^{\text{AlN}}) \text{ (Å)} \quad (\text{II.16})$$

$$a_{\text{ALGaN}} = 3.189 - 0.077 \text{ (Å)} \quad (\text{II.17})$$

Le désaccord en maille entre les deux matériaux s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{a_{\text{ALGaN}} - a_{\text{GaN}}}{a_{\text{GaN}}} \quad (\text{II.18})$$

Il est possible de faire croître le matériau AlGaN sur GaN pour un taux d'aluminium assez important ; cela a permis de développer des composants à hétérojonction AlGaN/GaN. Cependant, lorsque le taux d'aluminium augmente, le paramètre de maille de l'AlGaN diminue. Cela conduit à une augmentation du désaccord de maille. Ce dernier est maximum pour un taux d'aluminium de 100% qui correspond à AlN. Le désaccord de maille est de 2,4% entre AlN et GaN, ce qui est relativement élevé. Cela peut générer des contraintes importantes dans les alliages limitant l'épitaxie d'une couche d'AlGaN sur GaN à des épaisseurs assez faibles. Le but est d'éviter la relaxation de la contrainte. L'épaisseur de la couche AlGaN avec un taux d'aluminium de 20 à 30% est typiquement de l'ordre de 250-350 Å.

Nous venons de voir que la contrainte en tension sera d'autant plus grande que le taux d'aluminium sera important comme on peut le constater à partir de la relation (2). En effet plus le taux d'aluminium augmente, plus le paramètre de maille du matériau AlGaN diminue.

En conclusion ; la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique augmentent avec le taux d'aluminium, donc implicitement la densité de charges d'électrons s'accroît aussi [8].

La teneur en aluminium est limitée à environ 30% pour éviter la génération de dislocations et de fissures. De plus, l'augmentation de la concentration d'aluminium a pour effet de réduire la mobilité des porteurs. Les structures optimales présentent des concentrations d'aluminium entre 15% et 30% et permettent d'obtenir des concentrations électroniques de l'ordre de 10^{13} cm^{-2} dans le gaz d'électrons 2D avec des mobilités de 1500- 2000 cm^2/Vs . La combinaison de cette forte densité électronique et de cette forte mobilité permet d'atteindre des performances remarquables aussi bien en régime dynamique qu'en statique [18].

II.4 Principe de fonctionnement des HEMTs AlGa_N/Ga_N

Le transistor HEMT (High Electron Mobility Transistors, en français : transistor à haute mobilité électronique) appartient à la famille des transistors à effet de champ. Il est un cas particulier du MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor). Le HEMT basé sur l'hétérojonction AlGa_N/Ga_N, a été rapporté pour la première fois en 1993 grâce aux travaux pionniers de Khan [22].

Le principe de fonctionnement du HEMT est basé sur la modulation de la conductance entre les deux contacts ohmiques source et drain, par l'action électrostatique d'une électrode de commande dénommée grille (jonction de type Schottky) pouvant contrôler en nombre la densité de porteurs présents dans le gaz bidimensionnel. La variation de cette conductance est proportionnelle au nombre de porteurs libres dans le canal, et donc au courant entre source et drain. C'est l'effet d'amplification transistor qui permet de transformer un faible signal appliqué sur la grille en un signal plus fort récupéré sur le drain. La différence avec le transistor classique est que le HEMT utilise une hétérojonction.

L'hétérojonction repose sur le principe de création et de contrôle d'un gaz d'électrons dans un matériau faiblement dopé où les électrons peuvent se déplacer plus rapidement (mobilité d'électrons élevée). Cette couche appelée gaz d'électrons à deux dimensions (origine du nom TEGFET) est la conséquence des polarisations spontanée et piézoélectrique.

La qualité de la commande dépend en grande partie de la qualité du contact Schottky, à l'interface entre la barrière AlGa_N et le métal de grille (rappelons que parfois, la couche superficielle est un cap de Ga_N ; le cas échéant, elle est gravée localement de sorte que le métal se dépose directement sur AlGa_N). On a donc intérêt à rechercher les alliages métalliques présentant les meilleures caractéristiques, et se prêtant au mieux à leur dépôt sur le semiconducteur. Cet effet de contrôle du gaz bidimensionnel à l'hétérojonction trouve son explication physique dans l'exploitation des diagrammes de bandes d'énergie suivant la direction verticale (figure II.7) [19, 20, 21].

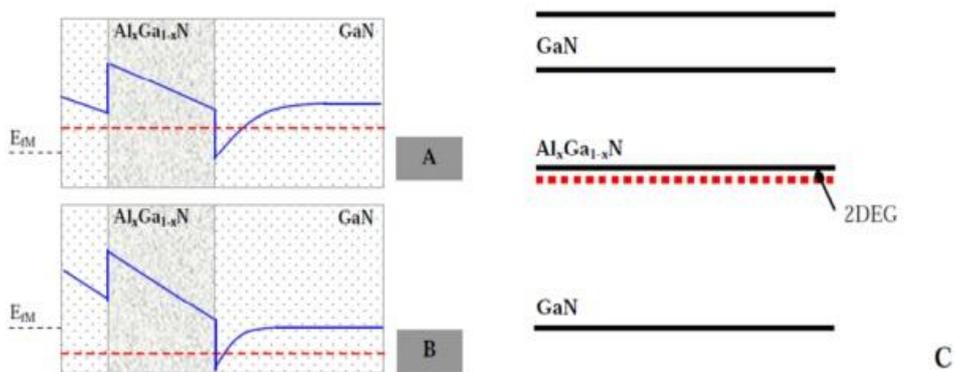


Figure II.7 : Influence de la tension de commande sur le diagramme de bande [19, 20, 21].

A, $V_{GS} > 0$

B, $V_{GS} > 0$

C, Structure de couche d'un HEMT

Il apparaît clairement que la zone constitutive du canal de porteurs s'amointrit localement, par l'application d'un potentiel négatif sur le métal (à gauche sur le schéma). On devine donc que pour des tensions de grille inférieures à une valeur seuil, la densité surfacique de charge deviendrait négligeable et ne pourrait guère plus participer à la conduction. Cette valeur particulière du potentiel est appelée « tension de pincement ».

Ainsi, les électrons constituant le courant drain-source dans un semi-conducteur non dopé ont un temps de transit très faible, ce qui permet des performances en fréquence remarquables. La structure favorable aux applications hautes fréquences ainsi que l'utilisation de matériaux grand gap de forte conductivité thermique, tel que GaN par exemple, font de ce composant un candidat très intéressant pour les applications de puissance micro-ondes [19, 20, 21].

II.4.1 Composition de l'hétérostructure d'un HEMT AlGaIn/GaN

La structure typique d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN est représentée dans la figure II.8.

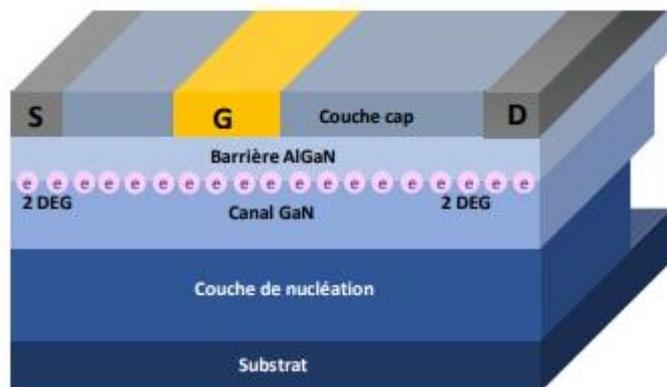


Figure II. 8: Structure typique d'un HEMT AlGaIn/GaN [22].

La structure épitaxiale est composée d'une :

Couche cap GaN: c'est une couche optionnelle qui permet la protection de la couche barrière AlGaIn de son environnement, on pourrait penser qu'elle permettrait le rehaussement de la hauteur de barrière Schottky afin de limiter les courants de fuites par la grille [23]. Son épaisseur varie entre 0.5 nm et 5 nm. La figure II.9 montre un diagramme de bande ainsi que le densité l'électrons d'une hétérostructure $Al_{0.29}Ga_{0.71}N/GaN$ avec une épaisseur de la couche barrière de 10 nm, avec et sans cap GaN de 0.5 nm.

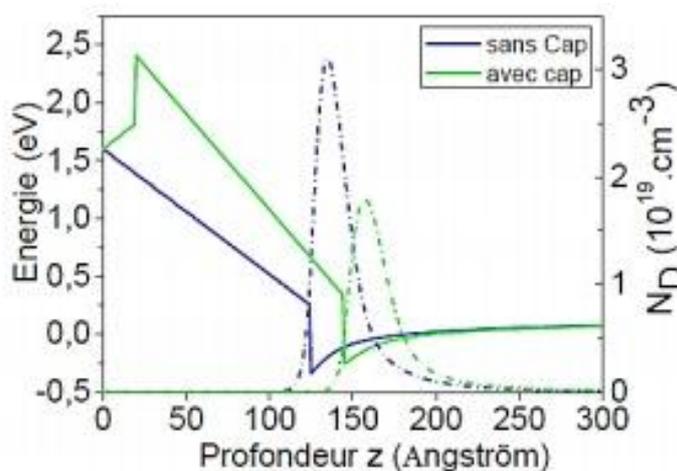


Figure II. 9: Diagramme de bande d'une hétérostructure $Al_{0.29}Ga_{0.71}N/GaN$ avec et sans cap GaN [24].

Cependant, la couche de GaN ainsi constituée ne joue toujours pas son rôle. Souvent qualifiée de couche à dopage résiduel et mal-structurée, elle aurait plutôt tendance à réduire la hauteur de barrière vu de la surface de l'hétérostructure et augmenter les courants de fuites.

La barrière AlGaN : c'est la couche qui a une bande interdite élevée, elle permet la formation du gaz bidimensionnel à l'interface avec le GaN grâce à l'effet des différentes polarisations (piézoélectrique et spontanée), et la différence de la bande interdite

L'épaisseur de la barrière est un paramètre important à maîtriser. Lorsque la barrière est trop fine, les états de surface donneurs sont localisés en dessous du niveau de Fermi. Dans ce cas, la formation du puit quantique n'a pas lieu [25]. A partir d'une certaine épaisseur de barrière appelée épaisseur critique, les effets de polarisation piézoélectrique sont suffisants pour faire migrer les états de surface au-dessus du niveau de Fermi. Cela conduit à la formation d'un puit quantique à l'interface AlGaN/GaN. A partir de cette épaisseur, la densité d'électron augmente puis sature.

Lorsque la couche barrière devient trop épaisse, la surface de l'hétérostructure est écrantée vis-à-vis du puit 2D et l'alimente de moins au moins jusqu'à quasi-saturation en densité d'électrons. La figure II.10 (a) montre l'évolution de la densité de charge n_s en fonction de l'épaisseur de la barrière AlGaN d'une hétérostructure $Al_{0.34}Ga_{0.66}N/GaN$.

La fraction molaire d'Aluminium est aussi un paramètre important à contrôler. La figure II.10 (b) montre la variation de la densité de charge n_s en fonction du taux d'aluminium dans une barrière AlGaN d'une épaisseur de 20 et 40 nm. On remarque que plus le taux d'Al augmente, plus la densité des électrons dans le puit augmente jusqu'à ce qu'elle finisse par saturer.

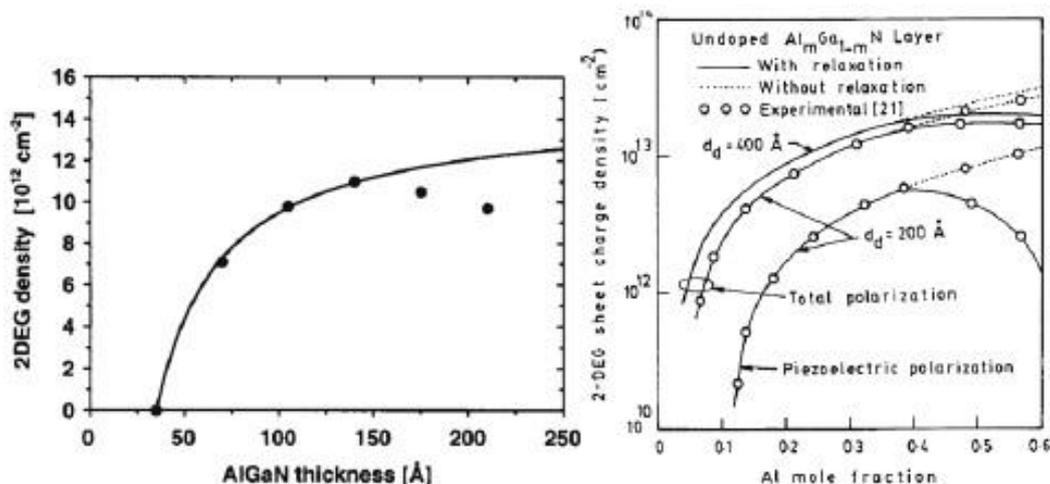


Figure II .10 : Evolution de la densité de charge n_s en fonction de l'épaisseur de la barrière (a), et du taux d'aluminium dans la barrière [25, 26].

Couche d'exclusion: C'est une couche optionnelle dont l'épaisseur est généralement inférieure à 2 nm. Comme la largeur de bande interdite de l'AlN est élevée (6.2 eV), la

discontinuité de la bande de conduction entre la barrière et le canal augmente. Le confinement des électrons dans le gaz 2DEG est donc amélioré ainsi que la densité surfacique d'électrons dans le gaz 2DEG [27]. La couche d'AlN permet aussi d'augmenter la mobilité électronique, en réduisant les interactions entre les électrons du gaz 2DEG avec les atomes d'aluminium présents dans la couche barrière. La figure II.11 représente le diagramme de bande ainsi que la densité d'électrons dans le cas d'une hétérostructure Al_{0.29}Ga_{0.71}N/GaN avec espaceur AlN. L'épaisseur de la barrière et l'espaceur sont de 10 nm et 1 nm respectivement.

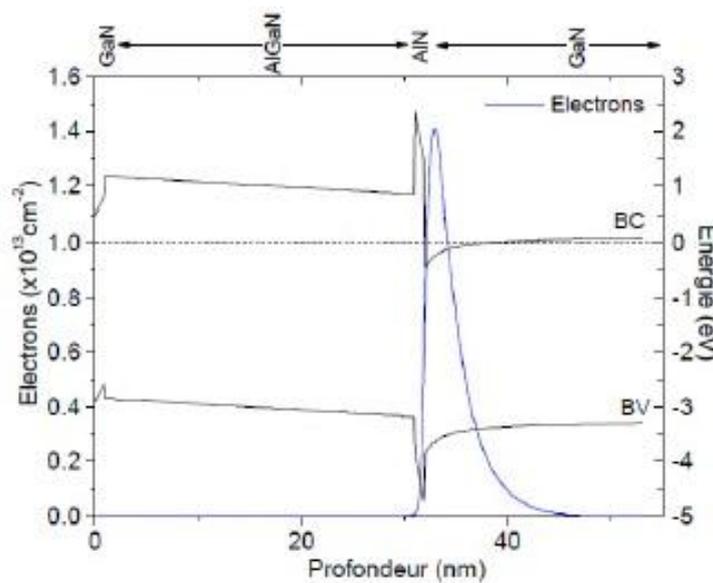


Figure II. 11: Diagramme de bande et de la densité d'électrons d'une hétérostructure GaN/AlGaN/GaN avec une couche d'exclusion AlN d'une épaisseur de 1 nm [28].

La couche buffer GaN: Appelée aussi couche tampon permet la formation du canal conducteur relatif au transport des électrons dans le puits 2D. Son épaisseur est généralement supérieure à $0.4 \mu\text{m}$ [29]. À cause de son épaisseur élevée, la couche de GaN tampon est relaxée, et ne présente donc pas de polarisation piézoélectrique. La qualité cristallographique de cette couche est très importante pour pouvoir limiter les diffusions possibles (dislocations, dopage résiduel, rugosité de surface) qui nuisent au bon fonctionnement du transistor et à sa fiabilité.

La couche de nucléation: C'est une couche de transition entre le substrat et la couche de GaN tampon. Elle permet une croissance d'une couche de GaN de meilleure qualité et permet de réduire la densité de dislocations [30].

Le substrat: C'est la couche support sur laquelle se fait la croissance des différentes couches.

II.4.2 État de l'art des transistors HEMTs AlGa_N/Ga_N à enrichissement

Les HEMTs AlGa_N/Ga_N conventionnels sont des transistors en déplétion (*Normally-ON*), c'est-à-dire que sous une tension de polarisation de grille nulle ($V_{GS} = 0$), le canal est peuplé en électrons. Donc, à l'équilibre, les niveaux d'énergie du puit quantique sont situés au-dessous du niveau de Fermi. Ce type de transistors présente une tension de seuil $V_{TH} < 0$, c'est-à-dire qu'il faut appliquer une tension de grille V_{GS} négative pour dépléter le canal.

Les HEMTs AlGa_N/Ga_N *Normally-ON* ne conviennent pas pour des applications en électronique de puissance car ils nécessitent un circuit de commande de grille ce qui complique l'architecture des circuits. De ce fait, plusieurs travaux rapportés dans la littérature visent à réaliser des HEMTs AlGa_N/Ga_N à enrichissement (*Normally-OFF*), c'est-à-dire rendre le canal pincé à $V_{GS} \leq 0$, et conducteur pour une tension V_{GS} positive. Les HEMTs AlGa_N/Ga_N *Normally-OFF* permettent de supprimer le circuit de commande de grille (architecture cascode) donc, de réduire la complexité, la taille, le coût et la consommation en mode veille des circuits [31] [32]. Ils sont également plus sécuritaires comme commutateur à haute tension puisqu'en absence de commande sur la grille ($V_{GS} = 0$), le canal est ouvert (pas de courant) [31].

La tension de seuil V_{TH} des HEMTs AlGa_N/Ga_N dépend habituellement de la structure épitaxiale du dispositif, du taux d'aluminium, ainsi que de l'épaisseur de la barrière AlGa_N comme le montre l'équation (II.19).

$$V_{TH} = \phi_B - \Delta E_c - \frac{qN_s}{2\epsilon} d^2 \quad (\text{II.19})$$

Avec :

ϕ_B : Hauteur de barrière Schottky entre la couche barrière AlGa_N et le métal de grille.

ΔE_c : Discontinuité de la bande de conduction à l'hétérojonction AlGa_N/Ga_N.

N_s : Densité surfacique des électrons du 2DEG.

d : L'épaisseur de la barrière AlGa_N.

Pour rendre la tension de seuil V_{TH} positive, c'est-à-dire concevoir un HEMT AlGa_N/Ga_N *Normally-OFF* (figure II.12), il faut donc varier un de ces paramètres.

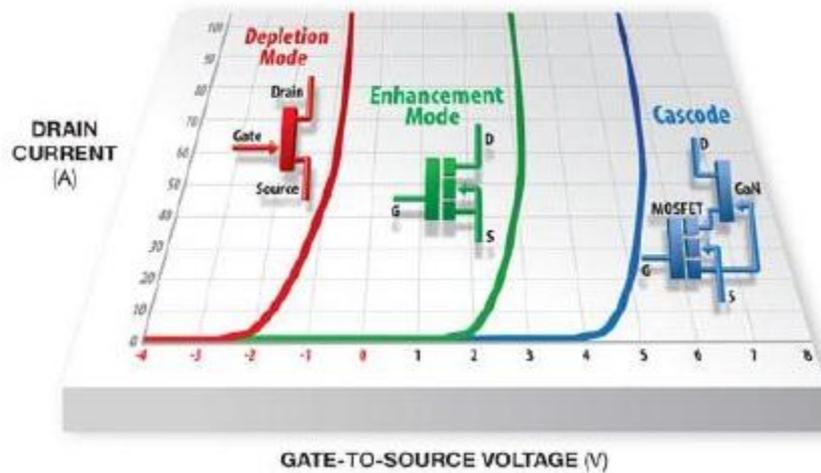


Figure II. 12: Caractéristiques de transfert IDS-VGS pour les différentes technologies HEMTs AlGaIn/GaN [33].

II.5 Techniques de fabrication des HEMTs AlGaIn/GaN Normally-OFF

II.5.1 Implantation des ions fluor

L'idée d'implanter des ions fluor dans la barrière AlGaIn des HEMTs SiN/AlGaIn/GaN par un plasma fluoré (exemple : CF₄) est liée à la gravure du Si_xN_y pour la réalisation d'une grille Schottky après la passivation de la surface par une couche de Si_xN_y. Une sur-gravure est habituellement utilisée pour assurer l'élimination complète de la couche de Si_xN_y. Les HEMTs fabriqués de cette manière montrent un décalage de la tension de pincement vers les valeurs positives. Ce décalage a permis la première réalisation des HEMTs AlGaIn/GaN *Normally-OFF* par [34] Y. Cai et al. en 2005.

Y.Cai et al. [34] ont réalisé un HEMT AlGaIn/GaN *Normally-OFF* par implantation des ions fluor dans une couche barrière AlGaIn d'une épaisseur de 15 nm et un taux d'Al de 30%. L'idée est de faire dépléter le canal 2DEG sous la grille pour avoir un transistor non passant à V_{GS}=0 V. Pour cela, un traitement par plasma CF₄ à 150 W a été fait sur 2 échantillons, suivi d'un recuit RTA à 400°C pour diminuer les dommages causés par le plasma. Le fluor est utilisé comme charges négatives qui se fixent en surface (sub-surface) de la couche AlGaIn après avoir soumis la couche à un plasma fluoré. Ces charges introduisent une courbure de bande près de la surface d'AlGaIn et un décalage du minimum de la bande de conduction à l'interface AlGaIn/GaN, pour placer celui-ci au-dessus du niveau de Fermi (Figure II.13). Par conséquent, il n'y a plus d'accumulation d'électrons à l'interface AlGaIn/GaN à V_{GS}=0 V sous la grille, ce qui rend les HEMTs AlGaIn/GaN *Normally-OFF* [35]. Le décalage de bande dans la barrière AlGaIn près de la surface augmente avec la puissance et le temps de

traitement de plasma. Ceci rend la barrière effective du contact Schottky plus haute. Ainsi, les courants de fuite de grille dans les deux sens sont significativement réduits.

Les caractéristiques de transfert $I_{DS}(V_{GS})$, présentés par les auteurs, montrent la tension de seuil (V_{TH}) du transistor avec et sans implantation des ions de fluor. Ils ont rapporté un décalage de la V_{TH} de -4 V à +0.9 et une réduction de la transconductance de 151 mS/mm à 148 mS/mm sous l'effet du plasma CF_4 . Cela peut être expliqué par la légère dégradation de la mobilité des électrons dans le canal à cause du bombardement au plasma CF_4 . Ceci a été confirmé par des mesures SIMS, où ils ont remarqué la pénétration d'une petite fraction d'ions de fluor dans le canal [34]. Ils ont remarqué qu'un recuit RTA (à 400°C) permet d'augmenter le courant I_{DS} de 85%. Cela confirme que le recuit thermique permet de réduire les dommages causés par le plasma CF_4 à la surface de la barrière AlGaIn, ce qui permet par conséquent d'améliorer la mobilité électronique.

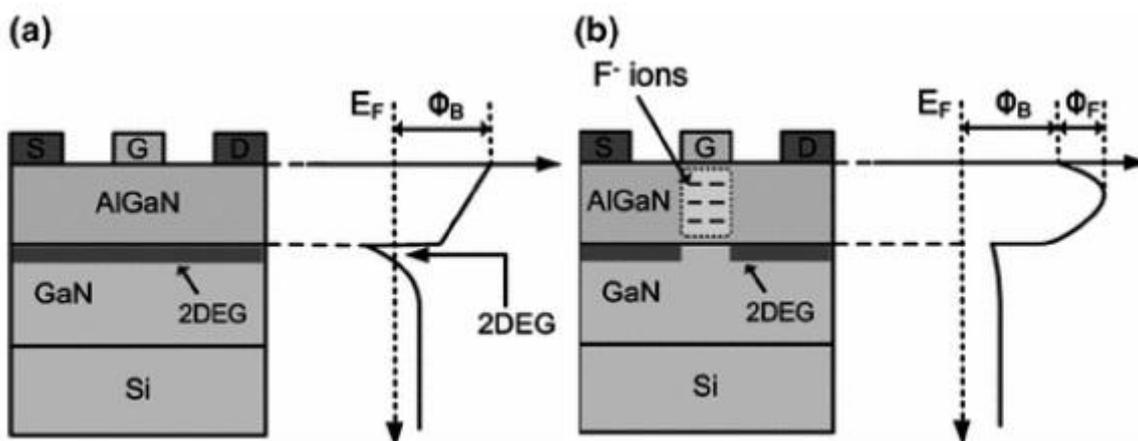


Figure II. 13: Vue en coupe et diagramme d'énergie de la bande de conduction d'un HEMT Normally-ON (a), et d'un HEMT Normally-OFF réalisé par traitement plasma fluoré [35].

Z. Tang et al. [36] ont rapportés une tension V_{TH} de +3.6 V en utilisant un plasma fluoré. Ils ont obtenu un courant I_{DS} de 430 mA/mm, une résistance à l'état passant R_{ON} de 9.8 Ω .mm, une tension de claquage V_{BR} de 604 V et un courant de fuite de grille très faible grâce à une structure de grille MIS (métal-isolant-semiconducteur) utilisant le Si_3N_4 comme une couche diélectrique.

L'instabilité thermique des ions fluor est un des inconvénients de cette technique. Des études de stress thermique ont montré que les HEMTs AlGaIn / GaN *Normally-OFF* traités avec un plasma fluoré sont stables à 200°C pendant plus de 80 jours [37]. À des températures plus

élevées, la tension de seuil se décale vers les valeurs négatives [38, 39] rendant ainsi le dispositif instable.

II.5.2 Gravure de la couche barrière

Une autre technique a été proposée dans la littérature pour la réalisation d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN *Normally-OFF*. Elle consiste en la gravure de la couche barrière AlGaIn sous la grille. Comme le gaz 2DEG dans les HEMTs AlGaIn/GaN est principalement induit par la charge de polarisation de l'hétérojonction [40] et que sa densité dépend également de l'épaisseur de la couche barrière AlGaIn [41], la gravure de la barrière AlGaIn sous la grille réduit la densité de gaz 2DEG et décale la tension de seuil vers les valeurs positives [42, 43]. T.Hsieh et al. [44] ont gravé la couche d' $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{N}$ sous la grille par plasma (BCl_3/Cl_2), puis déposé une bicouche de 2 nm d'AlN suivi de 8 nm d' Al_2O_3 par PE-ALD. Cette méthode leur a permis de mettre en évidence dans un premier temps l'influence de la couche d'AlN sur la stabilité de la tension de seuil. Ils ont rapporté une hystérésis de 0.72 V pour la structure utilisant que la couche d' Al_2O_3 . L'ajout d'une couche de 2 nm d'AlN permet de réduire l'hystérésis à 60 mV. Cela confirme que l'AlN permet de réduire la densité des états d'interface et d'avoir une meilleure passivation de la surface. Les dispositifs réalisés montrent une tension de seuil de +1.5 V, un courant I_{DS} de 420 mA/mm à $V_{\text{GS}} = 5$ V, une transconductance de 140 mS/mm, ainsi qu'une tension de claquage de 600 V pour une longueur grille-drain de 14.5 μm . La résistance à l'état passant R_{ON} est de 10 $\Omega\cdot\text{mm}$, et le courant de fuites I_{GS} est inférieur à 9×10^{-4} mA/mm à $V_{\text{GS}} = +5$ V. La figure II.14 (a) montre une image HRTEM de la structure Ni/ Al_2O_3 /AlN/GaN et (b) les caractéristiques $I_{\text{DS}}-V_{\text{GS}}$ du transistor MOSHEMT.

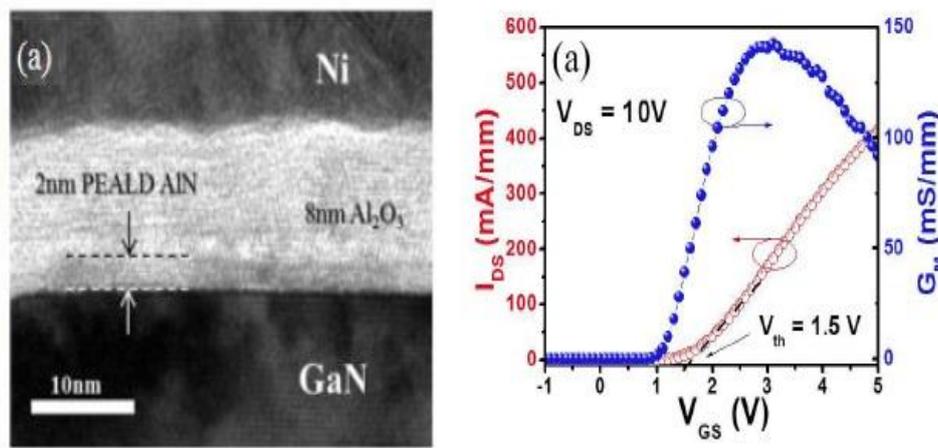


Figure II. 14: (a) Image HRTEM de la structure Ni/ Al_2O_3 /AlN/GaN et (b) caractéristique de transfert $I_{\text{DS}}-V_{\text{GS}}$ du transistor MOSHEMT fabriqué [44].

Il est connu que le bombardement par plasma lors de la gravure de la couche barrière AlGaN peut dégrader la qualité de la surface du GaN en augmentant sa rugosité, ce qui détériore considérablement la mobilité des électrons dans le canal. De plus, la non-reproductibilité des procédés technologiques liés à la finesse de la gravure de la couche barrière et d'autant plus marquée avec la taille des échantillons et à la calibration des bâtis de gravure, conduisant à une non-uniformité des tensions de seuil des transistors fabriqués.

Pour éviter ce phénomène, Y.Wang et al. [45] ont proposé de faire une gravure digitale de la barrière d' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$. Pour cela, ils ont oxydé la couche $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$ avec un plasma O_2 , puis gravé l'oxyde formé avec une solution de $\text{HCl} : \text{H}_2\text{O}$ (1:10). La barrière de 24 nm a été totalement gravée après 63 cycles d'oxydation/gravure, et des mesures AFM confirme une faible rugosité de la surface du GaN (RMS de l'ordre de 1 nm). Cette technique a permis à Y. Wang et al., d'avoir un MOSHEMT avec une tension de seuil de +1.7 V, un courant IDS de 528 mA/mm à $V_{\text{GS}} = +8\text{V}$ avec une hystérésis de 0.7 V, une transconductance de 114 mS/mm et un courant de fuite de grille I_{GS} de 3.5×10^{-4} mA/mm à $V_{\text{DS}} = +7$ V. La tension de claquage tri-terminal obtenue est de 182V pour une longueur grille-drain de 3 μm .

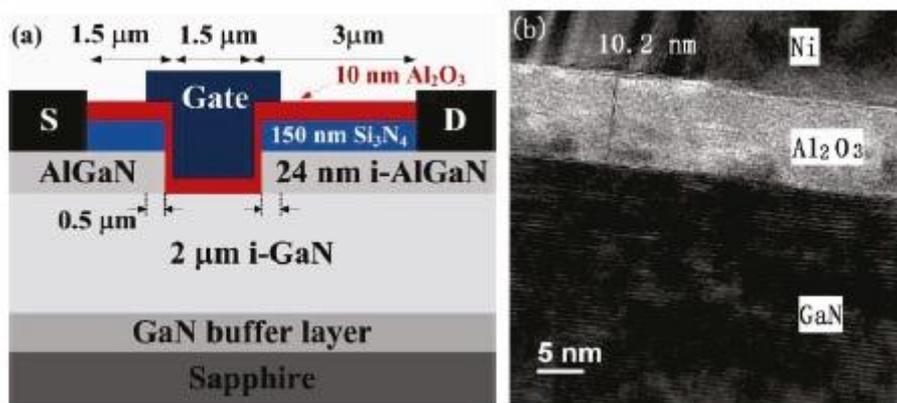


Figure II. 15: (a) Structure épitaxiale du HEMT AlGaN/GaN fabriqué, (b) Image HRTEM de l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$ après gravure de la couche barrière dans la région de la grille [45].

L'inconvénient majeur de cette technique est la faible vitesse de gravure de la couche AlGaN. Dans le cas de Wang et al., la vitesse de gravure de la barrière AlGaN est d'environ 5 Å/cycle, ce qui fait 63 cycles d'oxydation/gravure pour graver 24 nm de barrière.

Chakrounet a., [46] ont utilisé une couche barrière AlGaN de 4 nm avec un taux d'Al de 45%. La faible épaisseur de la couche AlGaN a permis de faire juste 6 cycles pour graver toute la couche barrière.

Une autre façon pour graver la barrière AlGaN a été réalisée par Xu et al. [47]. La barrière AlGaN a été oxydée pendant 60 minutes à 615°C, puis gravée en humide dans une solution de KOH à 70°C. Une couche d'Al₂O₃ a été déposée par la suite par ALD permettant de réduire le courant de fuite de grille. La tension de seuil obtenue est de +3 V, le courant de drain maximal I_{DS} est de 250 mA/mm, et le courant de fuite de grille I_{GS} est de 10⁻⁷ mA/mm à V_{DS}= 7 V.

Zhang et al., [48] ont testé la gravure photoélectrochimique de la barrière AlGaN. Après la formation des contacts ohmiques qui sont utilisés comme anodes, le dispositif a été plongé pendant 6 min dans un électrolyte contenant du 1-butyl-3-methylimidazolium nitrate (C₈H₁₅N₃O₃), et en appliquant une tension de 5 V. La barrière AlGaN de 20 nm a été gravée avec une vitesse de 2.9 nm/min. Le dispositif fabriqué avec cette technique montre un comportement *Normally-OFF*, avec une tension V_{TH} de +1.2 V, un courant de drain maximal I_{DS} de 426 mA/mm à V_{GS} = 17 V, une résistance à l'état passant R_{ON} de 12.2 Ω.mm, et une tension de claquage V_{BR} de 582V.

L'inconvénient de cette technique de gravure est l'obtention d'une faible mobilité à effet de champ de 206 cm²/V.s après la gravure de la barrière AlGaN. Cela est due à l'augmentation de la rugosité de la couche GaN. Pour améliorer la rugosité, il faut jouer sur plusieurs paramètres telles que : la tension appliquée, l'intensité de la lumière et le pH de la solution. La figure II.16 montre un schéma représentant la gravure photoélectrochimique de la couche barrière AlGaN (a), et une comparaison de la mobilité à effet de champ d'un transistor *Normally-ON* fabriqué sans la gravure de la barrière et un transistor *Normally-OFF* fabriqué en utilisant le procédé de la gravure photoélectrochimique.

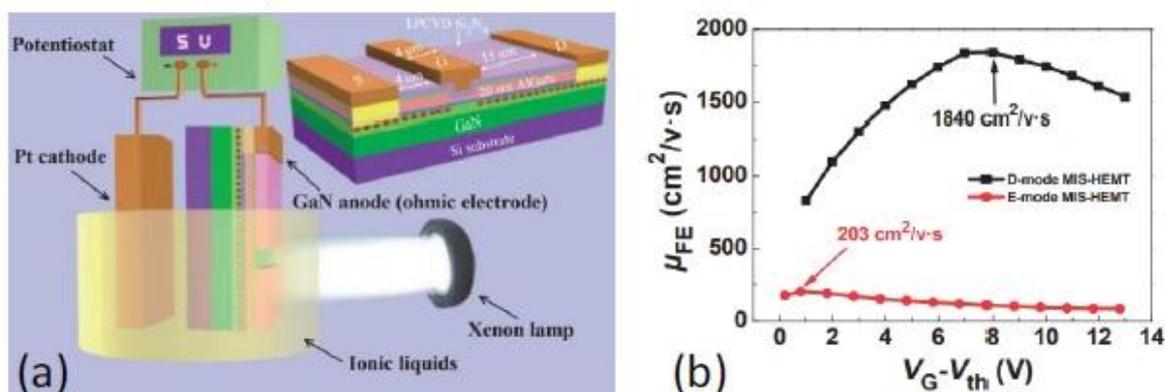


Figure II. 16: Schéma représentant la gravure photoélectrochimique de la barrière AlGaN (a), et une comparaison de la mobilité à effet de champ entre deux transistors [48].

Huang et al. [49] ont combiné la gravure partielle de la barrière d' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$ avec l'implantation des ions fluor dans la couche diélectrique Si_3N_4 et dans la couche barrière d' AlGaN (figure II.17). L'implantation des ions fluor dans les deux couches permet aux ions F^- d'être piégés dans le Si_3N_4 ainsi que dans la couche barrière AlGaN afin d'éviter leurs diffusions dans le canal. Cela permet de garder une bonne mobilité électronique au niveau du canal. Cette technique leur a permis d'obtenir un transistor *Normally-OFF* avec une tension de seuil V_{TH} de +1.9 V, un courant I_{DS} de 200 mA/mm à $V_{\text{GS}} = +8$ V, une tension de claquage de 580V pour une longueur grille-drain de 20 μm , ainsi qu'un courant de fuite de grille inférieur à 100 nA/mm à $V_{\text{DS}} = 10$ V.

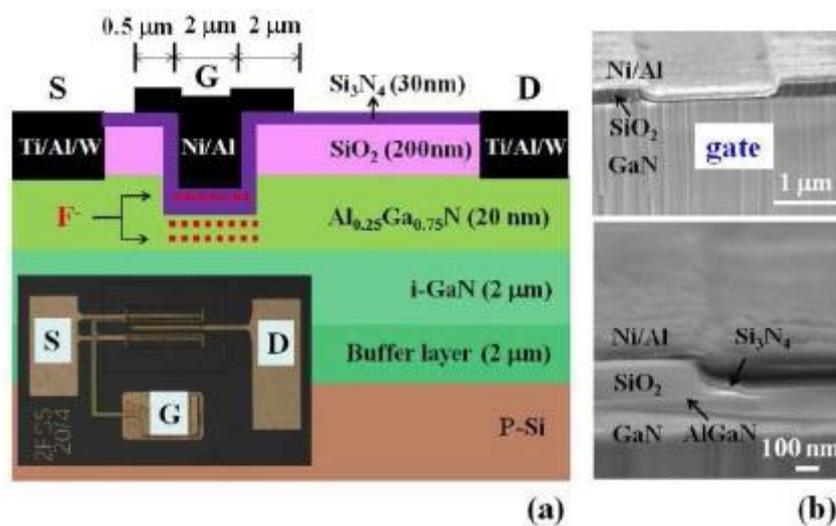


Figure II. 17: Structure épitaxiale du MISHEMT fabriqué, (b) Image SEM de la région de la grille après gravure partielle de la couche barrière et dépôt du diélectrique et métal de grille [49].

II.5.3 Oxydation de la barrière

Une autre technique a été reportée dans la littérature pour la fabrication des transistors HEMTs AlGaN/GaN . Chang et al. [64] ont étudié l'effet de l'oxydation locale de l'hétérostructure AlN/GaN , dans le but de dépléter le canal sous la grille. L'idée est de transformer la couche d' AlN en AlON , ce qui va réduire l'épaisseur de la barrière au-dessous de l'épaisseur critique. La tension de seuil du transistor HEMT fabriqué a été décalée de -3.2 V à +1 V en fonction du temps d'exposition au plasma oxygène.

Un résultat similaire a été obtenu par Medjdoub et al. [65] qui ont réalisé un HEMT AlN/GaN (*Normally-OFF*) avec une couche d'oxyde natif sous la grille fabriquée par oxydation sèche sélective de l' AlN à 900°C comme le montre la figure II.18. Ils ont obtenu une tension de

seuil de +0.8 V, un courant I_{DS} de 230 mA/mm à $V_{GS} = +3$ V, et un courant de fuite de drain de 1 μ A/mm à $V_{GS} = 0$ V.

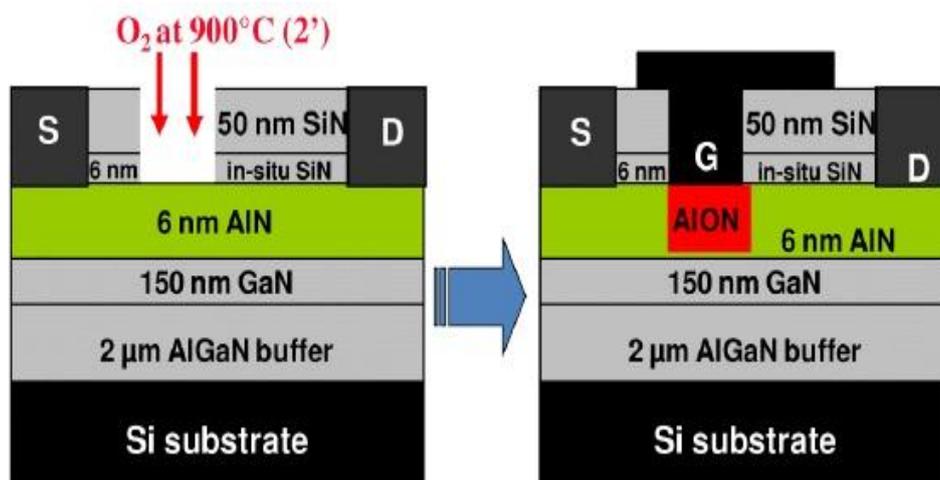


Figure II. 18: Schéma décrivant le procédé d'oxydation de la couche AlN pour la fabrication du transistor Normally-OFF [65].

L'inconvénient de cette technique est qu'il est très difficile d'obtenir une oxydation uniforme de la barrière et d'avoir une interface oxyde/GaN stable. Pour cela Harada et al. [66] ont utilisé une oxydation électrochimique sélective de la couche barrière AlGaN pour créer une couche d' Al_2O_3 et de Ga_2O_3 . La tension de seuil ainsi obtenue est en fonction de l'épaisseur d'oxyde formé, elle atteint la valeur de +1.2 V pour une épaisseur d'oxyde de 20 nm.

II.5.4 Reprise de croissance d'une couche p-GaN sous la grille

Une autre structure de HEMT AlGaN/GaN (*Normally-OFF*) a été réalisée par [52], [53, 54, 55]. Cette technique consiste en l'utilisation d'une couche de p-GaN, p-AlGaN ou p-InGaN sous la grille, d'une façon que le matériau dopé p relève la bande de conduction au-dessus du niveau de Fermi, conduisant ainsi à la déplétion totale du 2DEG sous la grille.

O.Hilt et al. [56] ont opté pour une croissance d'une couche de p-GaN avec un dopage de $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ sous la grille. La figure II.19 montre le diagramme de bande du transistor HEMT p-GaN/ $Al_{0.23}Ga_{0.77}N$ /GaN fabriqué. L'utilisation d'une double barrière (p-GaN)/AlGaN/GaN/AlGaN permet de relever le puits au-dessus du niveau de Fermi de manière à obtenir un comportement *Normally-OFF*. La tension V_{TH} obtenu est de +1.25 V, associé à un courant I_{DS} de 410 mA/mm à $V_{GS} = +5$ V. La tension de claquage s'élève à 870 V pour une

longueur grille-drain LGD de 18 μm et un courant de fuite de grille IGS de 3 $\mu\text{A}/\text{mm}$ à $V_{\text{GS}} = +5 \text{ V}$.

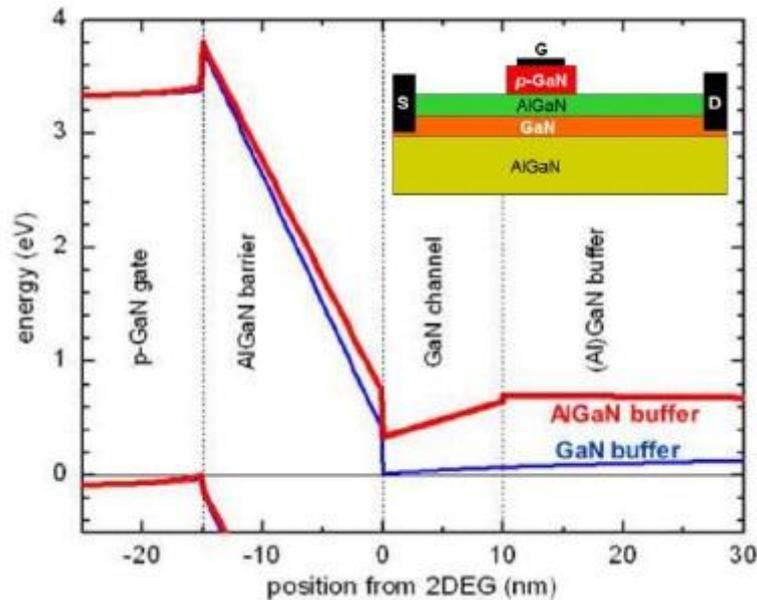


Figure II. 19: Structure et diagramme de bande de HEMT AlGaIn/GaN *Normally-OFF* en utilisant une couche de p-GaN sous la grille avec (rouge) et sans (bleu) back barrière [56].

II.5.5 Utilisation d'une fine couche de barrière InGaIn

Une autre technique de fabrication des transistors HEMTs AlGaIn/GaN *Normally-OFF* a été proposée par plusieurs groupes de recherche. Elle consiste en l'utilisation d'une fine couche de barrière AlGaIn. Dans ce cas, le canal peut être facilement dépleté sous la grille à cause de la faible densité du gaz 2DEG. Mais les dispositifs fabriqués avec une telle hétérostructure souffrent du faible courant de drain (IDS) et une forte résistance à l'état passant (RON) à cause de la faible densité du gaz 2DEG dans toute la zone source-drain.

Pour réduire la résistance RON dans les zones d'accès (entre source-grille et grille-drain), plusieurs groupes de recherche ont utilisé le SiO_2 [57, 58], ou le Si_3N_4 [59] comme couche de passivation.

Ohmaki et al., [57] ont comparé deux transistors fabriqués avec et sans une couche de passivation (SiO_2). La figure II.20 (b) montre les résultats des mesures à effet hall des deux dispositifs, l'épaisseur de la couche barrière AlGaIn est de 4.5 nm dans les deux cas. Après passivation avec une couche de SiO_2 la mobilité des électrons et la densité du gaz 2DEG ont augmenté considérablement, et la résistance (R_{sheet}) a diminué d'un facteur 20.

Les dispositifs fabriqués avec une barrière de 4.5 nm et une passivation avec une couche SiO_2 montrent un comportement *Normally-OFF* avec une tension V_{TH} proche de 0 V, un courant

I_{DS} de 280 mA/mm à $V_{GS} = +3$ v, une résistance R_{ON} de 7 Ω .mm et une tension de claquage V_{BR} de 500 v pour une longueur grille – drain L_{GD} de 18.4 μ m.

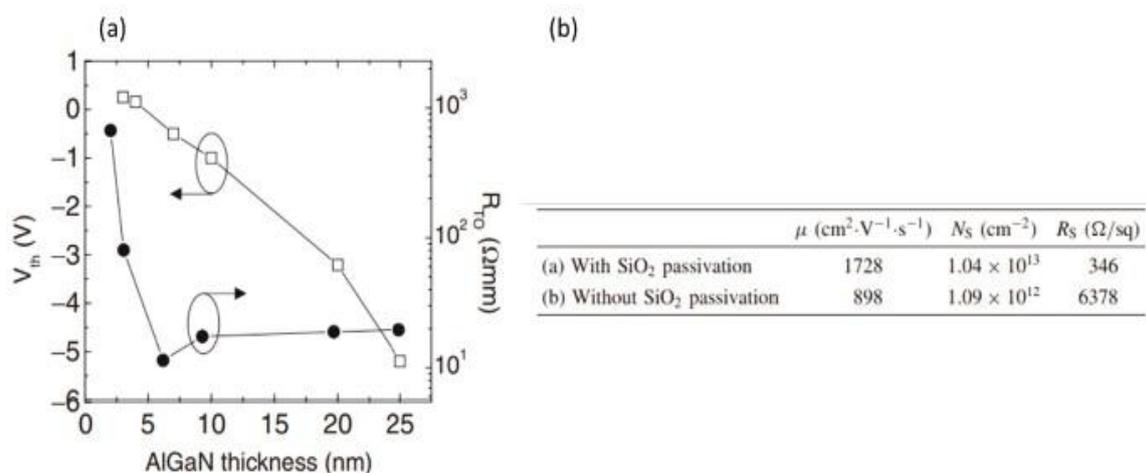


Figure II. 20: Variation de la tension seuil et la résistance R_{ON} en fonction de l'épaisseur de la barrière AlGaIn (a). Mesure effet Hall d'une structure HEMT avec une barrière AlGaIn de 4.5 nm, avec et sans passivation SiO_2 (b) [57].

II.6 Limitations du HEMT AlGaIn/GaN

II.6.1 Les Effets de pièges

Les pièges sont un des effets parasites que l'on peut rencontrer avec les transistors HEMTs AlGaIn/GaN. Ils sont capables à la fois d'émettre des électrons et d'en capturer. Ces pièges sont dus à la présence d'impuretés dans les matériaux, des dislocations, des défauts dans les cristaux, des états de surface, etc. [60, 61]. Les pièges créent des états énergétiques dans la bande interdite du matériau et augmentent le taux de recombinaison électrons-trous ou sont occupés par des électrons durant un laps de temps dépendant de la nature du piège. L'activation de ces pièges se fait par un apport thermique, lumineux électrique ou autre. Ils sont classés en deux catégories, les donneurs et les accepteurs. Les donneurs, positivement ionisés, émettent un trou ou capturent un électron afin de retourner à un état neutre. Ils peuvent ensuite retourner à un état ionisé. Les accepteurs, négativement ionisés, en font de même avec les trous [60]. On distingue les pièges encore en deux catégories, les pièges de surface et les pièges de substrat. Les pièges de surface sont responsables de l'effet appelé 'grille virtuelle' correspondant au gate-lag. Les pièges de substrat sont eux responsables du drain-lag. L'effet des pièges est la baisse de performance. Ils peuvent être en partie

responsables de l'effondrement du courant et avoir un impact significatif sur l'augmentation de la résistance du transistor en régime linéaire. [60, 61]. En plus des pièges, on retrouve aussi l'effet de la température sur la mobilité, la vitesse de saturation et la densité des porteurs ou encore d'autres phénomènes tels que la distance grille-canal et les éléments passifs comme les capacités et inductances. Ces éléments parasites contribuent eux aussi à la perte de performances du transistor [61].

II.6.1.1 Les pièges responsables du « gate-lag »

Les empilements AlGa_N/Ga_N sont par défaut "normally on". Ceci signifie qu'il est nécessaire de polariser négativement la grille pour dépléter le canal d'électrons. Lorsque le transistor est à l'état bloqué. L'application d'une importante différence de potentiel entre la grille et le contact de drain engendre l'apparition d'un fort courant électrique dans la zone grille drain du transistor. Ceci peut entraîner l'injection d'électrons dans les états de surface de l'empilement AlGa_N/Ga_N. Ces porteurs forment ainsi une grille virtuelle en surface du composant. Ce mécanisme a été présenté par Vetury et al et est depuis supporté par beaucoup d'autres travaux [62, 63]. Au cours d'une impulsion positive sur la grille, le porteur de charge qui avait été capturé est lentement réémis, ce qui entraîne entre temps une dégradation de la réponse des transistors avec une diminution du courant de sortie et une augmentation de la résistance à l'état passant. La figure II.21 illustre le phénomène. On observe une augmentation progressive du courant de drain alors que la tension de grille est stable. Ceci est causé par le dé-piégeage progressif des charges en surface de l'AlGa_N. Comme mentionné précédemment, de nombreux travaux ont montré qu'il est possible de diminuer le "gate-lag" allant jusqu'à le supprimer complètement grâce à des traitements de surface tel l'ajout d'une couche de passivation de Si₃N₄ [64, 65].

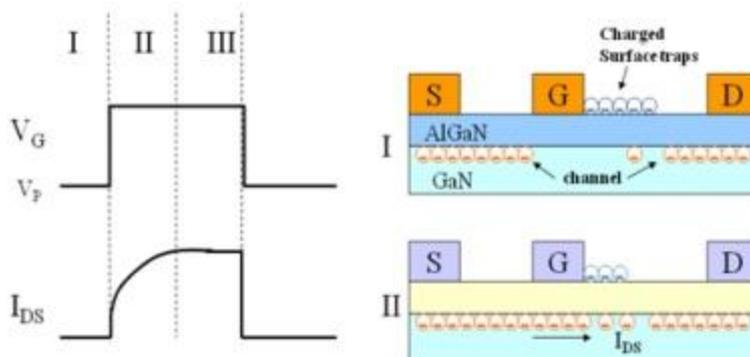


Figure II.21 : Illustration du phénomène de grille virtuelle engendrée par le piégeage de charges en surface de l'AlGa_N [64].

II.6.1.2 Les pièges responsables du « drain-lag »

L'application d'un champ électrique relativement important entre le drain et la source peut engendrer une chute brutale du courant de drain. Ces phénomènes sont qualifiés de "drain lag". Sous de fortes tensions de polarisation du drain, les électrons chauds du canal sont injectés et capturés par les pièges dans la couche GaN [66, 67]. Ceci provoque une désertion du canal et réduit le courant de sortie (Figure. II.22). Le courant de drain mesuré est alors en deçà de la valeur attendue et finit par se rétablir lorsque les pièges ont été réemis

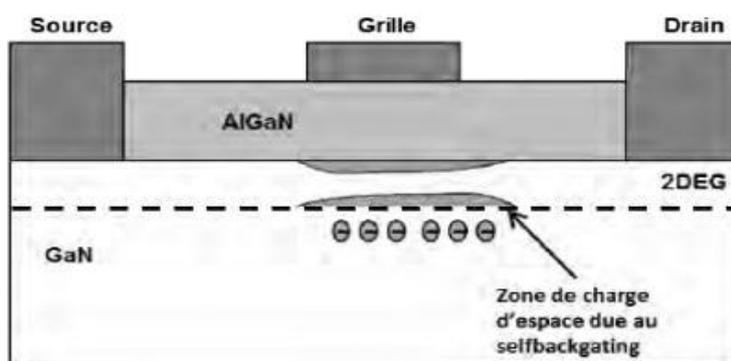


Figure II.22 : Illustration du phénomène de piégeage d'électrons chaud dans le substrat [28, 29].

II.6.2 Effet d'auto-échauffement

L'auto-échauffement est dû à la dissipation locale de puissance. L'augmentation de la température liée à la puissance dissipée influe de façon non négligeable sur les caractéristiques du transistor comme par exemple la mobilité, le gap, la tension de seuil de conduction etc...

Lorsqu'un fort champ électrique est appliqué, la relaxation d'un électron produit un phonon optique longitudinal [68]. Les transferts d'énergie, liés à la relaxation de ce dernier dans le réseau cristallin en phonons acoustiques de façon prédominante, entraîne un échauffement de ce même réseau cristallin [69, 70]. La température dans le canal n'est plus à l'équilibre thermodynamique. Ceci va entraîner une diffusion de la chaleur à partir du point chaud.

II.7 Conclusion

Ce chapitre a présenté le principe physique des hétérojonctions AlGa_N/Ga_N et AlGa_N/AlN/Ga_N en précisant l'origine des électrons dans le puits bidimensionnel 2DEG, la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique. Il s'est intéressé ensuite au composant HEMT en introduisant de façon simple les bases nécessaires à la compréhension des paramètres technologiques régissant le fonctionnement de ce transistor, il résume la technologie et l'état de l'art des différentes filières HEMTs. Ainsi, des performances correspondant à chacune de ces filières ont été aussi présentées.

Références du chapitre 2

- [1] **M. 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, Sherbrooke (Québec) Canada 2018
- [2] **F. Enjalbert**, 'III-nitrides et application au laser UV pompé par cathode à micropointes', 2005.
- [3] **I. Vurgaftman and J. R. Meyer**, 'Band parameters for nitrogen-containing semiconductors', J. Appl. Phys., vol. 94, no. 6, pp. 3675–3696, 2003.
- [4] **Z. Dridi, B. Bouhafs, and P. Ruterana**, 'First-principles investigation of lattice constants and bowing parameters in wurtzite Al_xGa_{1-x}N, In_xGa_{1-x}N and In_xAl_{1-x}N alloys', Semicond. Sci. Technol., vol. 18, no. 9, p. 850, 2003.
- [5] **H. Angerer, D. Brunner, F. Freudenberg, O. Ambacher, M. Stutzmann, R. Höpler, T. Metzger, E. Born, G. Dollinger, a. Bergmaier, S. Karsch, and H. J. Körner**, 'Determination of the Al mole fraction and the band gap bowing of epitaxial Al_xGa_{1-x}N films', Appl. Phys. Lett., vol. 71, no. 11, pp. 1504–1506, 1997.
- [6] **O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J. Hilsenbeck**, 'Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures', J. Appl. Phys., vol. 85, no. 6, pp. 3222–3233, 1999.
- [7] **J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra**, 'Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors', Appl. Phys. Lett., vol. 77, no. 2, pp. 250–252, 2000.
- [8] **M. Abdelmoumene**, ' Etude et modélisation d'un transistor HEMT AlGa_N/Ga_N ', Mémoire de Magister en Microélectronique, Tlemcen 2012
- [9] **L. Shen**. Advanced Polarization-Based Design of AlGa_N/Ga_N HEMTs. ICNF 5th conference. Japan, Mai 2003. (ONR/MURI CANE report <http://my.ece.ucsb.edu/lkshen/chapter2.doc>).
- [10] **H. Wong**, ECE 499: Directed studies in ECE : Ga_N materials and applications (Prof. Lester Eastman). M. School of Electrical and Computer Engineering, Cornell University, Mai 2004.
- [11] **O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J.**

Hilsenbeck, «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, vol. 85, pp. 3222-3233, 1999.

[12] **O. Ambacher et al.** Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures. J. Appl. Phys. (1999) 85: pp. 3222-3232.

[13] **Rashmi, Abhinav Kranti, S. Haldar, R.S.Gupta**, «An accurate charge control model for spontaneous and piezoelectric polarization dependent two-dimensional electron gas sheet charge density of lattice-mismatched AlGa_N/Ga_N HEMTs», Solid- State Electronics 46 621-630, 2002

[14] **H. Mathieu** « Physique des semiconducteurs et des composants électriques », Édition Masson, Paris 1996.

[15] **I.P. Smorchkova, C.R. Elsass, J.P. Ibbetson, et al.** Polarization-induced charge and electron mobility in AlGa_N/Ga_N heterostructures grown by plasma-assisted molecularbeam epitaxy. J. Appl. Phys. (1999) 86: pp. 4520-4526.

[16] **W. S. Chen, S. J. Chang, Y. K. Su, R. L. Wang, C. H. Kuo, S. C. Shei.** AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors with various Al mole fractions in AlGa_N barrier. J. Crystal Growth (2005) 275: pp. 398-403.

[17] **S. Arulkumaran, T. Egawa, H. Ishikawa, and T. Jimbo.** Characterization of different-Alcontent AlGa_NGa_N heterostructures and high-electron-mobilitytransistors on sapphire. J. Vac. Sci. Technol. B (2003) 21: pp. 888-894.

[18] **T. Salim** « Conception, réalisation et caractérisation de composants de puissance hyperfréquence de la filière nitrure de gallium» thèse, Université Lille Décembre 2007

[19] **O.Lancry** «Etude par microspectrometrie raman de matériaux et de composants microélectronique à base de semi-conducteur III-V grand gap» thèse, Univ. Lille Déc. 2009.

[20] **D. Nicolas** «Caractérisation et modélisation de dispositif de la filière Nitrure pour la conception de circuits intégrés de puissance Hyperfréquences» thèse, Université de Lille Décembre 2007.

[21] **M. Audrey Philippe** « Etude d'une nouvelle filière de composants sur technologie nitrure de gallium. Conception et réalisation d'amplificateurs distribués de puissance large bande à cellules cascode en montage flip-chip et technologieMMIC » thèse, Université Limoges Décembre 2007

[22] **M. A. Khan, A. Bhattarai, J. N. Kuznia, and D. T. Olson**, 'High electron mobility transistor based on a Ga_N-Al_xGa_{1-x}N heterojunction', Appl. Phys. Lett., vol. 63, no. 9, pp. 1214–1215, 1993.

- [23] **E. T. Yu, X. Z. Dang, L. S. Yu, D. Qiao, P. M. Asbeck, S. S. Lau, G. J. Sullivan, K. S. Boutros, and J. M. Redwing**, ‘Schottky barrier engineering in III-V nitrides via the piezoelectric effect’, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 13, pp. 1880–1882, 1998.
- [24] **A. Agboton, M. O. Elmazria, and M. N. Defrance**, ‘Par’, 2016.
- [25] **J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra**, ‘Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors’, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 2, pp. 250–252, 2000.
- [26] **G. N. Gan, a Kranti, S. Haldar, and R. S. Gupta**, ‘Impact of strain relaxation of Al m Ga 12m N layer on 2-DEG sheet charge density and current voltage characteristics of lattice mismatched’, *Microelectronics J.*, vol. 33, pp. 205–212, 2002.
- [27] **I. P. Smorchkova, L. Chen, T. Mates, L. Shen, S. Heikman, B. Moran, S. Keller, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra**, ‘AlN/GaN and (Al,Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy’, *J. Appl. Phys.*, vol. 90, no. 10, pp. 5196–5201, 2001.
- [28] **J. Gerbedoen**, ‘Thèse de Jean-Claude Gerbedoen, Lille 1, 2009’, 2009.
- [29] **K. Kim, W. R. L. Lambrecht, and B. Segall**, ‘Elastic constants and related properties of tetrahedrally bonded BN, AlN, GaN, and InN’, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 53, no. 24, pp. 16310–16326, 1996.
- [30] **Z. Bougrioua, I. Moerman, L. Nistor, B. Van Daele, E. Monroy, T. Palacios, F. Calle, and M. Leroux**, ‘Engineering of-an insulating buffer and use of AlN interlayers: Two optimisations for AlGaN-GaN HEMT-like structures’, *Phys. Status Solidi Appl. Res.*, vol. 195, no. 1 SPEC, pp. 93–100, 2003. ETAT
- [31] **T. Palacios, C. Suh, A. Chakraborty, S. Keller, S. P. Denbaars, and U. K. Mishra**, ‘High-Performance E-Mode AlGaN/GaN HEMTs’, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 27, no. 6, pp. 428–430, 2006.
- [32] **A. Endoh, Y. Yamashita, K. Ikeda, M. Higashiwaki, K. Hikosaka, T. Matsui, S. Hiyamizu, and T. Mimura**, ‘Non-Recessed-Gate Enhancement-Mode AlGaN/GaN High Electron Mobility Transistors with High RF Performance’, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 43, no. 4B, pp. 2255–2258, 2004.
- [33] **S. Taranovich**, ‘Si vs . GaN vs . SiC : Which process and supplier are best for my power design ?’, 2013.
- [34] **Y. Cai, Y. Zhou, K. J. Chen, and K. M. Lau**, ‘High-Performance Enhancement-Mode AlGaN/GaN HEMTs Using Fluoride-Based Plasma Treatment’, *Device Res. Conf. - Conf. Dig. DRC*, vol. 26, no. 7, pp. 435–437, 2005.

- [35] **B. K. Li, M. J. Wang, K. J. Chen, and J. N. Wang**, ‘Enhanced electroluminescence from the fluorine-plasma implanted Ni/Au-AlGa_N/Ga_N Schottky diode’, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 6, pp. 2009–2012, 2011.
- [36] **Z. Tang, Q. Jiang, Y. Lu, S. Huang, S. Yang, X. Tang, and K. J. Chen**, ‘600-V normally off SiN_x/AlGa_N/Ga_N MIS-HEMT with large gate swing and low current collapse’, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 34, no. 11, pp. 1373–1375, 2013.
- [37] **H. Mizuno, S. Kishimoto, K. Maezawa, and T. Mizutani**, ‘Quasi-normally-off AlGa_N/Ga_N HEMTs fabricated by fluoride-based plasma treatment’, *Phys. Status Solidi Curr. Top. Solid State Phys.*, vol. 4, no. 7, pp. 2732–2735, 2007.
- [38] **R. Wang, Y. Cai, and K. J. Chen**, ‘Temperature dependence and thermal stability of planar-integrated enhancement/depletion-mode AlGa_N/Ga_N HEMTs and digital circuits’, *Solid. State. Electron.*, vol. 53, no. 1, pp. 1–6, 2009.
- [39] **C. Ma, H. Chen, C. Zhou, S. Huang, L. Yuan, J. Roberts, and K. J. Chen**, ‘Reliability of enhancement-mode AlGa_N/Ga_N HEMTs under ON-state gate overdrive’, *Tech. Dig. - Int. Electron Devices Meet. IEDM*, pp. 476–479, 2010.
- [40] **O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, a. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, a. Mitchell, and M. Stutzmann**, ‘Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGa_N/Ga_N heterostructures’, *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 1, pp. 334–344, 2000.
- [41] **J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra**, ‘Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors’, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 2, pp. 250–252, 2000.
- [42] **W. Lanford, T. Tanaka, Y. Otoki, and I. Adesida**, ‘recessed-gate enhancement-mode Ga_N HEMT with high threshold voltage’, vol. 41, no. 7, 2005.
- [43] **W. Saito, Y. Takada, M. Kuraguchi, K. Tsuda, and I. Omura**, ‘Recessed-Gate Structure Approach Toward Normally Electronics Applications’, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 53, no. 2, pp. 356–362, 2006.
- [44] **T. E. Hsieh, E. Y. Chang, Y. Z. Song, Y. C. Lin, H. C. Wang, S. C. Liu, S. Salahuddin, and C. C. Hu**, ‘Gate recessed quasi-normally off Al₂O₃/AlGa_N/Ga_N MIS-HEMT with low threshold voltage hysteresis using PEALD AlN interfacial passivation layer’, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 35, no. 7, pp. 732–734, 2014.
- [45] **Y. Wang, M. Wang, B. Xie, C. P. Wen, J. Wang, Y. Hao, W. Wu, K. J. Chen, and B. Shen**, ‘High-performance normally-Off Al₂O₃ Ga_N MOSFET using a wet etching-based gate recess technique’, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 34, no. 11, pp. 1370–1372, 2013.

- [46] **A. Chakroun, A. Jaouad, M. Bouchilaoun, O. Arenas, A. Soltani, and H. Maher**, ‘Normally-off AlGa_N/Ga_N MOS-HEMT using ultra-thin Al_{0.45}Ga_{0.55}N barrier layer’, *Phys. Status Solidi*, vol. 214, no. 8, p. 1600836, 2017.
- [47] **Z. Xu, J. Wang, J. Liu, C. Jin, Y. Cai, Z. Yang, M. Wang, M. Yu, B. Xie, W. Wu, X. Ma, J. Zhang, and Y. Hao**, ‘Demonstration of normally-off recess-gated AlGa_N/Ga_N MOSFET using Ga_N cap layer as recess mask’, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 35, no. 12, pp. 1197–1199, 2014.
- [48] **Z. Zhang, S. Qin, K. Fu, G. Yu, W. Li, X. Zhang, S. Sun, L. Song, S. Li, R. Hao, Y. Fan, Q. Sun, G. Pan, Y. Cai, and B. Zhang**, ‘Fabrication of normally-off AlGa_N/Ga_N metal-insulator-semiconductor high-electron-mobility transistors by photo-electrochemical gate recess etching in ionic liquid’, *Appl. Phys. Express*, vol. 9, no. 8, pp. 2–5, 2016.
- [49] **H. Huang, Y. C. Liang, S. Member, G. S. Samudra, C. Low, and L. Ngo**, ‘Au-Free Normally-Off AlGa_N / Ga_N-on-Si MIS-HEMTs Using Combined Partially Recessed and Fluorinated Trap-Charge Gate Structures’, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 35, no. 5, pp. 569–571, 2014.
- [50] **C. Y. Chang, S. J. Pearton, C. F. Lo, F. Ren, I. I. Kravchenko, a. M. Dabiran, a. M. Wowchak, B. Cui, and P. P. Chow**, ‘Development of enhancement mode AlN/Ga_N high electron mobility transistors’, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 26, 2009.
- [51] **F. Medjdoub, M. Van Hove, K. Cheng, D. Marcon, M. Leys, and S. Decoutere**, ‘Novel E-Mode Ga_N-on-Si MOSHEMT using a selective thermal oxidation’, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 31, no. 9, pp. 948–950, 2010.
- [52] **X. Hu, G. Simin, J. Yang, M. Asif Khan, R. Gaska, and M. S. Shur**, ‘Enhancement mode AlGa_N/Ga_N HFET with selectively grown pn junction gate’, *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 8, p. 753, 2000.
- [53] **C. S. Suh, a. Chini, Y. Fu, C. Poblenz, J. S. Speck, and U. K. Mishra**, ‘p-Ga_N/AlGa_N/Ga_N Enhancement-Mode HEMTs’, 2006 64th Device Res. Conf., vol. 41, no. 805, pp. 2005–2006, 2006.
- [54] **Y. Uemoto, M. Hikita, H. Ueno, H. Matsuo, H. Ishida, M. Yanagihara, T. Ueda, T. Tanaka, and D. Ueda**, ‘Gate injection transistor (GIT) - A normally-off AlGa_N/Ga_N power transistor using conductivity modulation’, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 54, no. 12, pp. 3393–3399, 2007.
- [55] **M. Shimizu, G. Piao, M. Inada, S. Yagi, Y. Yano, and N. Akutsu**, ‘p-Type InGa_N cap layer for normally off operation in AlGa_N/Ga_N heterojunction field effect transistors’, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 47, no. 4 PART 2, pp. 2817–2819, 2008.

- [56] **O. Hilt, A. Knauer, F. Brunner, E. Bahat-Treidel, and J. Wurfl**, ‘Normally-off AlGaIn/GaN HFET with p-type GaN gate and AlGaIn buffer’, 2010 6th Int. Conf. Integr. Power Electron. Syst., no. April 2015, pp. 1–4, 2010. FINE COUCHE
- [57] **Y. Ohmaki, M. Tanimoto, S. Akamatsu, and T. Mukai**, ‘Enhancement-Mode AlGaIn/AlN/GaN High Electron Mobility Transistor with Low On-State Resistance and High Breakdown Voltage’, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 45, no. No. 44, pp. L1168–L1170, 2006.
- [58] **R. Brown, D. MacFarlane, A. Al-Khalidi, X. Li, G. Ternent, H. Zhou, I. Thayne, and E. Wasige**, ‘A sub-critical barrier thickness normally-Off AlGaIn/GaN MOS-HEMT’, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 35, no. 9, pp. 906–908, 2014.
- [59] **J. Derluyn, M. Van Hove, D. Visalli, a. Lorenz, D. Marcon, P. Srivastava, K. Geens, B. Sijmus, J. Viaene, X. Kang, J. Das, F. Medjdoub, K. Cheng, S. Degroote, M. Leys, G. Borghs, and M. Germain**, ‘Low leakage high breakdown E-mode GaN DHFET on Si by selective removal of in-situ grown Si₃N₄’, *Tech. Dig. - Int. Electron Devices Meet. IEDM*, pp. 157–160, 2009.
- [60] **MISHRA Umesh K., SINGH Jasprit**, *Semiconductor device Physics and design*, Springer edition, ISBN 978-1-4020-6481-4 (e-book)
- [61] **T. Jean-Guy**, *La technologie GaN et ses applications pour l’électronique robuste, haute fréquence et puissance*, Rapport LAAS n 08644 , Veille technologique sur la filière GaN, 2008, hal-00341009. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00341009/document>
- [62] **R. Vetury, N. Zhang, S. Keller, and U. Mishra**, “The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaIn/GaN HFETs,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 48, pp. 560–566, 2001. 28, 29
- [63] **O. Mitrofanov and M. Manfra**, “Mechanisms of gate lag in GaN/AlGaIn/GaN high electron mobility transistors,” *Superlattices and Microstructures*, vol. 34, pp. 33–53, 2003. 28,29
- [64] **U.K. Mishra**, “AlGaIn/GaN transistors for power electronics,” *Electron Devices Meeting (IEDM)*, San Francisco, USA 6-8 december, vol. 77, pp. 3.2.1 – 13.2.4, 2010. 3, 23, 28, 29
- [65] **B.M. Green, K.K. Chu, E.M. Chumbes, J.A. Smart, J.R. Shealy, and L.F. Eastman**, “The effect of surface passivation on the microwave characteristics of undoped AlGaIn/GaN HEMTs,” *Electron device letters*, pp. 268–270, 2000. 23, 29
- [66] **P.B. Klein, S.C. Binari, K. Ikossi-Anastasiou, A.E. Wickenden, D.D. Koleske, R.L. Henry, and D.S. Katzer**, “Investigation of traps producing current collapse in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors,” *Electronics Letters*, vol. 37, pp. 661–, 2001. 28, 29
- [67] **S. Binari, K. Ikossi, J. Roussos, W. Kruppa, D. Park, H. Dietrich, D. Koleske, A. Wickenden, and R. Henry**, “Trapping effects and microwave power performance in

AlGa_N/Ga_N HEMTs,” IEEE transactions on electron devices, vol. 48, pp. 465 – 471, 2001.
28, 29

[68] K. Manju, Chattopadhyaya and SanjivTokekar, “Thermal model for DC characteristics of AlGa_N/Ga_N hemts including self-heating effect and non-linear polarization”, Micro-electronics Journal, Vol. 39, No. 10, pp. 1181-1188, 2008.

[69] A. Matulionis, J. Liberis, I. Matulioniene, M. Ramonas, L. F. Eastman, J. R. Shealy, V. Tilak, A. Vertiatchkh, “Hot-phonon temperature and lifetime in a biased AlGa_N/Ga_N channel estimated from noise analysis”, Phys. Rev. B, (68): 035338, 2003.

[70] K. T. Tsen, R. P. Joshi, D. K. Ferry, A. Botchkarev, B. Sverdlov, A. Salvador, H. Morkoc, “Nonequilibrium electron distributions and phonon dynamics”, Appl. Phys. Lett., Vol. 61, pp. 2990-2992, 1996.

III.1 Introduction

Les transistors à effet de champ HEMT sont des composants d'importance majeure dans les différents domaines de l'électronique et ses dérivées. Afin de prévoir les performances de ces composants avant leur fabrication; on a toujours tendance à utiliser des outils informatiques capables de simuler ces caractéristiques de sortie en se basant sur des propriétés physiques et technologiques des matériaux constituant ces transistors. Les simulateurs TCAD (Technology Computer-Aided Design) permettent la modélisation du comportement électrique d'un composant électronique, dans le but d'économiser le temps et le coût de développement, et ainsi de prévoir et optimiser des solutions pour améliorer les performances des dispositifs. Les simulateurs existants sur le marché (ISE, SYNOPSIS, SILVACO,...), généralement ils se ressemblent en principe de fonctionnement [1].

Dans ce travail, nous avons utilisé le simulateur TCAD-SILVACO (Atlas) pour étudier les performances statiques et dynamiques du transistor HEMT à base de GaN.

Dans ce chapitre, nous présenterons le logiciel de simulation TCAD-SILVACO (Atlas), son principe de fonctionnement et son module de simulation pour le comportement électrique des composants. Ensuite, nous présentons une description et l'interprétation de nos résultats de simulations. En effet, l'avantage majeur de ce type de simulateurs est qu'il donne la possibilité de visualiser des phénomènes physiques difficilement accessibles et donc observables.

III.2 Description des modules de simulateur SILVACO

Le module Atlas de SILVACO (Atlas SiliconValley Corporation) est un environnement qui permet de concevoir et prévoir les performances des dispositifs à base des semi-conducteurs. Cet outil sert à la modélisation des dispositifs électroniques avant leur fabrication, beaucoup de projets de recherches ont été développés grâce à ATLAS-SILVACO. Ce dernier inclut de nouveaux modèles physiques qui emploient des méthodes et des algorithmes numériques efficaces, de nouvelles techniques de maillage, l'optimisation des solutions linéaires, etc., tout en permettant d'obtenir des résultats de simulation très proches de ceux de la pratique. Donc, l'importance qui lustre de ce type de simulateurs est la possibilité de visualiser des phénomènes physiques difficilement accessible et donc observables [2, 3]. Le module Atlas-SILVACO est utilisé pour la simulation électrique et

radio fréquence des dispositifs tels que, les Diodes, les MOSFET, MESFET, HEMET, PHEMT les transistors bipolaires.....etc.

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

L'outil de simulation ATLAS est un simulateur de modélisation bidimensionnelle des composants, il permet la résolution des équations différentielles issues de la physique des composants comme celles de la diffusion ou du transport pour des géométries discrètes il est donc capable de prédire les caractéristiques électriques de la plupart des composants semi-conducteurs en régime continu, transitoire ou fréquentiel. En plus du comportement électrique "externe". ATLAS a été conçu de façon à pouvoir utiliser d'autres outils qui facilitent son utilisation, ces outils sont les suivants [4, 5, 6].

- **DEVEDIT** Environnement où sont dessinés les structures des dispositifs (dimension, dopage, ...) et son maillage, Il peut être employé pour produire une nouvelle maille sur une structure existante, pour modifier un dispositif ou pour créer un dispositif à partir de zéro. Ces dispositifs peuvent alors être employés par les simulateurs 2D et 3D de SILVACO.
- **TONYPLOT** Environnement où sont visualisés les résultats des simulations (structure du composant, distributions de grandeurs diverses dans celui-ci, caractéristiques électriques...). Tonyplot est donc conçu pour visualiser les structures 1D et 2D produits par les simulateurs de SILVACO, Il fournit également beaucoup de fonctions spécifiques de visualisation de TCAD telles que les lignes de la coupe 1D, l'animation des marqueurs pour exposer la variation des vecteurs, intégration des fichiers de données 1D ou les fichiers (.log). Il y a aussi un autre outil similaire à celui-là, sauf qu'il est conçu pour visualiser les structures 3D, nommé TonyPlot3D [7].
- **ATLAS** Le logiciel de simulation Atlas est basé sur la physique des semi-conducteurs, Il prédit le comportement électrique des structures semi-conductrices spécifiées et fournit des aperçus des mécanismes physiques internes associés au fonctionnement des dispositifs. Atlas est capable de prédire les caractéristiques électriques de la plupart des composants semi-conducteurs en régime continu, transitoire ou fréquentiel. En plus du comportement électrique "externe", il fournit des informations sur la distribution interne de variables telles que les concentrations des porteurs, les lignes de courant, le champ électrique ou le potentiel, etc. Ceci est réalisé en résolvant numériquement l'équation de Poisson et les équations de continuité des électrons et

des trous en deux dimensions en un nombre fini de points formant le maillage de la structure défini par l'utilisateur ou par le programme . ATLAS a été conçu de façon à pouvoir utiliser les autres outils qui facilitent son utilisation tel que : ATHENA, DEVEDIT, TONYPLOT, DECKBUILD. Notons qu'ATHENA, incontournable en conception via SILVACO permet de simuler les processus de fabrication des composants intégrés. C'est un simulateur des procédés de fabrication [4, 5].

- **ATHENA** Le logiciel de simulation ATHENA de TCAD-SILVACO fournit des possibilités générales pour la simulation des processus utilisés dans l'industrie des semi-conducteurs : diffusion, oxydation, implantation ionique, gravure, lithographie, procédés de dépôt. Il permet des simulations rapides et précises de toutes les étapes de fabrication utilisées dans la technologie CMOS, bipolaire, SOI, optoélectronique, MEMS, et les composants de puissances [8]. Là aussi, le logiciel permet de fournir des informations importantes pour la conception et l'optimisation des procédés technologiques telles que les concentrations des porteurs, les profondeurs de jonctions, etc. Le programme de simulation (défini comme entrée) des différentes étapes technologiques et les phénomènes physiques, s'établi avec le module DECKBUILD de TCAD-SILVACO, puis la visualisation de la structure de sortie s'effectue avec le module TONYPLOT.

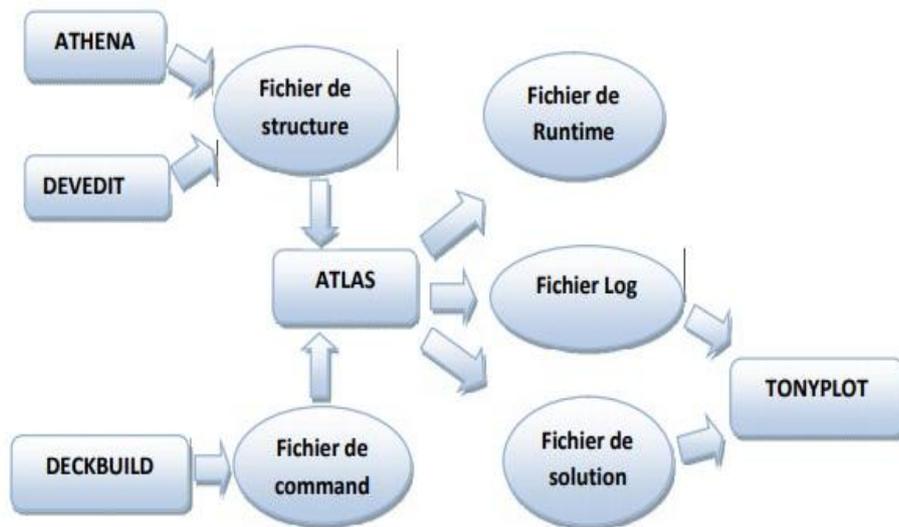


Figure III.1: Entrées et sorties du logiciel ATLAS-SILVACO.

III.3 Topologie de la structure étudiée

La topologie de la structure étudiée est celle d'un HEMT $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{N}/\text{GaN}/\text{InGaN}/\text{Al}_{0.04}\text{Ga}_{0.96}\text{N}$ épitaxie sur un substrat saphir illustré dans la figure III.2.

L'épitaxie se compose d'une couche de passivation Si_3N_4 d'épaisseur 50 nm suivie d'une couche barrière d'épaisseur 11 nm et d'une couche buffer d' $\text{Al}_{0.04}\text{Ga}_{0.96}\text{N}$ d'épaisseur 1000 nm, le canal composite d' $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ et de GaN d'épaisseur 4 nm et 5 nm, respectivement, ce canal composite contiendra dans sa zone supérieure le gaz bidimensionnel ou canal d'électrons. Les longueurs des contacts de source, de grille et du drain sont de 100 nm. Les distances source-grille et grille-drain sont de 100 nm et 365 nm respectivement.

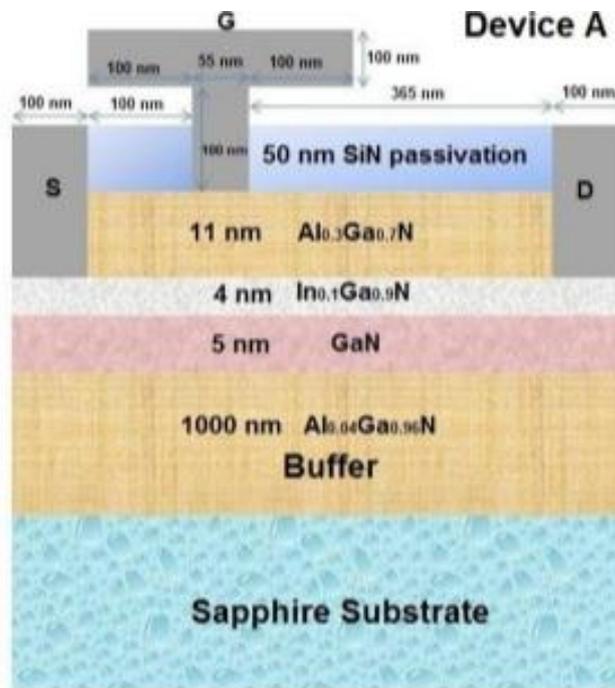


Figure III. 2 : Topologie de la structure HEMT $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/\text{InGaN}$ simulée.

Les paramètres physiques du composant ont été instruits dans le le modula Atlas de Silvaco afin de traduire correctement l'épitaxie des couches.

III.3.1 Maillage

Le maillage joue un rôle primordial pour l'obtention de bons résultats. Celui-ci doit être fait avec la plus grande attention pour garantir la fiabilité des résultats. La méthode numérique utilisée pour résoudre les équations physiques est la méthode des éléments finis. Son principe de base est la discrétisation par éléments des équations à traiter. Les éléments

qui définissent la maille élémentaire utilisée par le simulateur sont des prismes. Pour obtenir des résultats fiables et précis, la finesse du maillage doit être définie en fonction des variations des grandeurs physiques comme par exemple le champ électrique. Le choix de maillage doit être fait de façon à avoir un compromis entre la vitesse d'exécution et l'exactitude des résultats [7]. Le maillage doit être très fin pour les régions telles que la région du canal composite, les jonctions drain/ substrat et source/substrat, alors qu'il peut être moins serré pour d'autres régions du transistor, en dehors de ces zones actives. La figure III.3 montre le maillage maille conçue de notre structure HEMT.

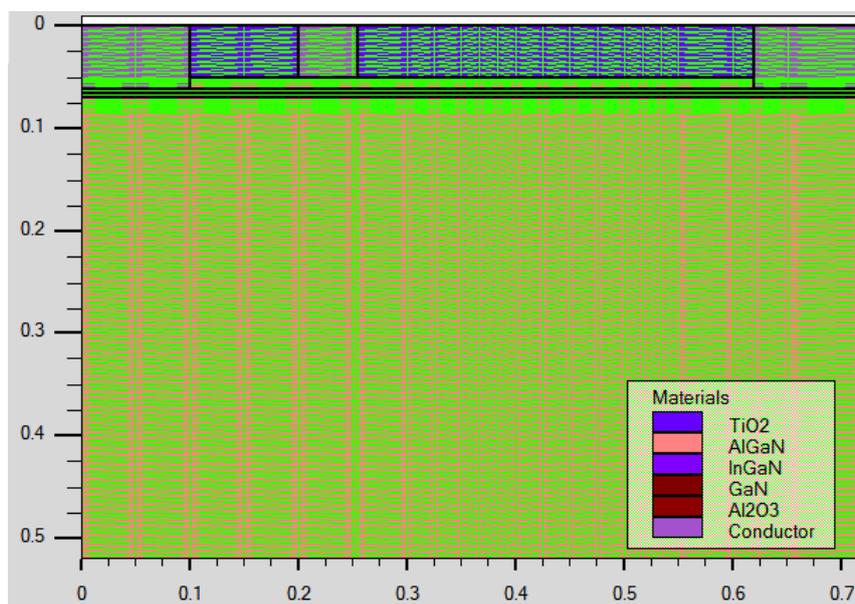


Figure III.3 : Maillage du HEMT AlGaN/InGaN/GaN

III.3.2 Diagramme de bandes d'énergie

Afin de mieux comprendre le fonctionnement physique, nous décrivons les différentes structures de bande des matériaux constituant. La juxtaposition d'un matériau à large gap (exemple AlGaN: 3,96 eV), et un autre à gap un peu plus faible (exemple GaN: 3,43 eV), forme une hétérojonction entraînée par la discontinuité de la bande de conduction à l'interface. Les niveaux d'énergie de chaque matériau avant contact. Lors de leur jonction, leurs niveaux de Fermi s'alignent (règles d'Anderson), ce qui va engendrer une discontinuité dans la bande d'énergie à l'interface, et cela pour une tension nulle appliquée à la grille.

On connaît la relation qui lie la hauteur de barrière ϕ_{Bn} , l'affinité électronique du semiconducteur se situant sous le contact (X) et le travail de sortie du métal ϕ_m . Elle est donnée par l'équation suivante :

$$\phi_{Bn} = \phi_m - X \quad (III.1)$$

Or, la valeur de l'affinité électronique du matériau Al_{0.3}Ga_{0.7}N, elle est d'environ 3,72 eV, donc on déduit théoriquement la hauteur barrière qui sera alors de 1,28 eV. Cela a permis de caractériser entièrement le composant du point de vue de son diagramme des bandes d'énergie.

Nous traçons sur la figure III.4 le diagramme des bandes d'énergie en termes de bande de conduction de notre structure étudiée à l'équilibre thermodynamique.

La hauteur de barrière (marquant la frontière entre le contact Schottky et le barreau de semi-conducteur) avoisinant les 1,28 eV. De plus, les courbures des bandes semblent bonnes car elles correspondent à ce que l'on attend en théorie. De plus, le puits quantique, créé par l'association des deux couches à accords de mailles différents, est bien présent à l'interface entre les deux matériaux (AlGa_{0.3}N et GaN) et semble avoir une profondeur suffisante pour que les électrons puissent occuper ses niveaux d'énergie.

Ainsi, pour augmenter la fréquence de coupure du composant, une solution consiste à utiliser des barrières de confinement. Il est une question de placer une barrière électrostatique sous le canal GaN afin de bloquer l'injection des électrons dans la couche tampon lorsque le transistor est fortement polarisé.

La différence de polarisation dans l'interface canal/barrière arrière induit un champ électrique dans le canal à l'interface avec le confinement barrière, qui bloque l'injection d'électrons dans la couche tampon. Ce qui se traduit par une extension spatiale du gaz 2DEG inférieur et le confinement des électrons sont améliorés [9].

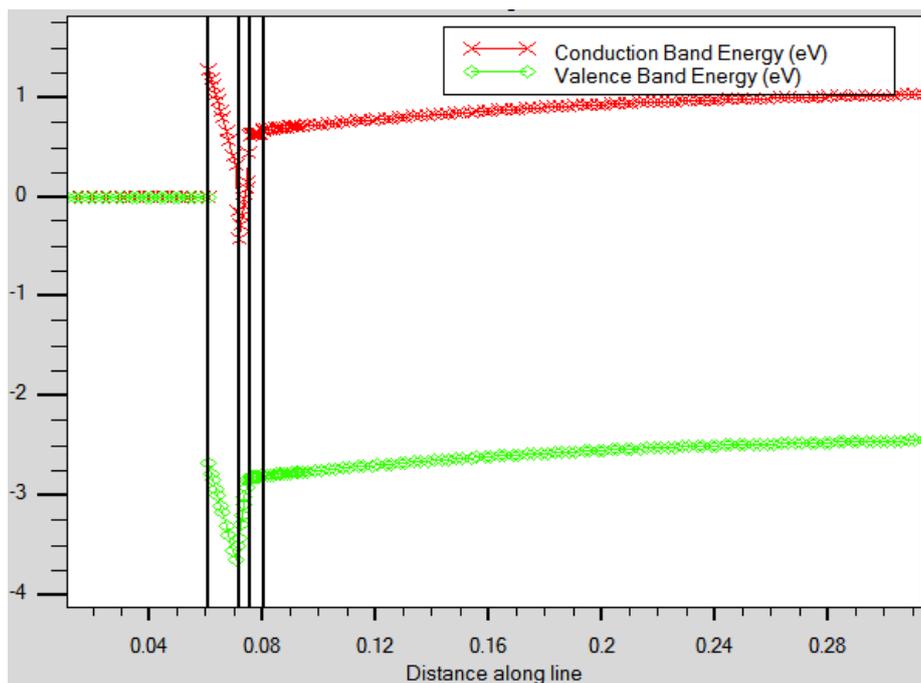


Figure III.4 : Diagramme de bandes d'énergie du HEMT Al_{0.3}Ga_{0.7}N/InGa_{0.7}N/GaN

III.4 Résultats et discussions

III.4.1 Caractéristiques de sortie Ids-Vds

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 Vds en maintenant la tension Vgs à des valeurs constantes (vgs varie de 1 à -4 V avec un pas de 1 V). Principalement, on distingue trois régimes de fonctionnement :

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

Le transistor passe en régime de saturation lorsque la vitesse des électrons atteint leur vitesse de saturation. Lorsque la tension Vgs augmente en valeur absolue, la diminution de la profondeur du puits de potentiel à l'hétérojonction entraîne celle de la densité surfacique des électrons, et donc du courant Ids. Pour une tension de grille Vgs suffisamment négative, le canal est pincé. Cette tension de seuil est définie comme une tension de pincement. La concentration des porteurs dans le canal dépendant fortement de l'épaisseur et du dopage de la zone de grand gap (la couche barrière). Par ailleurs, nos caractéristiques simulées (figure III.5) apparaissent en accord avec les caractéristiques de la figure III.6

La figure III.5 illustre le réseau des caractéristiques Ids-Vds simulé sans effet thermique pour Vgs variant de 1 à -4 V. Ces résultats montrent que le courant maximal de saturation obtenu pour $V_{gs} = 1$ V, ce courant est de l'ordre de 2.9 A/mm pour $V_{ds} = 10$ V.

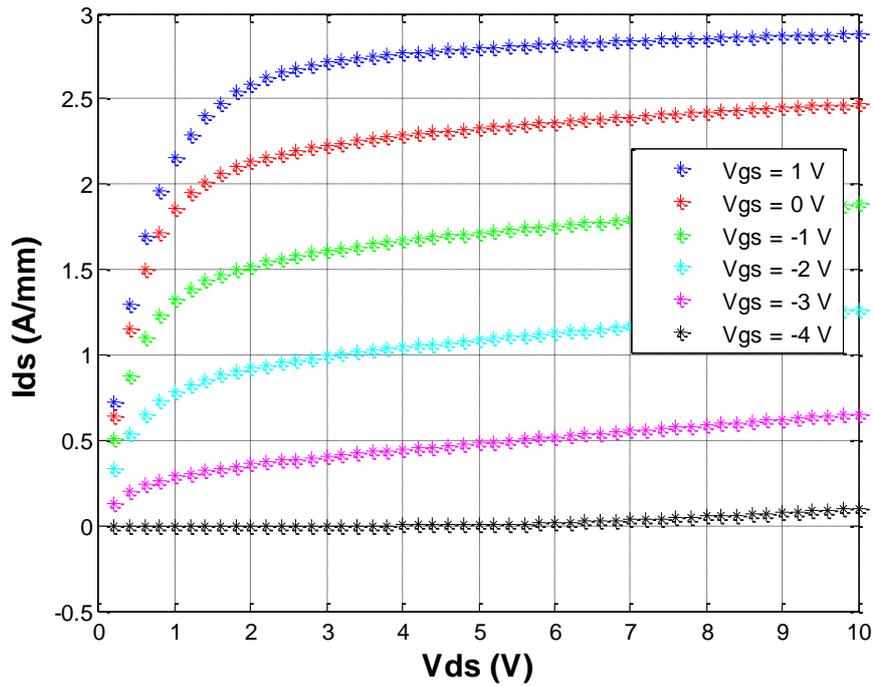


Figure III.5 : Caractéristiques de sortie I_{ds} - V_{ds} pour V_{gs} variant de 1 à -4 V avec un pas de 1.

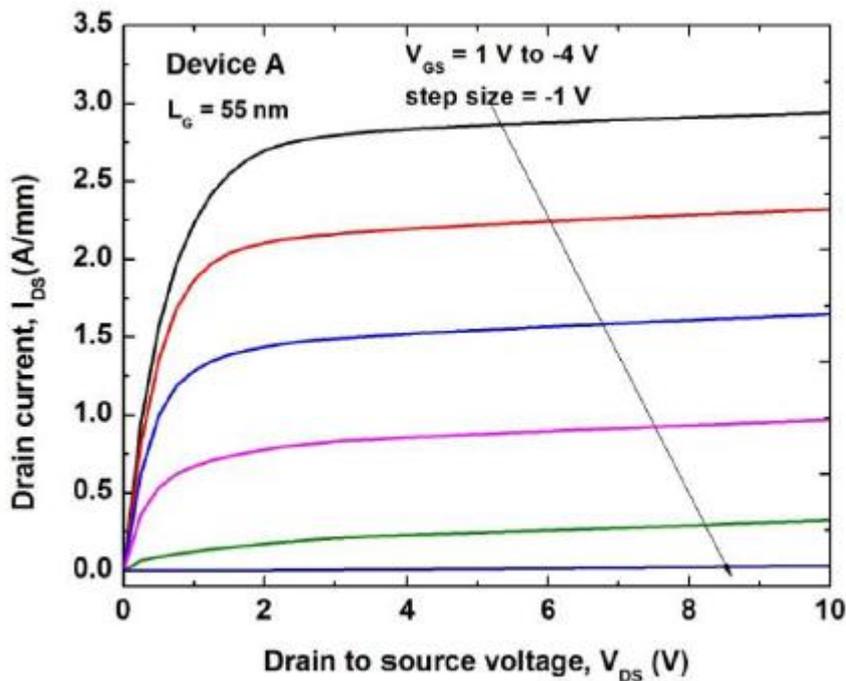


Figure III.6: Caractéristiques de sortie I_{ds} - V_{ds} pour V_{gs} variant de 1 à -4V avec un pas de 1V associé à la référence [10].

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

La figure III.7 montre les caractéristiques de transfert isothermique I_{ds} (V_{gs}) simulées à la température ambiante. Ces caractéristiques sont obtenues pour V_{ds} égale 2, 4 et 8V. Là

encore, nos caractéristiques de transfert simulées (figure III.7) apparaissent en bon accord avec les caractéristiques mesurées par [10] comme montre la figure III.8. On note que la tension de seuil V_{th} est de l'ordre de -4 V pour $V_{ds} = 4$ V.

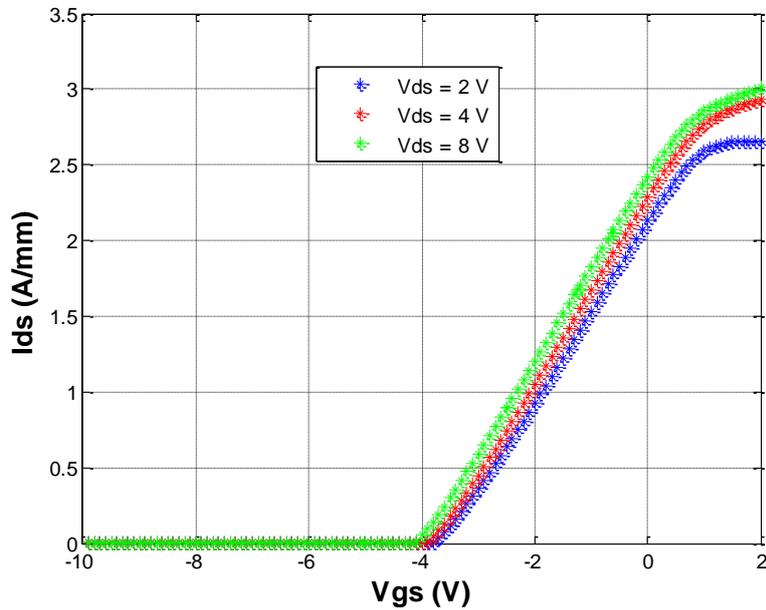


Figure III.7 : Caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} simulées d'un HEMT Al_{0.3}Ga_{0.7}N /InGa_{0.7}N/GaN

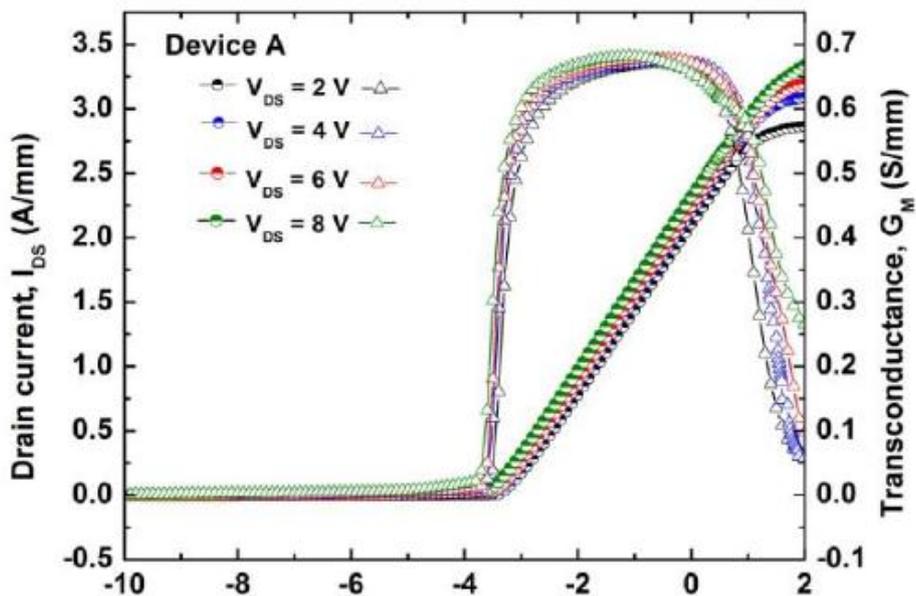


Figure III.8 : Caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} mesurées d'un HEMT Al_{0.3}Ga_{0.7}N /InGa_{0.7}N/GaN [10].

III.4.3 La transconductance g_m

La caractéristique de transfert est définie par deux grandeurs électriques:

- La tension de seuil V_{th} ,

- La transconductance G_m , qui définit le gain de transfert: dI_{ds}/dV_{gs} à un V_{ds} donné.

Ce paramètre représente le gain en transfert puisque c'est le rapport entre le courant de drain et la tension de grille. Il est déterminé par l'équation III.1 :

$$G_m = \frac{\Delta I_{ds}}{\Delta V_{gs}} \Big|_{V_{ds} = Cste} \quad (III.1)$$

D'après la figure III.9, on note que la transconductance maximale est de 0.63 S/mm pour $V_{ds} = 4 \text{ V}$ et $V_{gs} = -1 \text{ V}$.

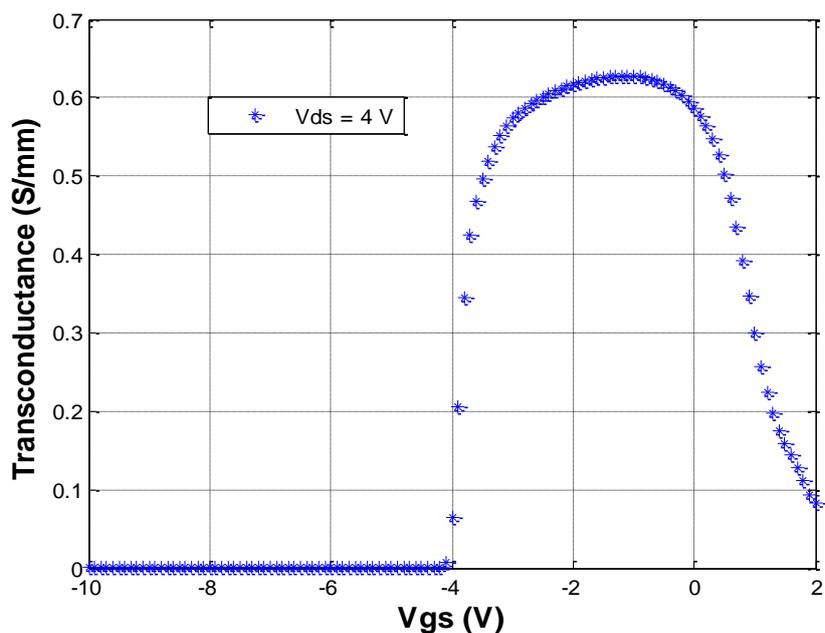


Figure III.9 : Variation de la transconductance en fonction de la tension grille-source pour $V_{ds} = 4 \text{ V}$.

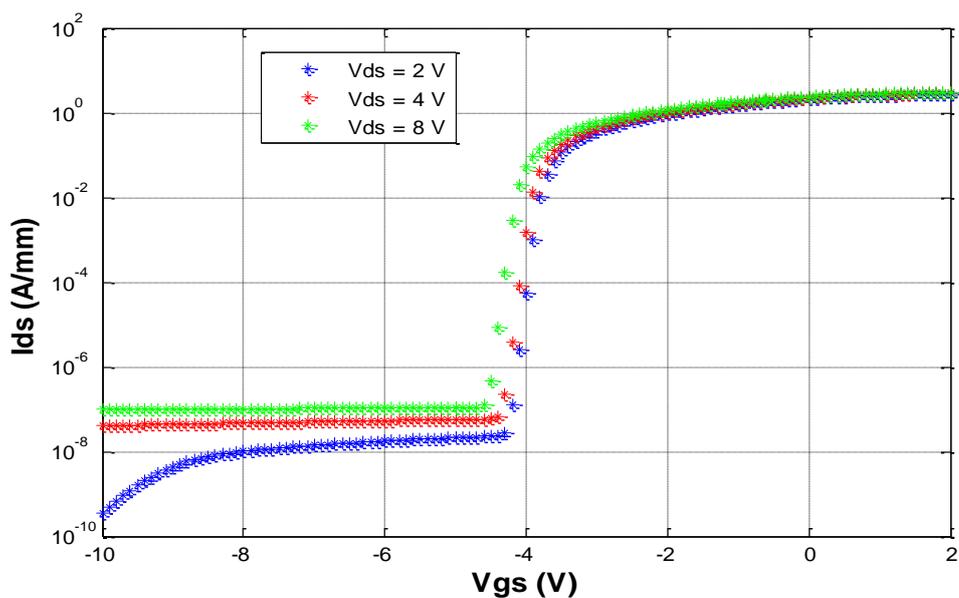


Figure III.10 : Variation du courant drain-source (échelle logarithmique) en fonction de la tension grille-source pour $V_{ds} = 2, 4$ et 8 V .

III.4.4 Effet des paramètres technologiques sur le comportement DC du HEMT AlGaIn/InGaIn/GaN

III.4.4.1 Effet de la longueur de la grille

Les paramètres technologiques jouent un rôle important dans l'optimisation et l'amélioration des performances électriques d'une telle structure. Dans cette optique, nous nous intéressons à étudier l'influence de la longueur de grille sur le courant du drain. La figure III-10 représente la variation du courant drain source en fonction de la tension drain-source V_{ds} pour différentes longueurs des grilles L_g ($L_g = 35$ nm (en symboles) et 55 nm (ligne continue)) Dans le HEMT AlGaIn/InGaIn/GaN. On constate que le courant drain de saturation diminue avec l'augmentation de la longueur de la grille. En effet, l'extension latérale de la zone des charges d'espace conduit à un allongement du canal conducteur tout en s'amincissant, ce qui limite le passage des électrons. Cela veut dire que plus la grille est longue, plus le contrôle par la grille est efficace, par contre ceci provoque une augmentation de la capacité grille source et par conséquent une dégradation des performances en terme de fréquences F_{MAX} (fréquence d'oscillation) et F_T (fréquence de transition).

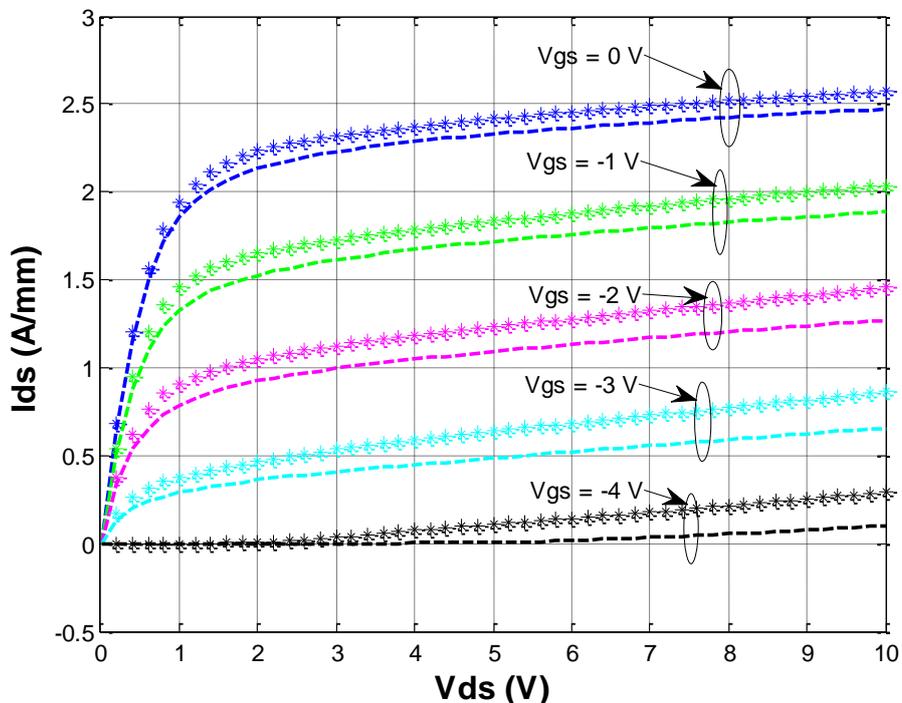


Figure III.11 : Influence de la longueur de grille sur les caractéristiques de sortie I_{ds} - V_{ds} pour $L_g = 35$ nm (en symboles) et 55 nm (ligne continue).

III.4.4.2 Effet de la distance grille-drain

L'espace de séparation entre les contacts homiques du drain et de la source est simulée dans cette section. Où l'influence de cette distance sur la caractéristique de transfert DC courant-drain tension drain. On le distingue, une amélioration relativement intéressante est conçue avec la réduction de l'espace drain-source. Cela est dû principalement à la réduction des résistances d'entrées de la source et de drain R_s et R_d qui sont proportionnelles à l'espace source-grille et grille-drain. Où R_c représente la résistance ohmique des contacts, L_{SG} et L_{GD} est l'espace entre la source et la grille et celui de la grille et le drain respectivement. A est l'épaisseur de canal. E' est la perméabilité du vide [11].

$$R_s = R_c + \frac{L_{SG}}{q\mu_p N_d w} \cdot \frac{1}{a} , \quad R_d = R_c + \frac{L_{GD}}{q\mu_p N_d w} \cdot \frac{1}{a} \quad (III .3)$$

III.4.4.3 Variation de la fraction d'Indium

La figure III.12 présente l'impact de la fraction d'Indium sur le courant drain source pour trois fractions molaires d'Indium. Représentent respectivement la caractéristique de transfert I_d - V_s . Cette figure prouvent bien l'effet de l'augmentation du contenu d'Indium qui améliore relativement les caractéristiques de sortie de la structure HEMT en augmentant négativement la tension de pincement ainsi la capacité de contrôle de l'électrode grille [12].

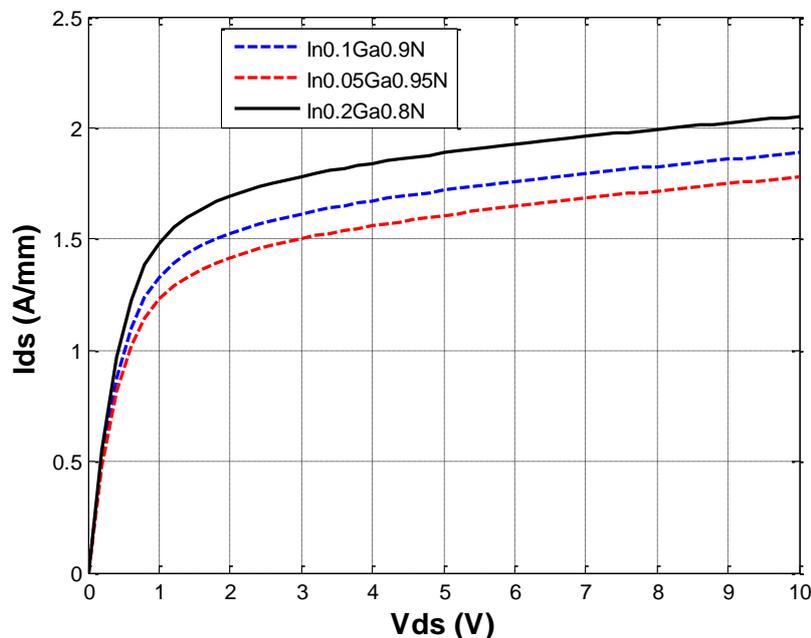


Figure III.12 : Effet de la fraction d'Indium dans l'InGaIn sur le courant drain-source.

III.4.4.4 Effet de la couche de passivation

La densité du 2DEG (gaz bidimensionnel d'électrons) augmente à cause de la disponibilité d'un plus grand nombre d'électrons libres qui se confinent dans le puits de potentiel et forment le gaz bidimensionnel d'électrons dans le canal, ce qui se traduit par une amélioration des caractéristiques (I_{ds} - V_{ds}) de ce composant.

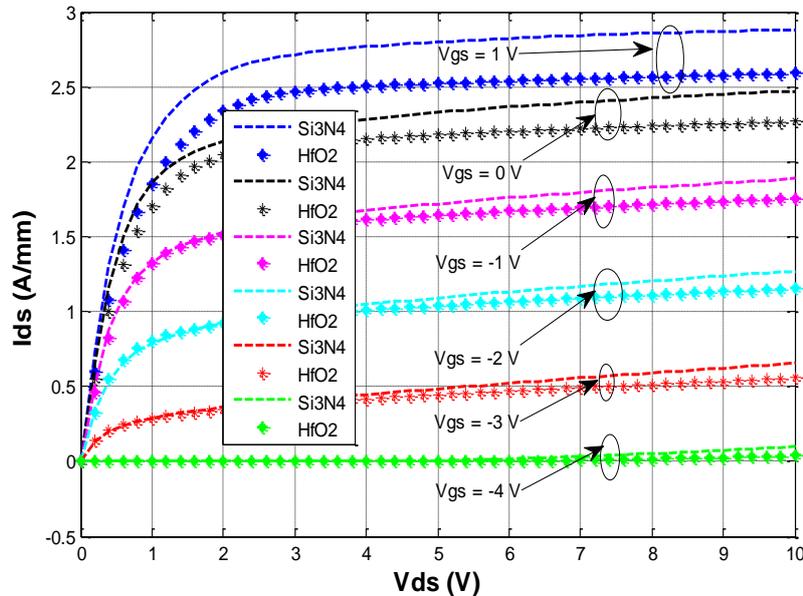
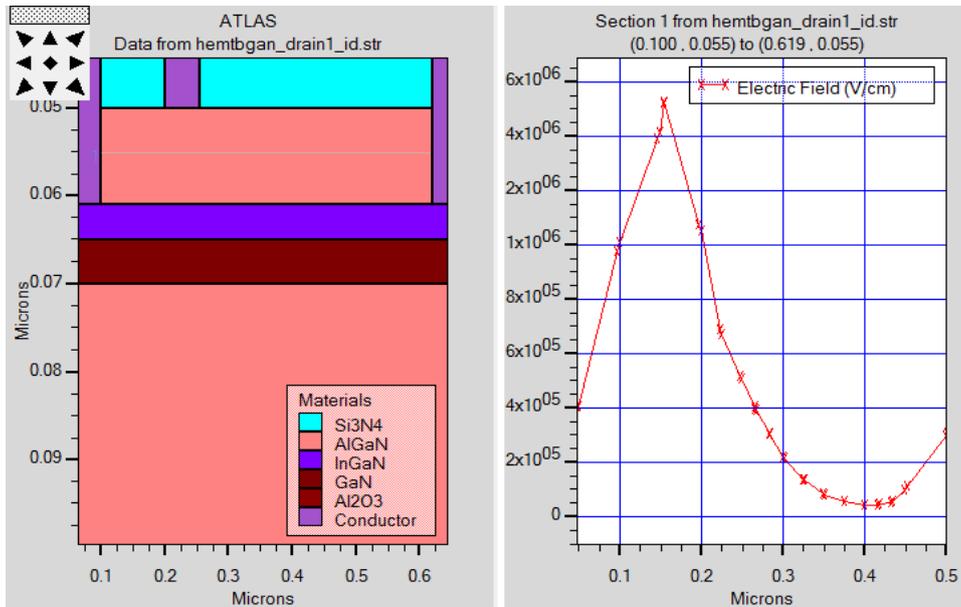
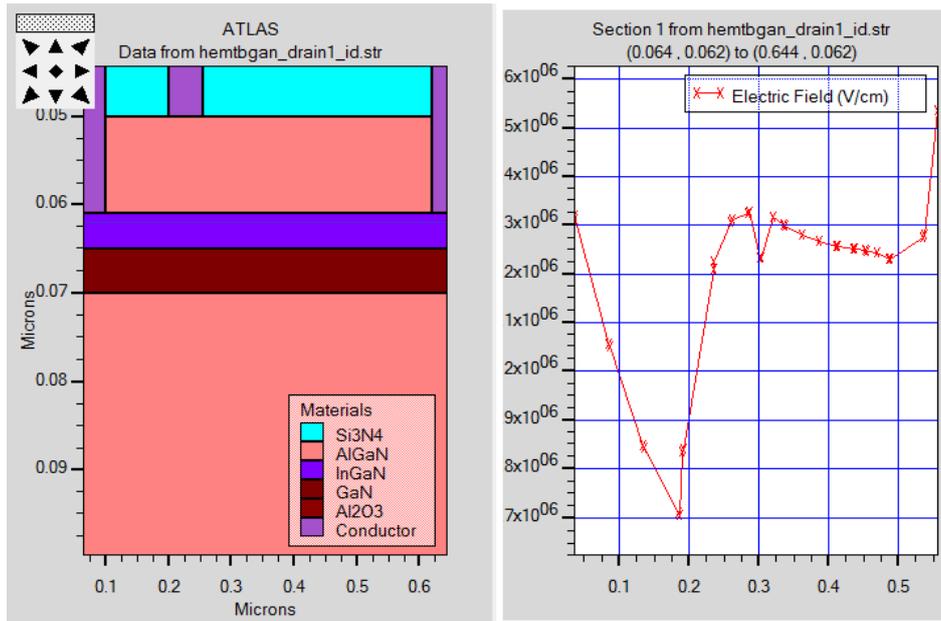


Figure III.13 : Effet de la couche de passivation sur le courant drain-source.

Pour mieux connaître et comprendre la répartition de champ électrique et la vitesse des électrons dans le canal du HEMT AlGaIn/InGaIn/GaN, nous présentons sur la figure III.14 l'évolution du champ électrique dans le canal composite et dans la couche barrière pour une tension de drain appliquée de 10 V et $V_{gs} = 0.0$ V. Ces résultats montrent que le champ électrique est faible sur la distance source-grille puis le champ augmente et atteint environ 7.10^6 V/cm et commence à diminuer juste à la sortie de la grille.



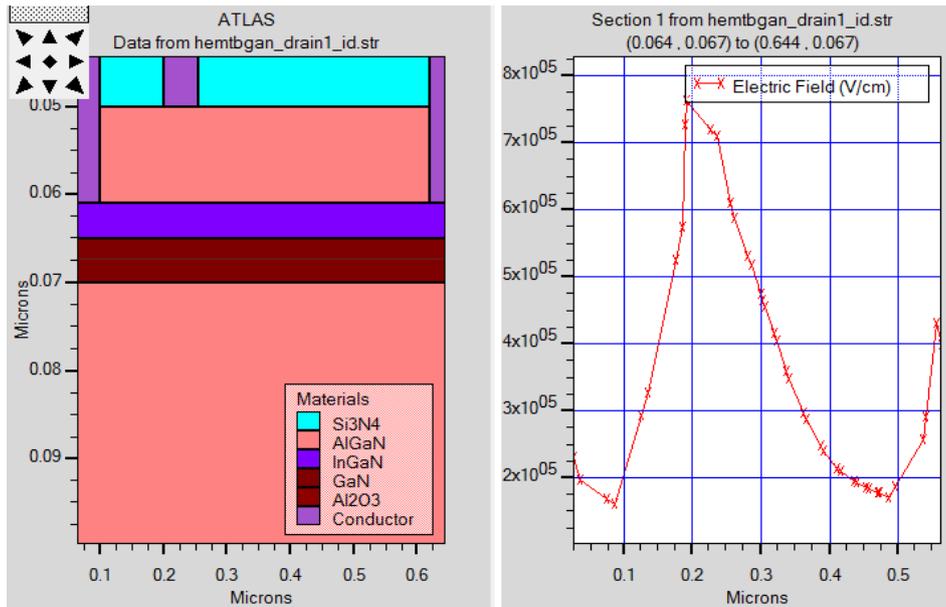


Figure III.14 : Evolution du champ électrique dans la couche GaN du HEMT pour une profondeur

- a) $y = 0.062 \mu\text{m}$, $V_{gs} = 0.0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 10 \text{ V}$.
- b) $y = 0.055 \mu\text{m}$, $V_{gs} = 0.0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 10 \text{ V}$.
- c) $y = 0.067 \mu\text{m}$, $V_{gs} = 0.0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 10 \text{ V}$.

III.4.5 Distribution des grandeurs électriques dans le HEMT AlGaIn/InGaIn/GaN

III.4.5.1 Carte du potentiel

Pour mieux comprendre le profil de distribution du potentiel dans le composant et surtout dans les régions de la barrière et du canal composite, nous avons tracé les cartes 2D (figures III.15) de potentiel dans le HEMT AlGaIn/InGaIn/GaN. La polarisation du composant électronique en régime statique se fait par une tension de grille $V_{gs} = 0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 10 \text{ V}$. (figure III.17)

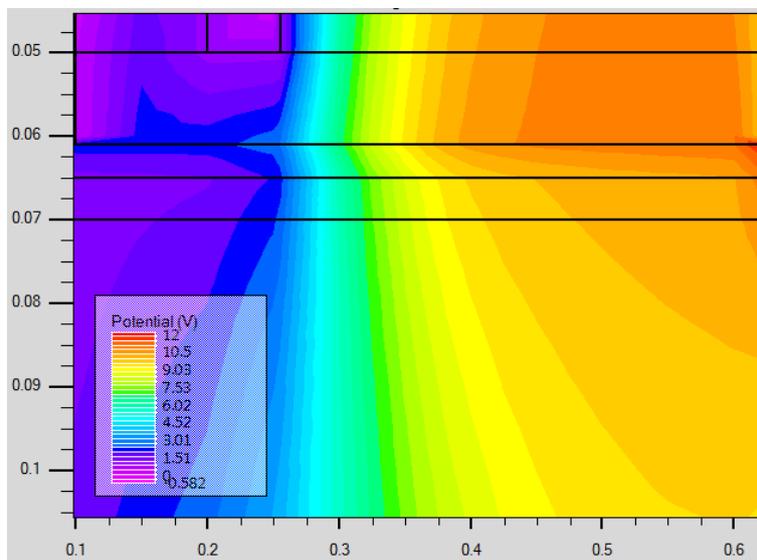


Figure III.15: Carte 2D de potentiel de réseau pour $V_{gs} = 0 \text{ V}$, $V_{ds} = 10 \text{ V}$

On peut remarquer une augmentation du potentiel de la région source vers la région drain, quelle que soit la valeur de V_{gs} . On remarque que l'allure du profil de distribution du potentiel indiquée un gradient de potentiel plus important dans la région proche du drain, ceci étant dû à la polarisation du drain plus élevées que celle de la source, et à la jonction inverse coté drain qui induit des valeurs de tensions inverses élevées au point de pincement.

Le potentiel diminue d'une manière très rapide quand on va de la zone barrière/drain vers le socle du composant. On peut aussi noter que la distribution de potentiel présente une discontinuité acceptable suivant la direction transversale principalement en raison de la charge piézoélectrique.

III.4.5.2 Carte de la densité du courant

Le profil de distribution de la densité du courant dans le HEMT AlGaIn/InGaIn/GaN est illustré dans la figure III.16, nous avons tracé les cartes 2D de la densité du courant dans ce composant. Les polarisations du composant se font par une tension de grille $V_{gs} = 0$ V. Ces cartes montrent que la densité du courant est maximale à l'interface AlGaIn/GaN.

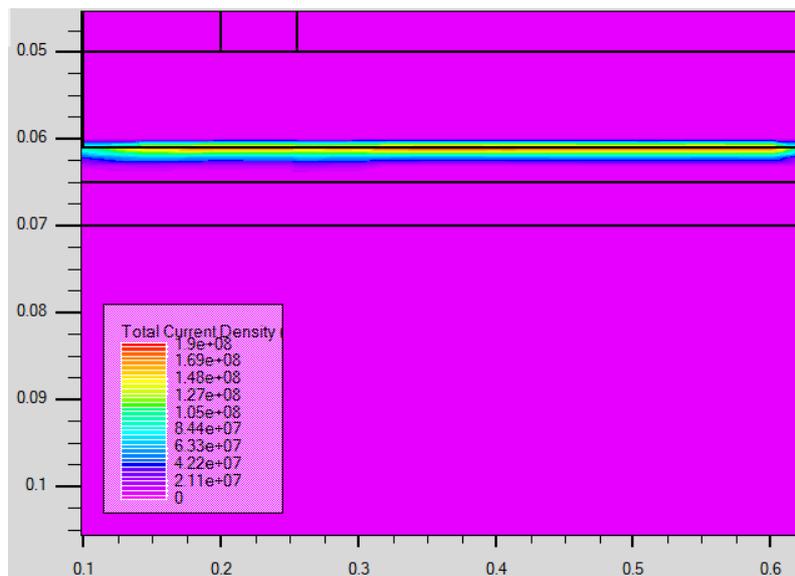
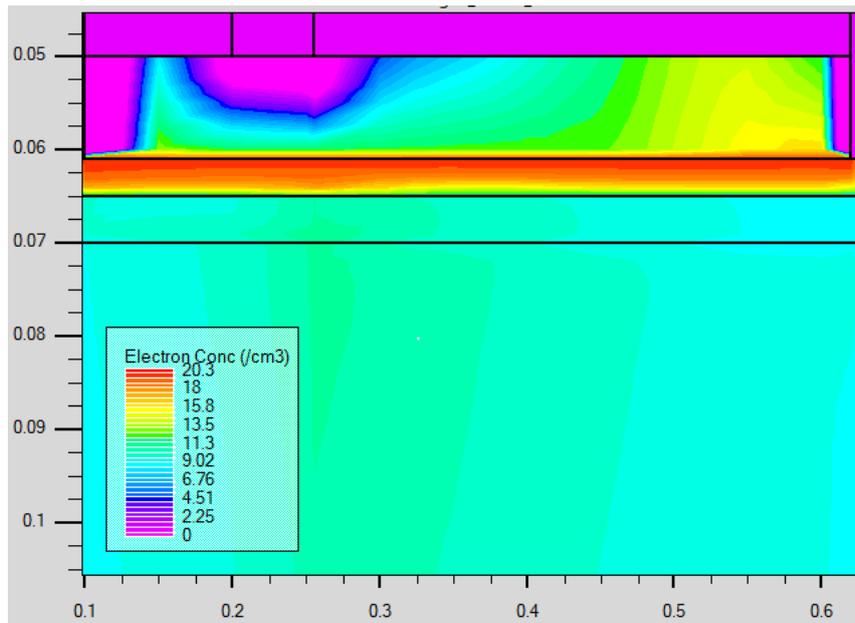


Figure III.16 : Carte 2D de la densité du courant pour $V_{gs} = 0$ V, $V_{ds} = 10$ V



III.4.5.3 Carte du champ électrique

Pour avoir une idée du comportement du matériau, on relève la réponse de la vitesse et de l'énergie à différents échelons de champ électrique. À faible champ électrique l'énergie moyenne ne change pas et la vitesse moyenne se stabilise, À plus fort champ on observe des pics de survitesse.

En effet, si les électrons sont rapidement accélérés par le champ électrique, ils gagnent lentement en énergie. La vitesse peut temporairement dépasser très largement sa valeur stationnaire avant que l'énergie ne devienne suffisamment importante pour provoquer le transfert des électrons dans les vallées latérales dans lesquelles la masse effective est plus élevée.

A un champ électrique constant l'énergie stationnaire varie de façon monotone. Elle reste quasiment constante pour des champs inférieurs à 1 kV/cm, ce qui assure la linéarité entre la vitesse moyenne et le champ électrique. On peut parler de régime ohmique. La valeur de la mobilité en régime ohmique est très élevée à comparer avec celle du silicium.

A partir d'une certaine valeur de champ électrique, la majorité des électrons atteint des énergies lui permettant d'être transféré vers des vallées à plus faible mobilité.

À fort champ, les électrons sont tous dans les vallées supérieures et l'interaction avec la stabilité la vitesse [13].

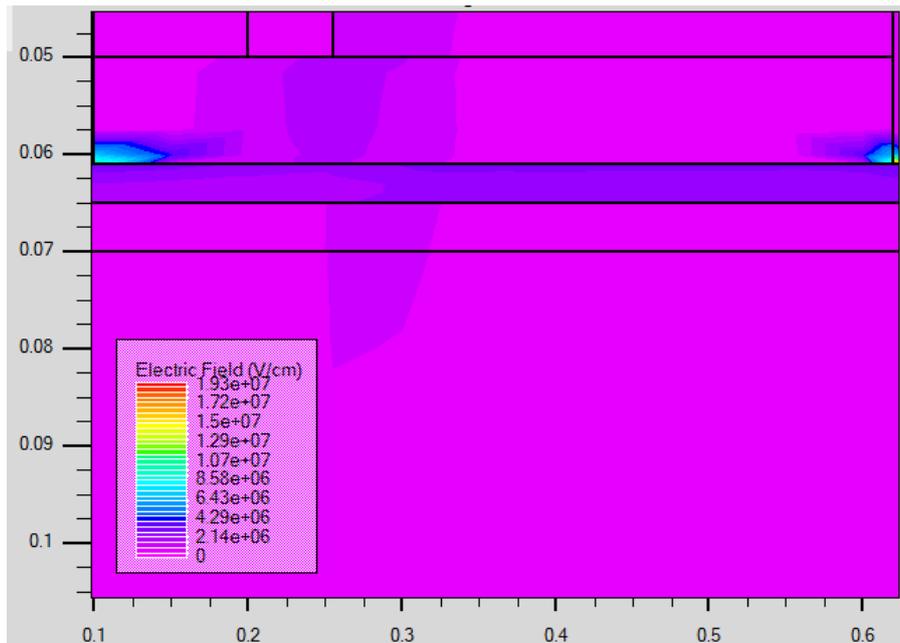


Figure III.17 : Carte 2D du champ électrique, $V_{gs} = 0 \text{ V}$, $V_{ds} = 10 \text{ V}$

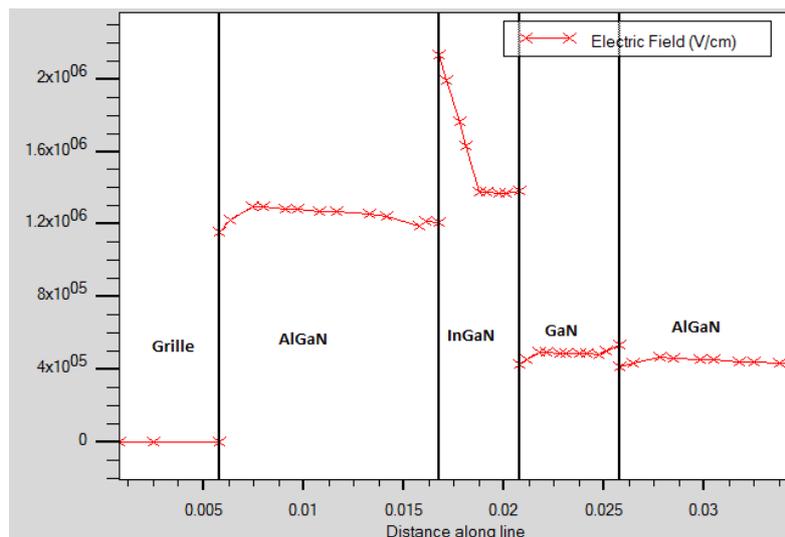


Figure III.18 : Coupe longitudinale du champ électrique dans le HEMT, $V_{gs} = 0.0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 10 \text{ V}$.

III.4.5.4 Carte de la mobilité des électrons

Lorsque le champ électrique augmente, les électrons ne sont plus en régime de mobilité. 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. Dans ces dernières, les coefficients de non parabolicité sont plus élevés. La masse effective des électrons augmente ce qui entraîne une

diminution de la vitesse des porteurs ainsi que leur mobilité. Pour le nitrure de gallium, le pic de survitesse se produit pour un champ électrique [14].

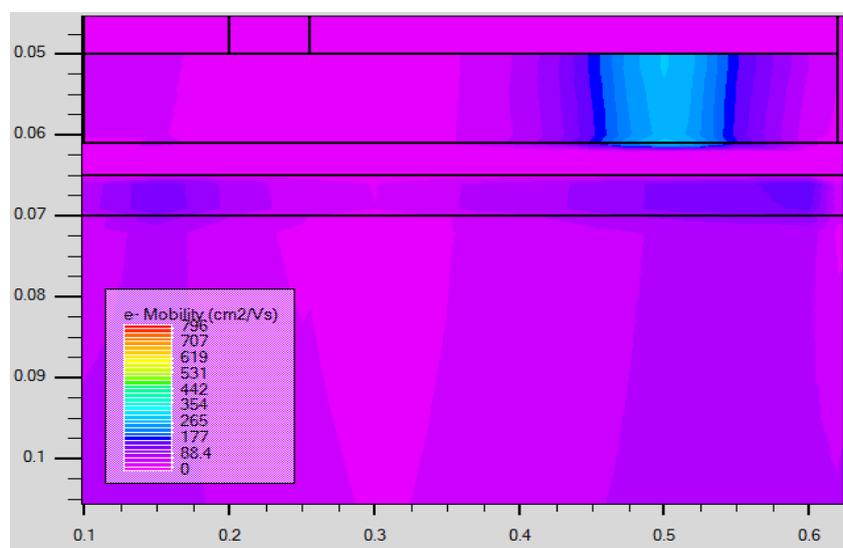


Figure III.19: Carte 2D de la mobilité des électrons pour $V_{gs} = 0$ V, $V_{ds} = 10$ V

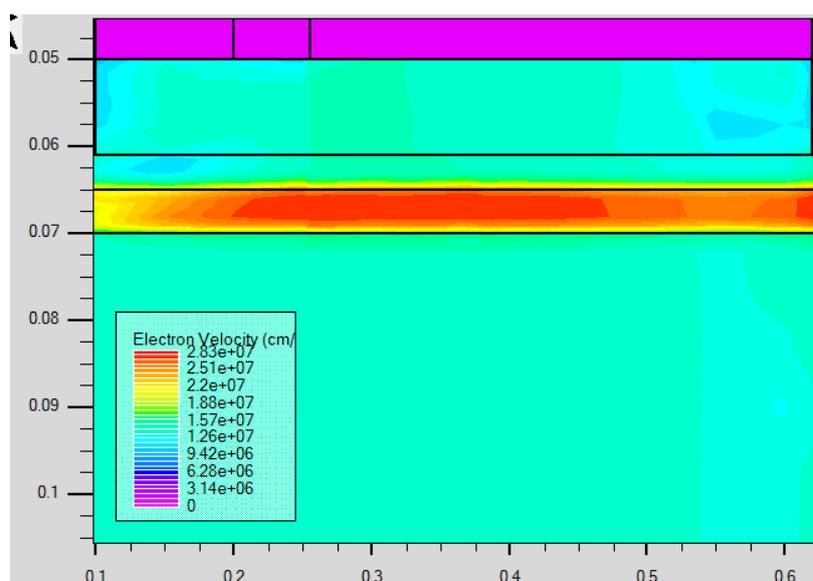


Figure III.20 : Carte 2D de la vitesse des électrons pour $V_{gs} = 0$ V, $V_{ds} = 10$ V

III.5 Caractéristiques hyperfréquences du HEMT AlGaIn/GaN/BGaN

III.5.1 Fréquence de transition

Les HEMTs AlGaIn/InGaIn/GaN destinés aux applications hautes débit doivent avoir de bonnes performances en fréquences.

La fréquence de coupure f_T , qui est définie comme étant la fréquence à laquelle le gain en courant du transistor est égal à l'unité, traduit la rapidité du transistor. Sur l'échelle

logarithmique est avec une température ambiante on constate une bonne amélioration de la fréquence de coupure dans HEMT AlGaIn/InGaIn/GaN.

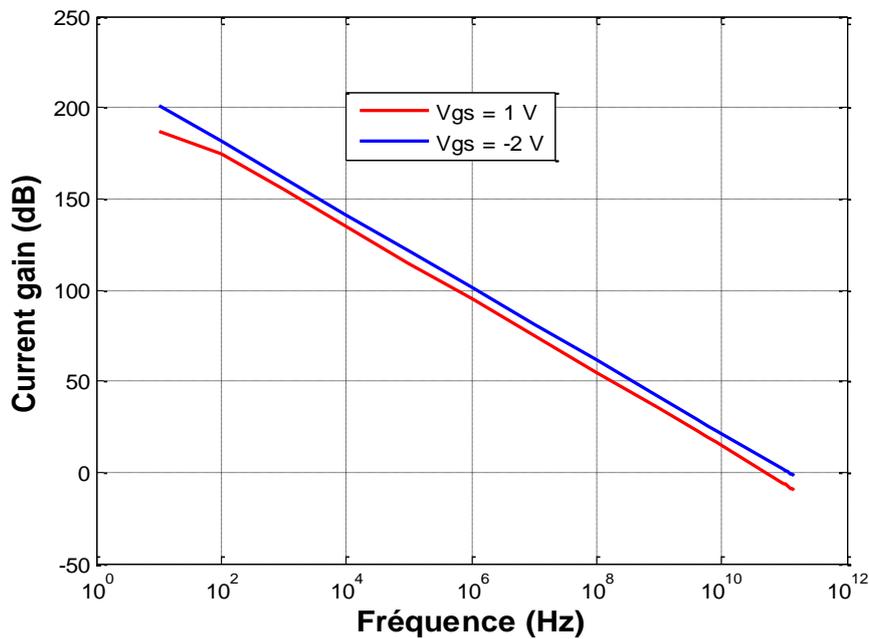


Figure III.21 : La fréquence de coupure pour $V_{gs} = 1$ et -2 V, $V_{ds} = 10$ V.

III.5.2 Fréquence maximale d'oscillation

La fréquence maximale d'oscillation F_{max} , nous renseigne sur la fréquence maximale de fonctionnement du transistor pour le quelle le gain en puissance vaut l'unité.

La figure II.22 montre la fréquence maximale de l'oscillation en régime semi-logarithmique pour $V_{gs} = 0.0$ V et $V_{ds} = 10$ V.

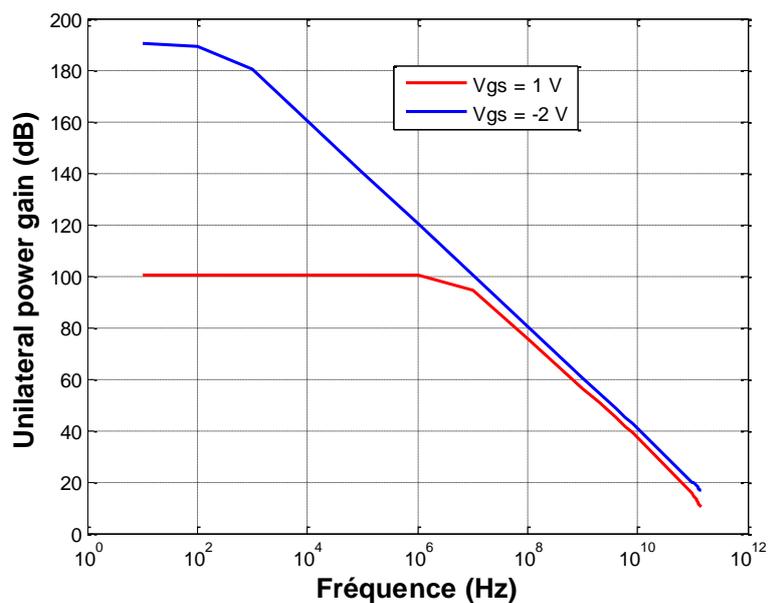


Figure III.22 : La fréquence maximale des oscillations pour $V_{gs} = 1$ et -2 V, $V_{ds} = 10$ V.

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons calibré paramétré et validé le transistor à effet de champ HEMT AlGa_N/InGa_N/Ga_N, en considérant que la mobilité et l'effet de température qui jouent un rôle principal dans les matériaux à base de GaN. L'influence des propriétés physiques (matériau: la charge d'interface et le dopage) et structurales (longueur de la grille, distance entre le drain et la source et le choix du substrat) ont été explorés durant notre simulation bidimensionnel. Les résultats obtenus dans cette section de mémoire prouvent que ces paramètres ont une forte influence sur les performances statiques et dynamiques du HEMT à canal composite InGa_N/Ga_N. Ainsi, l'outil de simulation Atlas de Silvaco nous offre un outil de simulation à la fois physique et électrique qualifié pour obtenir de bons résultats.

Références du chapitre 3

- [1] **N. Maeda, et al.** ‘Enhanced electron mobility in AlGa_N=InGa_N=AlGa_N double heterostructures by piezoelectric effect’, *Jpn., J. Appl. Phys.*, 1999, 38, (7B), pp. L799–L801
- [2] **O. Ambacher¹, J. Majewski¹, C. Miskys¹, A. Link¹, M. Hermann¹, M. Eickhoff¹, M. Stutzmann¹, F. Bernardini², V. Fiorentini², V. Tilak³, B. Schaff³ and L F. Eastman³** « Pyroelectric properties of Al(In)Ga_N/Ga_N hetero- and quantum well structures » Cornell University, Ithaca, USA 22 March 2002
- [3] **KIM Bong-Hwan¹** « Effect of In Composition on Two-Dimensional Electron Gas in Wurtzite AlGa_N/InGa_N Heterostructures » Catholic University of Daegu, Hayang, Kyeongsan . Korea 10 August 2010.
- [4] Atlas User’s Manual, Silvaco International, 2010.
- [5] Silvaco International, http://www.silvaco.com/products/device_simulation/atlas.html.
- [6] **Y. Benhamida** ‘Etude des caractéristiques physiques et électriques d’un MOSFET nanométrique’ mémoire de magister, Université Abou-Bakr Belkaïd-Tlemcen , 2012
- [7] **M. Kotha**, “Optically triggered thyristor for capacitor discharge applications“, memoir de Master, University of Missouri-Columbia, 2007.
- [8] www.silvaco.com
- [9] **K. Bong-Hwan¹** « Effect of In Composition on Two-Dimensional Electron Gas in Wurtzite AlGa_N/InGa_N Heterostructures » Catholic University of Daegu, Hayang, Kyeongsan . 2010
- [10] **L. Li et al.**, "Ga_N HEMTs on Si With Regrown Contacts and Cutoff/Maximum Oscillation Frequencies of 250/204 GHz," in *IEEE Electron Device Letters*, vol. 41, no. 5, pp. 689-692, May 2020, doi: 10.1109/LED.2020.2984727.
- [11] **N. Maeda, et al.** ‘Enhanced electron mobility in AlGa_N=InGa_N=AlGa_N double heterostructures by piezoelectric effect’, *Jpn., J. Appl. Phys.*, 1999, 38, (7B), pp. L799–L801
- [12] **K. Bong-Hwan¹** « Effect of In Co Wurtzite AlGa_N/InGa_N Heterostructure Kyeongsan. 2010.
- [13] **C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, and A. A. Quaranta**, “A review of some charge transport properties of silicon,” *Solid-State Electronics*, vol. 20, no. 2, pp. 77 – 89, 1977.
- [14] **M. Hiroki, K. Kumakura, Y. Kobayashi, T. Akasaka, T. Makimoto, and H. Yamamoto.** Suppression of self-heating effect in AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors by substrate transfer technology using h-BN. *Applied Physics Letters*, 105(19):193509, November 2014.

Conclusion générale

La technologie à base de silicium, bien que mature et très largement utilisée, atteint ici ses limites. Les matériaux III-V à base d'arséniure de gallium GaAs ou le phosphore d'indium InP s'imposent alors dans un premier temps, même si de nombreuses recherches repoussent aujourd'hui les limites du silicium en termes de fréquence.

La fabrication des composants à base de nitrure de gallium se fait sur un substrat en silicium. L'utilisation d'un tel substrat présente plusieurs avantages que ce soit au niveau du coût, de sa disponibilité en grandes dimensions ou encore des procédés technologiques compatibles avec ce substrat.

En outre, son utilisation pose également certaines difficultés. En effet, les désaccords de maille et de dilatation thermique entre le nitrure de gallium et le silicium rendent l'épitaxie du GaN compliquée et coûteuse. Ce substrat limite la dissipation thermique des composants ce qui a un impact négatif sur leurs performances électriques.

En ce qui concerne les performances des composants, notre travail de mémoire s'est intéressé à l'étude et à la modélisation physico-électrique du transistor HEMT AlGa_n/InGa_n/Ga_n en utilisant comme outil de simulation le module ATLAS du simulateur SILVACO. Dans un premier temps, pour un même jeu de paramètres technologiques, nos résultats de simulations obtenus en régime statique montrent un bon accord entre les mesures. Le modèle développé validé nous a permis d'étudier le comportement statique et radiofréquence du transistor HEMT, en particulier le courant maximum de saturation, la tension de seuil, la transconductance, la fréquence de coupure et la fréquence maximale d'oscillation. Dans un second temps, nous avons étudié l'impact des paramètres technologiques tels que la distance grille drain, la longueur de la grille, la couche de passivation, la fraction molaire d'Indium pour évaluer les performances de notre structure HEMT.

Finalement, ce travail de mémoire a permis une bonne compréhension des phénomènes électriques et physiques dans la technologie HEMT AlGa_n/InGa_n/Ga_n de longueur de grille de 55 nm.