

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et De la Recherche Scientifique
Université Djillali LIABES De Sidi Bel Abbès



Faculté de Génie Electrique
Département d'Électronique



THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Option : Microélectronique

PAR

M^r MOSTEFAOUI Mohammed

THEME

Caractérisation et simulation des dispositifs à base de matériaux appartenant à la filière des nitrures de l'élément III

Soutenue le

, devant le jury :

M ^r	M. Chellali	Professeur	Université de Sidi Bel Abbès	Président
M ^{me}	H. Mansour-Mazari	Professeur	Université de Sidi Bel Abbès	Promoteur
M ^r	S. Mansouri	Professeur	Université de Sidi Bel Abbès	Co-encadreur
M ^r	A. Hamdoun	Professeur	Université de Tlemcen	Examineur
M ^{me}	A. OuldAbbas-Bensaoula	Professeur	Université de Tlemcen	Examinatrice
M ^r	M. Sahnoun	Professeur	Université de Mascara	Examineur

Année universitaire 2016-2017

*A ma très chère mère,
A mon cher père,
A mes frères, mes sœurs,
A ma chère femme ,
A tous ceux qui me sont très chers.*

Remerciements

Le travail, présenté dans cette thèse de doctorat, a été réalisé au laboratoire de Micro-Electronique Appliquée AMEL de l'université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès.

Je voudrais tout particulièrement exprimer mes sincères reconnaissances et ma profonde gratitude à Madame Z. BENAMARA, Professeur à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès et directrice du laboratoire AMEL, de m'avoir accueilli dans son laboratoire de recherche.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à Monsieur M.CHELLALI, Professeur à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès, qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à Monsieur A. HAMDOUNE et à Madame A. OULDABBAS-BENSAOULA, Professeurs à l'université de Tlemcen, qui m'ont fait un grand honneur en acceptant de juger le travail de cette thèse.

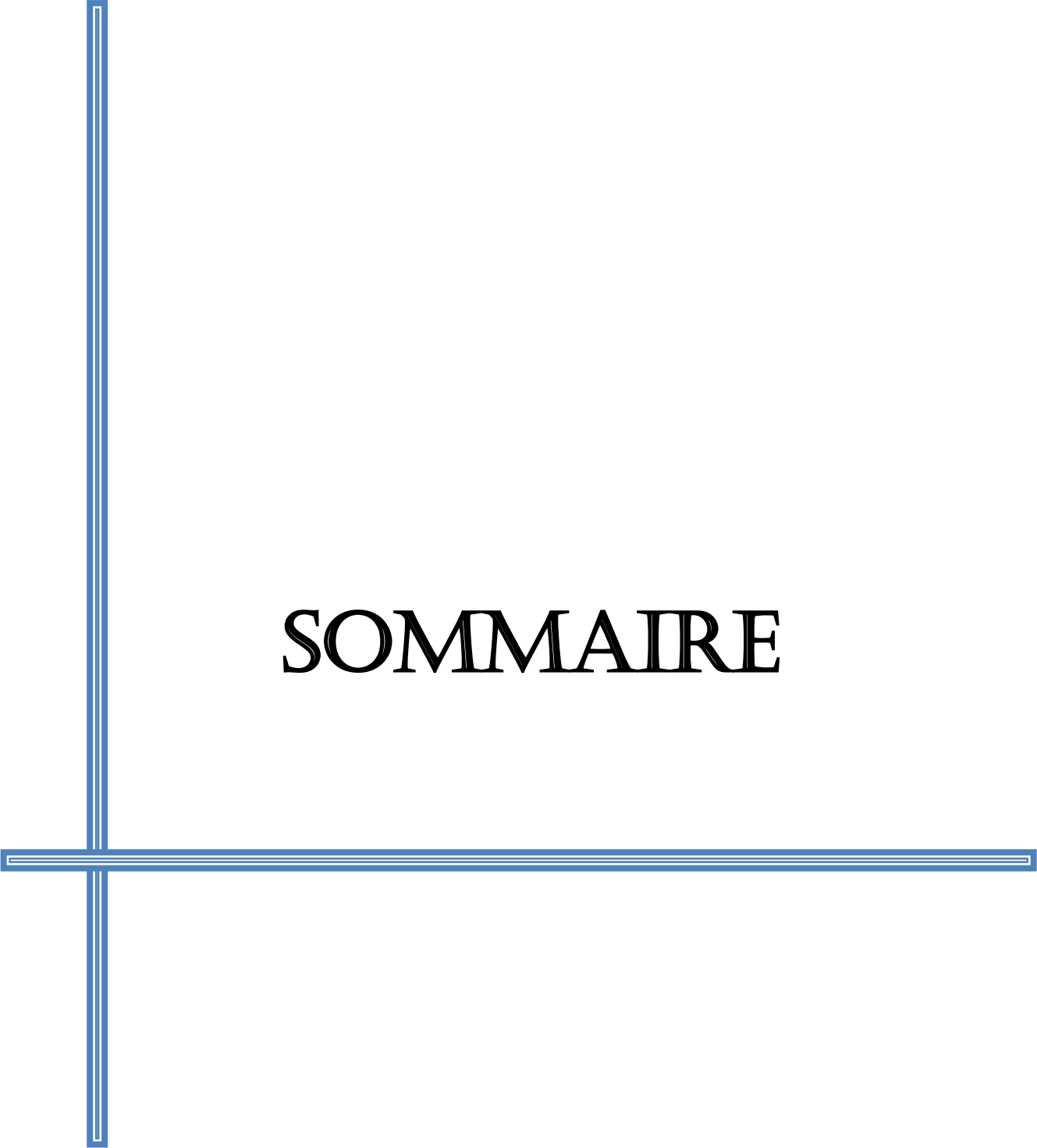
Je remercie vivement Monsieur M. SAHNOUN, Professeur à l'université de Mascara, qui m'a fait un grand honneur en acceptant de juger le travail de cette thèse.

Je remercie, Madame H. MANSOUR-MAZARI, Professeurs à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès, d'avoir accepté de diriger cette thèse. Elle m'a fait bénéficier de son expérience et de sa rigueur scientifique. Elle m'a apporté une aide considérable tout au long de ce travail, ses conseils judicieux et ses encouragements ont été bénéfiques dans la réalisation de cette thèse.

Je voudrais remercier aussi Monsieur S. MANSOURI, Co-encadreur, Professeur à l'université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès, pour son aide et ses conseils.

Ce travail n'aurait pu aboutir sans l'aide précieuse de l'équipe de l'INL, INSA de Lyon (France), nous tenons à les remercier pour les transistors HEMTs qu'ils nous ont fourni. Je n'oublie pas non plus de remercier Monsieur Jean-Marie BLUET, Professeur à l'INL, INSA de Lyon (France), équipe «Spectroscopie et Nanomatériaux» du INL de m'avoir invité dans son laboratoire et permis d'effectuer des caractérisations électriques sur les transistors HEMTs.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres du laboratoire de Micro-Electronique Appliquée AMEL, tous mes amis (es) et tous mes collègues de travail.



SOMMAIRE

Sommaire

Introduction générale.....	2
----------------------------	---

Chapitre I: Propriété des nitrures d'éléments III et leurs applications

I.1 Introduction.....	5
I.2 Généralités sur les matériaux d'éléments III nitrurés	6
I.2.1 Historique des nitrures d'éléments III	6
I.2.2 Propriétés physiques des nitrures d'éléments III	7
I.2.2.1 Propriétés structurales	7
I.2.2.2 Propriétés électroniques	8
I.2.3 Polarisation	10
I.2.3.1 Polarisation Spontanée	10
I.2.3.2 Polarisation piézoélectrique	11
I.3 Substrats et croissance.....	13
I.3.1 Substrats utilisés pour la croissance du nitrure de gallium	13
I.3.1.1 Le Carbure de Silicium – SiC	13
I.3.1.2 Le Saphir – Al ₂ O ₃	14
I.3.1.3. Le Silicium.....	15
I.3.1.4 Le diamant	15
I.3.2 Les techniques de croissance des nitrures d'éléments III	16
I.3.2.1 Croissance en EPVH.....	16
I.3.2.2 Croissance en MBE.....	17
I.3.2.3 Croissance en MOCVD	18
I.4 Les Applications des nitrures d'éléments III	19
I.5 Conclusion	22
Bibliographie.....	23

Chapitre II: Les Hétérostructures HEMTs AlGa_xN/GaN, Fonctionnement et Technologie

II.1 Introduction	26
II.2 Les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) Al _x Ga _{1-x} N/GaN	26
II.2.1 Structure physique d'un transistor HEMT	27
II.2.2 Fonctionnement du HEMT.....	29
II.2.2.1 le gaz électronique à deux dimensions dans la structure HEMT AlGa _x N/GaN	29
II.2.2.2 principe de l'heterojonction Al _x Ga _{1-x} N/GaN	30
II.2.2.3 Principe de fonctionnement	31
II.3 Caractéristiques électriques des transistors HEMTS	33
II.3.1 Caractéristiques électrique statiques	33
II.3.1.1 Caractéristiques de sortie $I_{ds}=f(V_{ds})$	33
II.3.1.2 Caractéristique de transfert	35
II.3.1.3 Paramètres du contact schottky	36
II.3.2 Performances des composants HEMT a base de GaN.....	38
II.4 Technologie du transistor HEMT AlGa _x N/GaN.....	41
II.4.1 Principales étapes technologiques	41
II.4.1.1 Etape 1: Nettoyage	41
II.4.1.2 Etape 2: Isolation inter-composant	41
II.4.1.3 Etape 3: Contact ohmique drain-source	43
II.4.1.4 Etape 4: Contact Schottky	44
II.4.1.5 Etape 5: Passivation	46
II.4.1.6 Etape 6: Interconnexions	47
II.4.1.7 Etape 7: Assemblage.....	47
II.4.2 Effets limitatifs des performances du transistor HEMT AlGa _x N/GaN	48
II.4.2.1 Les effets thermiques	48
II.4.2.2 Effets de pièges	49
II.4.2.3 Pièges de surface dans un HEMT à base de GaN	49
II.4.2.4 Les pièges dans la couche tampon de GaN	50
II.4.3 La tension de claquage.....	51
II.5 Conclusion.....	52
Bibliographie.....	53

Chapitre III : Présentation de la structure étudiée et caractérisation

III.1 Introduction.....	58
III.2 Présentation et structures des transistors HEMTs	59
III.2.1 Présentation des structures HEMTs.....	59
III.2.2 Structure des transistors HEMTs.....	60
III.3 Mesures en régime statique.....	62
III.4 Caractéristiques statiques de la plaque KQ031	63
III.4.1 Caractéristiques d'entrée	63
III.4.1.1 Caractéristiques $I_g=f(V_{gs})$	63
III.4.1.1.a Caractéristique $I_g(V_{gs})$ en polarisation directe	64
III.4.1.1.b Caractéristiques $I_g=f(V_{gs})$ en polarisation inverse	66
III.4.1.2 Caractéristique capacité -tension	68
III.4.1.2.1 Estimation de n_s	68
III.4.1.2.2 Exploitation de la caractéristique $1/C^2$	69
III.4.1.2.2.a Détermination du dopage et de la hauteur de barrière	69
III.4.1.2.2.b Profil de dopage	70
III.4.1.3 Détermination de la densité d'états d'interface	71
III.4.2 Les caractéristiques de sortie	73
III.4.2.1 Caractéristiques $I_{ds}=f(V_{ds})$	73
III.4.2.2 Caractéristique de transfert $I_{ds} = f(V_{gs})$ et transconductance $g_m = f(V_{gs})$	74
III.4.2.3 Estimation de la fréquence de transition ou la fréquence de coupure	75
III.4.3 Influence de la température sur les caractéristiques $I_g(V_{gs})$	76
III.4.3.1 Dispositif expérimental.....	76
III.5 Caractéristiques statiques de la plaque AEC1388.....	80
III.5.1 Les caractéristiques d'entrée	80
III.5.1.1 Caractéristiques $I_g=f(V_{gs})$	80
III.5.1.1.a Caractéristique $I_g(V_{gs})$ en polarisation directe.....	80
III.5.1.1.b Caractéristique $I_g(V_{gs})$ en polarisation inverse	81
III.5.1.2 Caractéristique capacité-tension	82
III.5.1.2.1 Estimation de n_s	82
III.5.1.2.2 Exploitation de la caractéristique $1/C^2$	83
III.5.1.2.2.a. Détermination du dopage et de la hauteur de barrière	83
III.5.1.2.2.b Profil de dopage.....	84
III.5.1.3 Détermination de la densité d'états d'interface	84

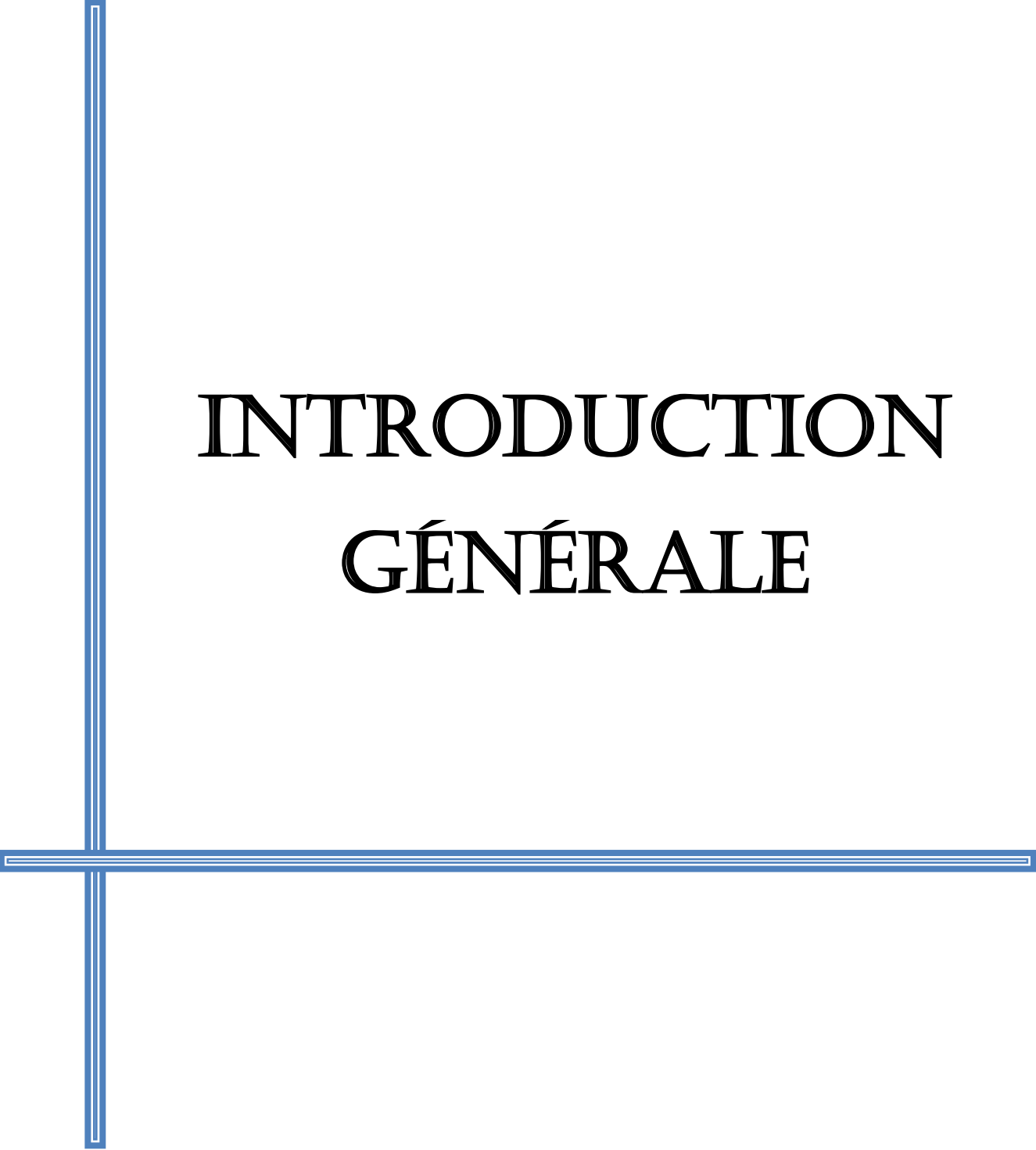
III.5.2 Les caractéristiques de sortie	85
III.5.2.1 Caractéristiques $I_{ds}=f(V_{ds})$	85
III.5.2.2 Caractéristique de transfert $I_{ds} = f(V_{gs})$ et transconductance $g_m = f(V_{gs})$	86
III.5.2.3 Estimation de la fréquence de transition ou la fréquence de coupure	87
III.6 Comparaison des deux structures étudiées	87
III.7 Conclusion	90
Bibliographie.....	91

Chapitre IV: Simulation analytique et interprétation

IV.1 Introduction.....	94
IV.2 Théorie du contact Schottky métal/semi-conducteur	94
IV.2.1 Hauteur de barrière	94
IV.2.2 Les différents mécanismes de conduction dans une structure M/S	96
IV.2.2.1 Courant d'émission thermoïonique	96
IV.2.2.2 Courant de génération-recombinaison	97
IV.2.2.3 Courant tunnel	97
IV.2.2.4 Courant de fuite	98
IV.2.2.5 Courant total	99
IV.3 Simulation analytique de la caractéristique courant-tension.....	99
IV.3.1 Les paramètres physiques nécessaires à la simulation analytique	101
IV.3.1.1 Energie de la bande interdite	102
IV.3.1.2 Affinité électronique	102
IV.3.1.3 Masses effectives des électrons et des trous	102
IV.3.1.4 Constante diélectrique (ou permittivité électrique)	103
IV.4 Caractérisations I-V théorique et expérimentale.....	104
IV.4.1 Structure (Mo/Au)-Al _{0.24} Ga _{0.76} N plaque AEC1388	104
IV.4.2 Structure (Mo/Au)-Al _{0.28} Ga _{0.72} N plaque KQ031	110
IV.4.2.1 Modèle à double hauteur de barrière	110
IV.5 Conclusion	117
Bibliographie	118

Conclusion générale	120
---------------------------	-----

Résumé/Abstract

A decorative graphic consisting of a vertical and a horizontal blue line that intersect at the center of the page. Each line is composed of three parallel lines, creating a crosshair effect.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Dès les années 1990 les nitrures d'élément III, comme le nitrure de gallium (GaN) et ses alliages ont été considérés comme un matériau semiconducteur très intéressant et très prometteur pour ses potentialités d'application en microélectronique pour la fabrication de composants de puissance à haute fréquence et des composants optoélectronique pour l'émission et l'absorption dans l'ultraviolet. L'arrivée de ces matériaux à large bande interdite sur le marché des semiconducteurs, constitue une avancée sérieuse pour l'électronique de puissance. Les nitrures d'élément III présentent plusieurs avantages tels qu'une large bande interdite, une mobilité électronique raisonnable, un fort champ de claquage et une grande stabilité chimique. Les alliages du GaN présentent un gap direct ajustable, allant de 0.7 eV à 6.2 eV, parmi ces alliages nitrurés, on s'intéresse à l'AlGaN, ce matériau disposant d'un grand potentiel qui lui permet de travailler dans les milieux hostiles, haute température, haute fréquence et haute puissance. La démonstration du premier transistor à haute mobilité électronique (HEMT) à base d'une hétérostructure d'AlGaN/GaN est venue confirmer le grand potentiel pressenti pour cette filière [1].

Ce composant est désormais largement utilisé dans le domaine de télécommunications terrestres et spatiales et dans les applications militaires (Radar, guidage, etc). Les besoins émergents dans ce domaine ne sont pas uniquement liés au marché des télécommunications, mais bien à d'autres domaines d'application tels que l'électronique embarquée à destination de l'automobile, les équipements médicaux et l'aéronautique.

La plupart des transistors HEMTs à base de GaN réalisés de nos jours sont déposés sur des substrats silicium, SiC ou bien Saphir. Ces deux matériaux offrent des avantages grâce à leur faible coût de fabrication, et aussi à leur grande stabilité thermique. Cependant, leur principal inconvénient concerne les défauts cristallins engendrés par les différences de paramètres de maille avec le GaN.

Le travail demandé dans cette thèse est de réaliser des caractérisations expérimentales aussi complètes que possible sur des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGaN/GaN et de contribuer à une meilleure compréhension de comportement de ces dispositifs. La détermination des mécanismes physiques responsables de la dégradation des performances de ces composants est notre objectif.

Ce manuscrit est divisé en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre nous nous sommes intéressés en particulier au matériau GaN et ses alliages, en donnant un bref aperçu sur l'histoire de son développement. Nous décrirons ensuite les différentes propriétés physiques des matériaux III-N, les substrats utilisés pour la croissance du GaN, les techniques de croissance et les perspectives d'application des composés III-N comparés aux semiconducteurs classiques.

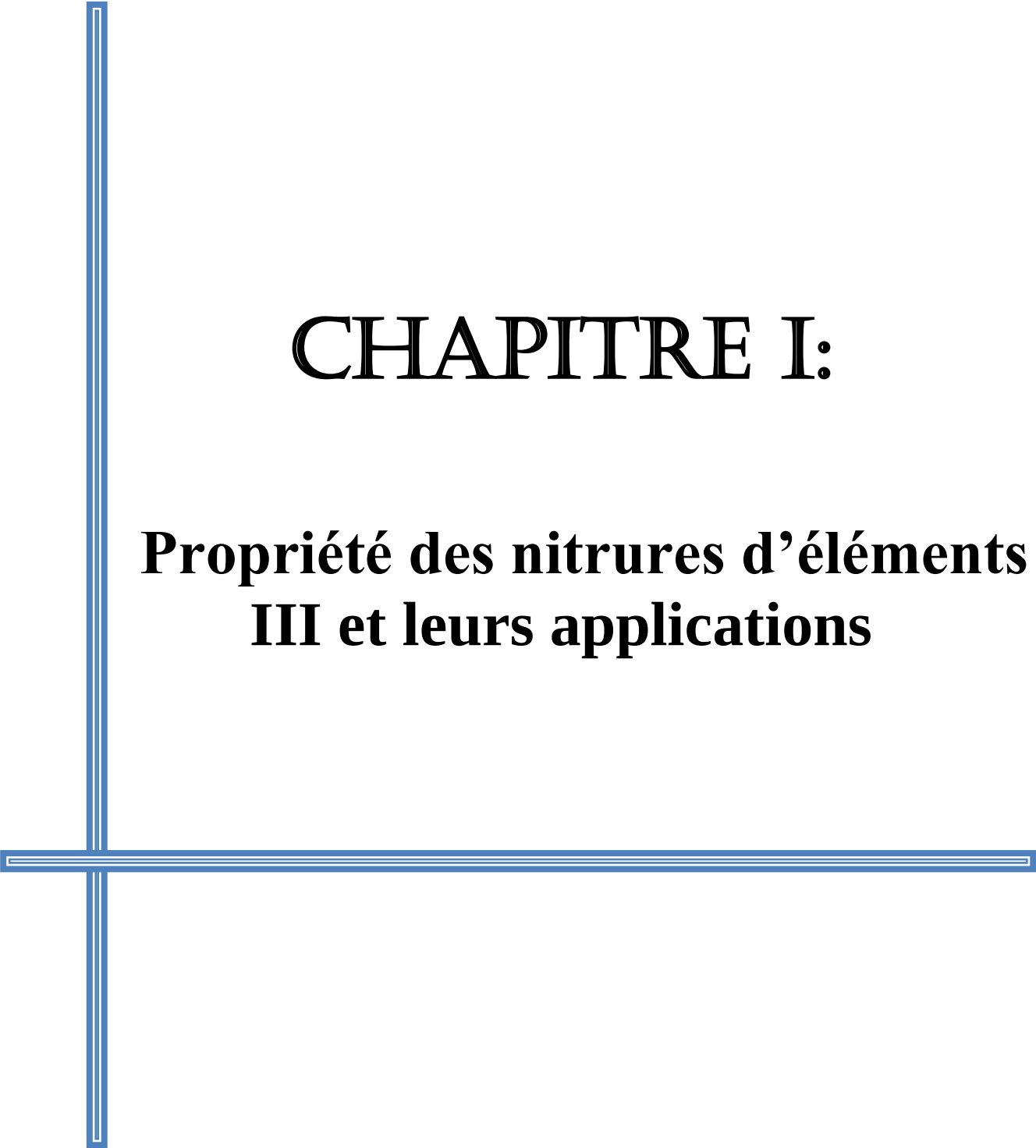
Le second chapitre présente un rappel sur la structure du transistor HEMT, son fonctionnement, sa performance et les principales étapes technologiques relatives à la réalisation du composant HEMT.

Le troisième chapitre est dédié principalement à la structure technologique du transistor HEMT étudié et le matériel utilisé pour la caractérisation électrique. Les caractéristiques électriques obtenues par les mesures sur ces structures, telles que les mesures courant-tension $I_{gs}(V_{gs})$, capacité- tension $C_{gs}(V_{gs})$ et les mesures en régime statique $I_{ds}(V_{ds})$, $I_d(V_{gs})$ et $g_m(V_{gs})$ suivies de l'extraction des paramètres pour les deux plaques appelées KQ031($Al_{0.28}Ga_{0.72}N$) et AEC1388 ($Al_{0.24}Ga_{0.76}N$) respectivement seront présentés. De l'analyse des résultats obtenus découleront des informations sur la qualité des structures étudiées.

Dans le quatrième chapitre, nous présenterons le modèle analytique généralisé du courant traversant l'hétérojonction métal/semi-conducteur en fonction de la tension de polarisation. Le but est de confronter les caractéristiques théoriques avec les caractéristiques expérimentales obtenues par les deux plaques AEC138, KQ031 et d'en tirer quelques interprétations sur le comportement de ces structures.

Enfin, nous terminons ce manuscrit par une conclusion générale et des perspectives apportées par ce travail.

[1] Walf Chikhaoui , Thèse de Doctorat , l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INSA de Lyon), France, 2011.



CHAPITRE I:

Propriété des nitrures d'éléments III et leurs applications

I.1 Introduction

Les nitrures d'éléments III (BN, GaN, AlN, InN et leurs alliages) sont des semi-conducteurs aux propriétés remarquables. En particulier, leur large bande interdite, leur fort champ de claquage et leur vitesse de saturation élevée ont permis à ces matériaux d'être considérés comme des candidats très intéressants et très prometteurs pour les applications en optoélectronique, en électronique puissance et hyperfréquences. Leur bande interdite est originellement l'une des propriétés la plus attrayante.

En effet, elle varie entre 0.7 eV pour l'InN à 6.2 eV pour l'AlN couvrant ainsi une gamme de longueurs d'onde unique concernant les semiconducteurs, de l'infrarouge proche jusqu'à l'ultraviolet lointain (figure I-1).

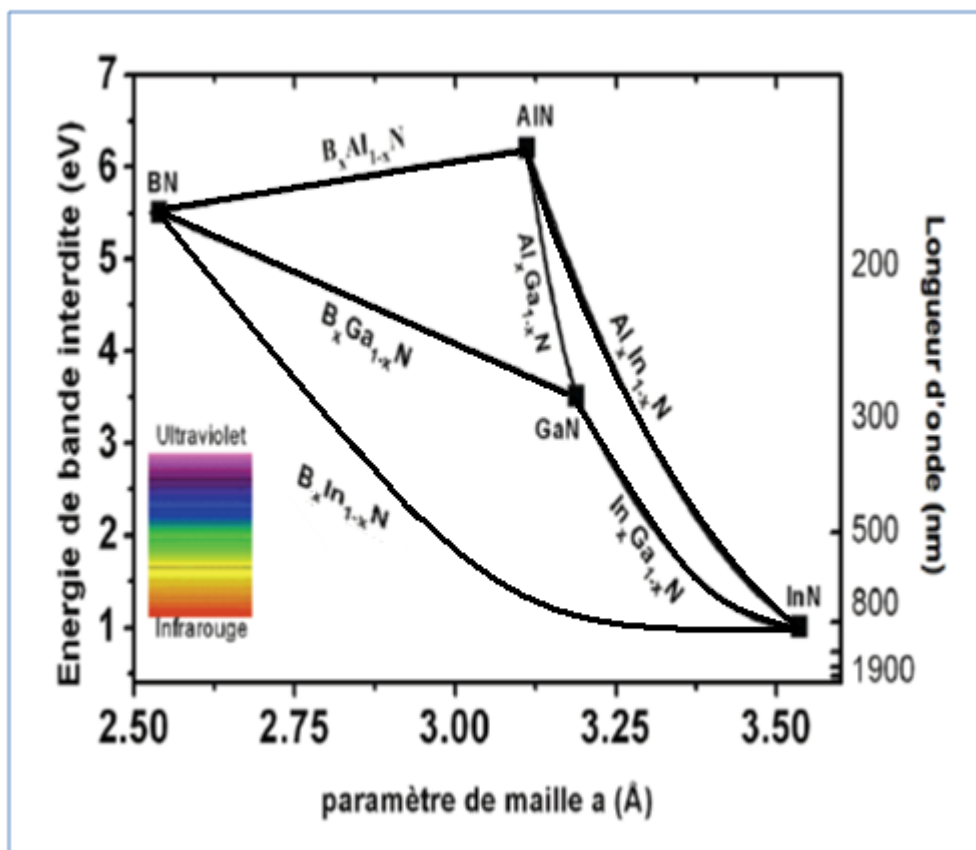


Figure I-1: Énergie de la bande interdite et longueurs d'onde en fonction du paramètre de maille à 300 K des nitrures III-N [1].

Dans cette partie de notre travail nous allons nous intéresser en particulier au matériau GaN et ses alliages, en donnant un bref aperçu sur l'histoire de son développement. Nous décrirons ensuite les différentes propriétés physiques des matériaux

III-N, les substrats utilisés pour la croissance du GaN, les techniques de croissance et les perspectives d'application des composés III-N comparés aux semiconducteurs classiques.

I.2 Généralités sur les matériaux d'éléments III nitrurés

I.2.1 Historique des nitrures d'éléments III

Les premières synthèses de nitrures d'éléments III datent du début du 20^{ème} siècle. En 1907, Fichter et al [2] synthétisent de l'AlN polycristallin, suivra le GaN en 1932 par Johnson et al [3]. La recherche dans le domaine de la fabrication de ces matériaux s'est accélérée dans les années 60-70 avec les premières couches de GaN obtenues par épitaxie en Phase Vapeur à partir d'Halogénure (HVPE-Halide Vapor Phase Epitaxy) [4] et avec précurseurs métalorganiques (MOVPE – Metalorganic Vapor Phase Epitaxy) puis par épitaxie par jets moléculaires (EJM ou plus couramment MBE –Molecular Beam Epitaxy) [5]. Ces premières couches de matériaux monocristallins, bien que très défectueuses, ont permis les premières mesures expérimentales du gap du GaN et la synthèse du premier dispositif à base de nitrures, une LED (Light Emitting Diode) consistant en une structure Schottky métal/isolant/semiconducteur [6].

Ensuite, pendant plusieurs années, les avancées dans le domaine des nitrures d'éléments III ont été relativement limitées en comparaison avec les autres semiconducteurs. Plusieurs problèmes technologiques empêchent leur développement tels que l'absence de substrat en accord de maille avec le GaN, les difficultés pour doper avec des espèces de type p et le dopage résiduel de type n trop élevé.

Un changement radical a lieu en 1983 quand l'équipe de Yoshida réussit la synthèse par MBE de GaN de bonne qualité en utilisant une couche intermédiaire d'AlN, réalisée à basse température, sur le substrat saphir. Cette méthode, appliquée à la MOVPE, est affinée et perfectionnée par Alasaki et Amano entre 1986 et 1989 [7].

Les densités de dislocations sont alors raisonnables, de l'ordre de 10^9 cm^{-2} , et le dopage résiduel n'atteint plus que 10^{17} cm^{-3} . Il s'en suit une période de grandes avancées allant jusqu'à la commercialisation de dispositifs à base de nitrures d'éléments III. En 1989, Amano et al présentent les premières couches de GaN dopées de type p ($\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) à l'aide d'atomes de magnésium et les premières diodes de GaN émettant dans l'UV (3.35 eV) et le bleu (2.9 eV). En 1991, Khan et al étaient les premiers à donner la preuve d'un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) formé par une hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ sur saphir [8]. Les premiers transistors GaN à effet de champ (Metal Semiconductor Field

Effect Transistors MESFET) et à hétérostructure (High Electron Mobility Transistors HEMTs) produits par MOCVD sur substrats de saphir furent fabriqués respectivement en 1993 et en 1994, par Khan et al [9,10].

Depuis ces pas de géant, les activités de recherche et la commercialisation des dispositifs à base de GaN ont beaucoup progressé. Aujourd'hui, les technologies de production, la reproductibilité et la fiabilité du matériau épitaxié sont les questions clés qui doivent être posées pour satisfaire les grandes promesses attendues des dispositifs à base de GaN.

I.2.2 Propriétés physiques des nitrures d'éléments III

Dans les paragraphes suivants, nous allons rappeler les propriétés physiques et électroniques du nitrure de gallium (GaN) et du nitrure d'aluminium (AlN) utilisés dans l'élaboration des hétérostructures de type HEMT.

I.2.2.1 Propriétés structurales

Les nitrures d'éléments III tel que le GaN et l'AlN sont des semiconducteurs appartenant à la famille des composés III-V. Ils se composent d'un élément de la colonne III, le gallium ou l'aluminium, et d'un élément de la colonne V, l'azote, de la classification périodique (figure I-2-A).

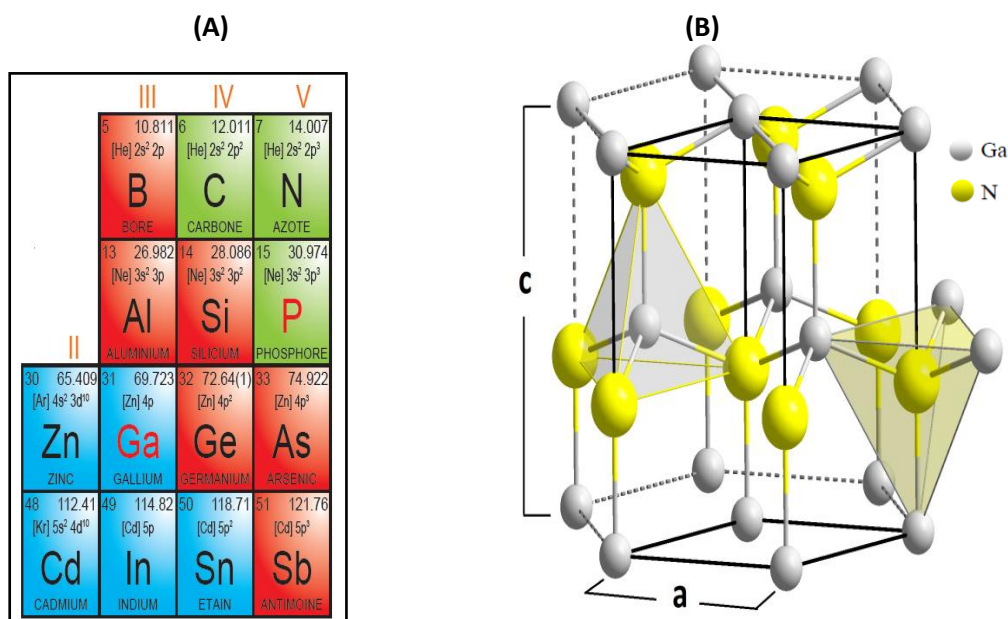


Figure I-2: Extrait du tableau périodique des éléments(A)

Structure wurtzite (hexagonale) du GaN (B) [11].

Ils se présentent principalement sous deux phases cristallines: la structure wurtzite (hexagonale) et la structure blende de zinc (cubique). Nous nous intéresserons à la structure hexagonale, structure qui a été utilisée pour l'élaboration des hétérostructures que nous allons étudier (figure I-2-B).

Les paramètres de maille du nitrure de gallium (figure I-2-B) et du nitrure d'aluminium sont rappelés dans le tableau I-1 à température ambiante [12].

Matériaux	GaN	AlN
Paramètres de maille		
$a(\text{\AA})$	3.189	3.112
$c(\text{\AA})$	5.185	4.982
$a/c (\text{\AA})$	1.626	1.601

Tableau I-1 : Paramètres de maille à 300 K des éléments III nitrurés en phase hexagonale [12].

A partir des paramètres de maille a ($\text{\AA}$) de l'AlN et du GaN, une interpolation linéaire peut être définie pour déterminer avec une bonne approximation le paramètre de maille du composé ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ en fonction du taux d'aluminium x [12]:

$$a_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = a_{\text{GaN}} - 0.077x \quad \text{I-1}$$

I.2.2.2 Propriétés électroniques

Les matériaux GaN et AlN en phase hexagonale sont des semi-conducteurs à bande d'énergie interdite directe. On dit que le semiconducteur est à gap direct quand le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont situés au centre de la zone de Brillouin Γ ($k = 0$) .

Le minimum central de la bande de conduction correspond à des électrons ayant une faible masse effective, donc très mobiles. La figure I-3 illustre le diagramme de bandes d'un cristal de GaN (AlN) en phase hexagonale [13].

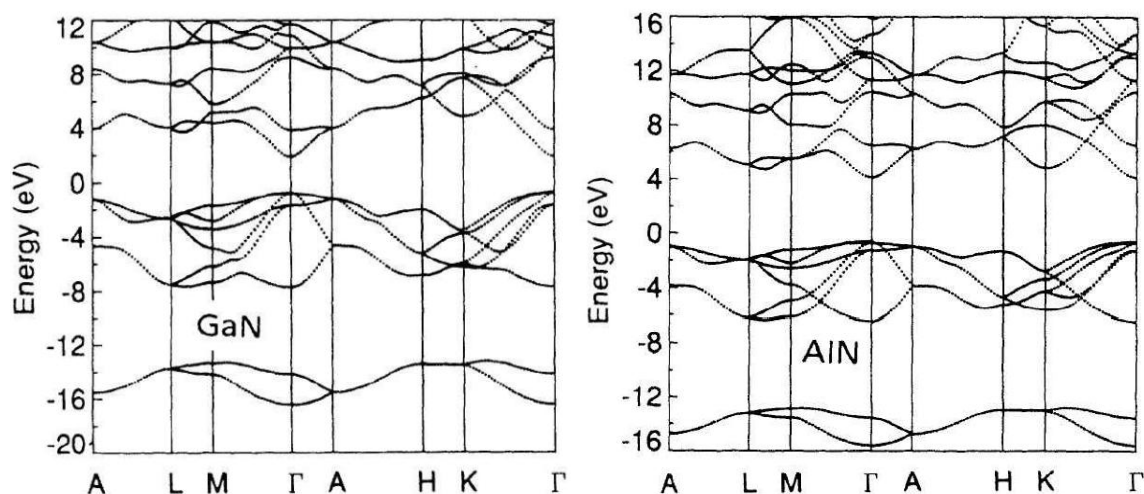


Figure I-3: Structure de bandes du GaN et de l'AlN en phase hexagonale [13].

La valeur de la bande interdite E_g est un paramètre essentiel propre à chaque semiconducteur. Les premières mesures de la bande interdite du GaN à basse température datent des années 1970, elles ont donné une valeur de l'ordre de 3.5 eV à basse température. La largeur de la bande interdite de l'AlN correspond aux longueurs d'onde très courtes, dans l'UV profond (6.2 eV, $\lambda=200$ nm).

La dépendance en température de la bande interdite est décrite par la loi de Varshni [14]:

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

Où $E_g(0)$ est l'énergie de bande interdite à température nulle et le couple (α, β) sont des constantes déterminées expérimentalement. Le tableau I-2 résume les coefficients de Varshni moyens conseillés par Vurgaftman dans la référence [15]. L'énergie de bande interdite varie peu entre 0 K et 300 K.

Matériaux	GaN	AlN
Paramètres		
$E_g(0 \text{ K})$ (eV)	3.51	6.25
α (meV/K)	0.909	1.799
β (K)	830	1462

Tableau 1-2: Gap à basse température et coefficients de Varshni des III-nitrurés en phase hexagonale [15].

I.2.3 Polarisation

A cause de la nature ionique de la liaison métal-nitride et de l'absence de centre d'inversion, les nitrures en phase wurtzite sont caractérisés par la présence d'une polarisation interne intense qui consiste en deux contributions: la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique.

I.2.3.1 Polarisation spontanée

Les dissymétries de la structure cristalline, associées à un fort facteur d'ionisation de la liaison de covalence métal-nitride [15], entraînent la formation d'un ensemble de dipôles orientés partiellement ou complètement en fonction d'un champ électrique. En effet le gallium (1,6 eV) est moins électronégatif que l'azote (3 eV). Ainsi une charge négative $-q$ apparaît autour des atomes d'azote et une charge positive $+q$ apparaît autour des atomes de gallium. Le matériau est donc le siège d'une polarisation macroscopique $\overrightarrow{P_{PS}}$ sans qu'une contrainte externe ne soit appliquée. La figure I-4 ci dessous illustre la polarisation spontanée sur une maille élémentaire de GaN wurtzite face Ga.

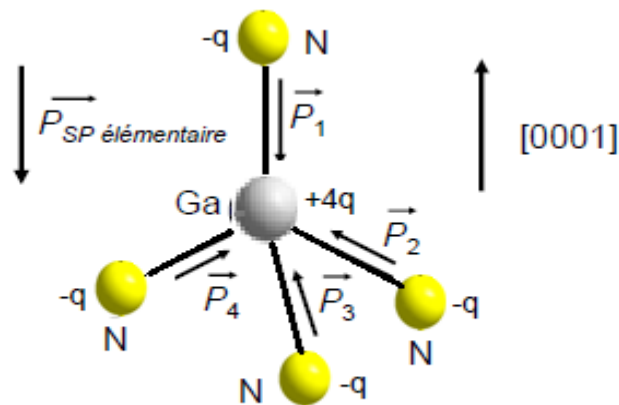


Figure I-4: Polarisation spontanée : Structure wurtzite du GaN à l'équilibre [11].

Dans un cristal de GaN, la polarisation totale qui s'établit est la résultante de la sommation de chaque contribution à cette polarisation $\overrightarrow{P_1}$, $\overrightarrow{P_2}$, $\overrightarrow{P_3}$ et $\overrightarrow{P_4}$. La polarisation résultante sur une maille élémentaire $P_{SP\text{ élémentaire}}$ suit la direction [0001] et le sens de $\overrightarrow{P_1}$.

La polarisation spontanée, $\overrightarrow{P_{SP}}$, se manifeste aux interfaces du matériau avec le vide, ou avec un autre composé. Elle crée une densité de charges à l'interface égale à $\overrightarrow{P_{SP}}$.

Dans le GaN, le vecteur polarisation $\overrightarrow{P_{SP}}$ est orienté dans la direction $[000\bar{1}]$ [16]. Au sein d'une structure wurtzite face-N, la polarisation spontanée conduit à une charge globale positive +Q en surface et négative -Q à l'opposée. La polarisation spontanée est de sens inverse dans une structure wurtzite face-Ga, la charge en surface est donc négative et à l'opposée la charge est positive. La polarisation spontanée d'un cristal de GaN et la répartition des charges qu'elle entraîne sont illustrées dans la figure I-5.

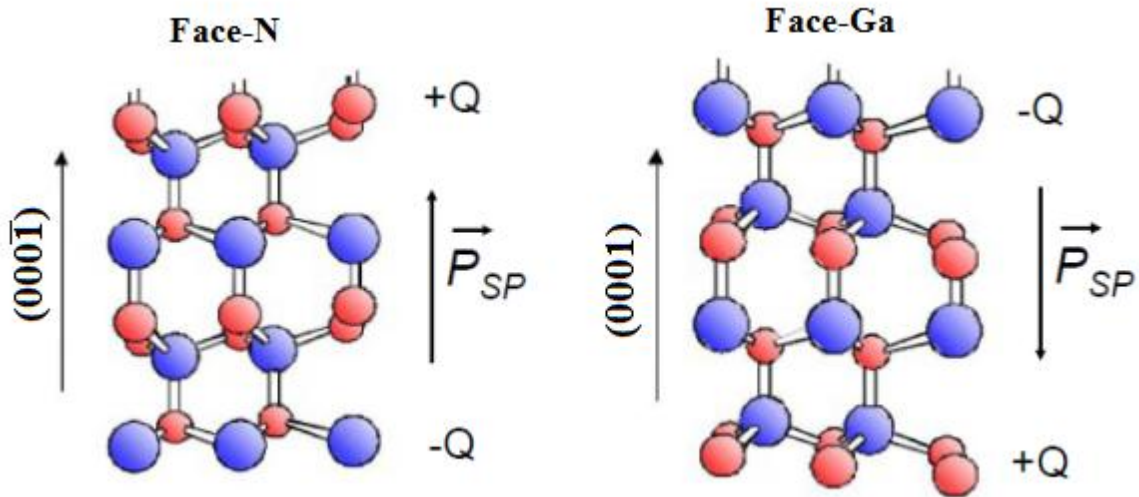


Figure I-5: Polarisation spontanée et répartition de la charge globale aux interfaces sur une structure GaN de type hexagonale face-N et face-Ga [18].

Le calcul de la polarisation spontanée des alliages ternaires est effectué par le modèle linéaire de Vegard. Concernant l'AlGaN, elle peut-être calculée en fonction de la fraction molaire d'aluminium, notée x , par [17]:

$$P_{SP}(x) = xP_{SP}(\text{AlN}) + (1 - x)P_{SP}(\text{GaN}) \quad \text{I-3}$$

Avec les polarisations spontanées du GaN et de l'AlN [17]:

$$P_{SP}(\text{GaN}) = -0.034 \text{ C/m}^2$$

$$P_{SP}(\text{AlN}) = -0.09 \text{ C/m}^2$$

I.2.3.2 Polarisation piézoélectrique

Sous l'effet d'une contrainte mécanique extérieure, dans le GaN comme dans tout matériau semiconducteur à phase wurtzite, une polarisation piézoélectrique est induite. Cette polarisation est due à la déformation des liaisons covalentes entre l'atome de gallium et ses voisins d'azote. La contrainte mécanique peut être extensive ou compressive.

Dans nos travaux sur les HEMTs, la couche GaN des hétérostructures est entre environ 100 fois plus épaisse que la couche AlGaIn, au point de la considérer relaxée de toute contrainte mécanique. La polarisation piézoélectrique des alliages ternaires AlGaIn est modélisée selon le formalisme de Hooke [18]. On en retient l'équation (I-4).

$$P_{PE} = 2 \frac{a-a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad \text{I-4}$$

a représente le paramètre de maille du matériau contraint et a_0 le paramètre de maille du matériau relaxé, e_{31} et e_{33} sont des constantes piézoélectriques, C_{13} et C_{33} sont des constantes élastiques.

Le tableau I-3 suivant présente les paramètres de polarisation piézoélectrique pour les matériaux GaN, AlN, et l'AlGaIn [19].

Matériaux Paramètres	AlN	GaN	Al _x Ga _(1-x) N
a_0 (nm)	0.3112	0.3189	-0.0077x+ 0.3189
e_{31} (C/m ²)	-0.60	-0,49	-0.11x – 0.49
e_{33} (C/m ²)	1.46	0,73	0.73x + 0.73
c_{11} (GPa)	396	367	29x + 367
c_{12} (GPa)	137	135	2x + 135
c_{13} (GPa)	108	103	5x + 103
c_{33} (GPa)	373	405	-32x + 405

Tableau I-3: Paramètres des matériaux GaN, AlN, et l'AlGaIn pour les calculs de polarisation piézoélectrique [19].

La polarisation totale d'un matériau à base de GaN est égale à la somme des polarisations piezoélectrique et spontanée.

$$\vec{P} = \vec{P}_{PE} + \vec{P}_{SP} \quad \text{I-5}$$

Seule la couche AlGaN y est contrainte mécaniquement, ce qui conduit à une répartition de charges, en surface de la couche AlGaN et à l'interface AlGaN/GaN, issue des effets de polarisation piezoélectrique et spontanée. La couche GaN n'est soumise qu'à la polarisation spontanée.

I.3 Substrats et croissance

I.3.1 Substrats utilisés pour la croissance du nitrure de gallium

Contrairement aux semiconducteurs tels que le Si ou le GaAs, il n'existe jusqu'alors, que peu de substrats de GaN monocristallins massifs disponibles dans le commerce et ils sont un peu chers. Le développement de cette filière a été opéré sur des substrats choisis en fonction de paramètres liés aux conditions de croissance et de manière à minimiser le fort désaccord en paramètre de maille avec le GaN. Les tests ont été réalisés sur les substrats de saphir (Al_2O_3), de carbure de silicium (SiC) et de Si [20-22]. Le tableau I-4 présente leurs principales caractéristiques physiques.

Substrats	Structure Cristalline	Paramètres de maille (Å)		Conductivité thermique ($\text{Wcm}^{-1} \text{K}^{-1}$)	Coefficients de dilatation thermique α (10^{-6}K^{-1})	
		a_0	c_0		$\Delta c/c_0$	$\Delta a/a_0$
Al_2O_3	Hexagonale	4.76	12.99	0.5	8.5	7.5
4H-SiC	Hexagonale	3.08	15.12	3.3	4.68	4.2
Si (111)	Cubique	5.43	5.43	1.5	3.59	3.59

Tableau I-4: Caractéristiques cristallographiques et conductivités thermiques des substrats les plus utilisés pour la croissance du GaN [22].

I.3.1.1 Le Carbure de Silicium – SiC

Le Carbure de Silicium (SiC) présente un désaccord de maille de 4 % avec le GaN. Très stable thermiquement et très bon conducteur thermique, il est le substrat le plus attractif.

Les couches de GaN épitaxiées sur ce type de substrat démontrent ainsi une excellente qualité cristallographique: le taux de dislocations restant généralement inférieur à $3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$, 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 le GaN une succession de couches AlN/GaN [23]. Il est ainsi, de tous les substrats, celui qui préfigure en tête lorsque sont envisagées des applications de puissance hyperfréquences. Malheureusement, le coût de ce substrat reste toujours très élevé.

I.3.1.2 Le Saphir – Al_2O_3

Le saphir est le premier substrat à avoir été utilisé pour la croissance du GaN. Ce substrat présente l'avantage d'être bon marché par rapport au substrat SiC, d'être un bon isolant et facilement disponible. Il est facilement disponible sur deux pouces avec un coût relativement faible. Malheureusement, le saphir présente une faible conductivité thermique et surtout un grand désaccord de maille avec le GaN [24]. Ce désaccord de maille est de l'ordre de 14 % lors d'une croissance suivant l'axe c . Cela s'explique par le fait que pendant la croissance, il se produit une rotation de 30° de la maille du GaN par rapport à la maille du saphir comme le montre la figure I-6.

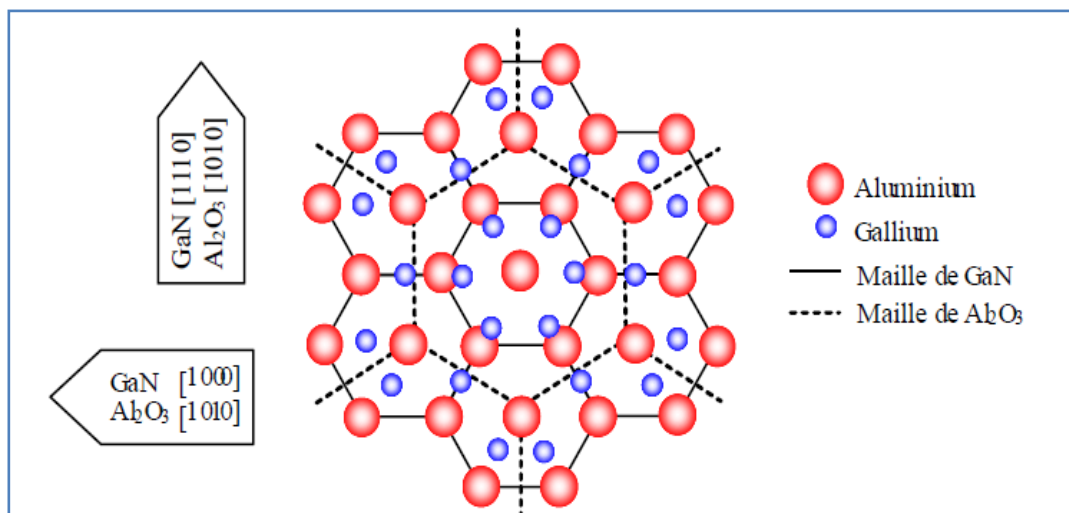


Figure I-6. Orientation prise lors de l'épitaxie du GaN sur saphir [24].

Malgré les grandes différences en termes de paramètre de maille (14 %) et de dilatation thermique (de l'ordre de 35 %) entre le saphir et le GaN, ce substrat a été

largement utilisé pour la croissance du GaN ces dernières années. Il a ainsi permis d'optimiser une technologie de composants en optoélectronique et en électronique.

I.3.1.3 Le Silicium-Si

Le silicium présente une meilleure conductivité thermique que le saphir, et un prix d'achat très accessible ce qui le rend compatible aux applications de puissance hyperfréquence. Une conductivité thermique similaire au GaN et une possible intégration des dispositifs GaN avec la technologie Si standard. Le rapport entre les paramètres de maille du GaN et du Silicium est de 41 %. Cependant la structure cristalline en surface a un paramètre de maille plus petit $a_{surface(111)} = a_{Si}/\sqrt{2}$ qui amène à un désaccord de 17 % avec le GaN à 300 K (figure I-7).

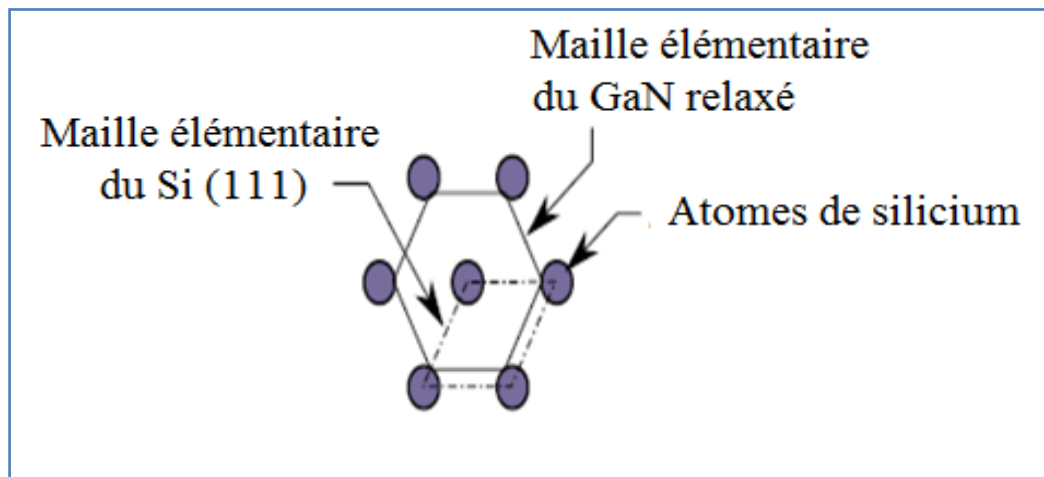


Figure I-7: Orientation cristalline d'un cristal de GaN sur substrat Si(111) [25].

Le taux de dislocations est supérieur à 10^9 cm^{-2} et la particularité de ces couches est de présenter une contrainte résiduelle élevée qui a tendance à former une mosaïque de craquelures en surface. Les épitaxies de GaN réalisées sur les substrats de silicium intègrent une couche de nucléation complexe, composée d'un empilement. Cet empilement est constitué d'une succession de couches GaN/AlN épitaxiées dans des conditions de croissance optimisées [26].

I.3.1.4 Le Diamant

Le management thermique du composant est un défi considérable mobilisant de nombreuses équipes. La dissipation de la chaleur dans les composants de puissance est essentiellement liée à la conductivité thermique du substrat. C'est pourquoi, l'utilisation d'un substrat de diamant polycristallin a été récemment exploitée pour la fabrication de HEMTs GaN. En effet, le diamant possède une excellente conductivité thermique de l'ordre de 2000 W/mK à température ambiante (six fois meilleure que le SiC) et devrait permettre d'améliorer les performances des transistors [27].

I.3.2 Les techniques de croissance des nitrures d'éléments III

I.3.2.1 Croissance en EPVH

L'épitaxie en Phase Vapeur à partir d'Halogénure EPVH (ou Halide Vapour Phase Epitaxy HVPE) est une technique utilisée pour la croissance de couches épaisses. Les premiers films de GaN ont été obtenus par ce mode de croissance. La figure I.8 schématise les principes mis en œuvre pour la croissance de GaN massif [28].

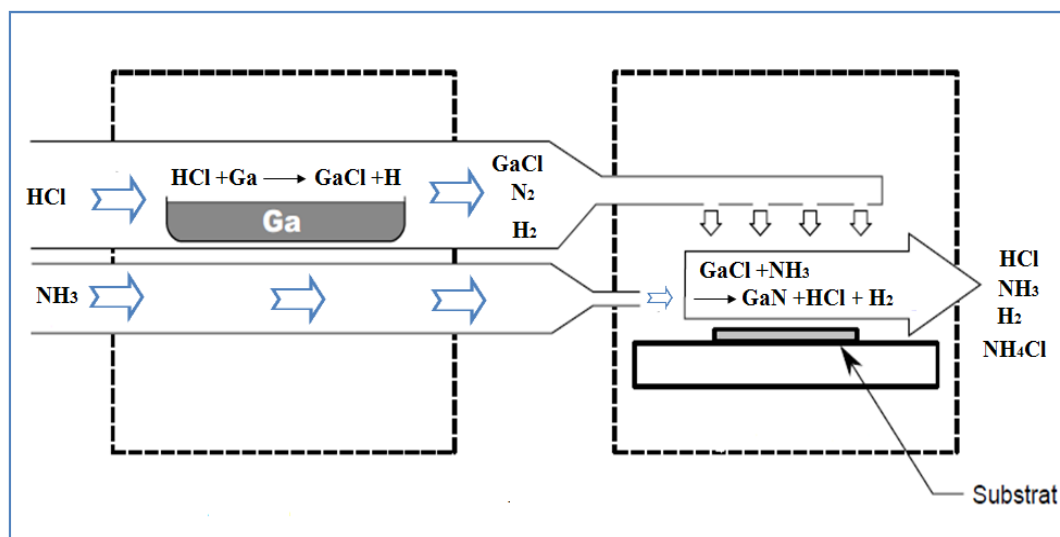
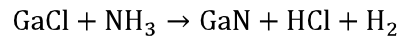
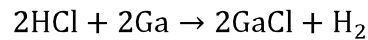


Figure I-8: Plan synoptique d'un bâti de croissance par EPVH [28].

Les réacteurs utilisés pour la EPVH possèdent deux zones, une zone de source et une zone de croissance. Des gaz HCl et NH_3 sont injectés dans le réacteur à travers la zone de source, où la température est de 860°C , l' HCl passe dans une zone contenant du Ga à l'état solide pour former du GaCl qui est ensuite injecté dans la zone de croissance. Il rentre

alors en réaction avec le NH_3 à la surface du substrat pour former du GaN, selon les réactions suivantes [28]:



La température de croissance est habituellement comprise entre 950 et 1050°C. Le saphir est le substrat le plus souvent utilisé pour la croissance de couches épaisses de GaN par EPVH. De manière à augmenter la densité de nucléation de la couche de GaN sur le saphir [0001], un prétraitement au GaCl peut être fait, ou une couche tampon en ZnO peut être déposée. L'épitaxie EPVH avec sa vitesse de croissance élevée ($> 200 \mu\text{m/h}$) apparaît comme une technique très attractive pour la production de couches de GaN épaisses ($> 230 \mu\text{m}$) pour former des wafers de bonne qualité [27].

I.3.2.2. Croissance en MBE

La technique MBE (*Molecular Beam Epitaxy*) ou épitaxie par jets moléculaires (EJM) est une technique de croissance sous ultravide. Le principe consiste à provoquer la condensation de flux atomiques ou moléculaires obtenus par évaporation de sources solides sur un substrat monocristallin.

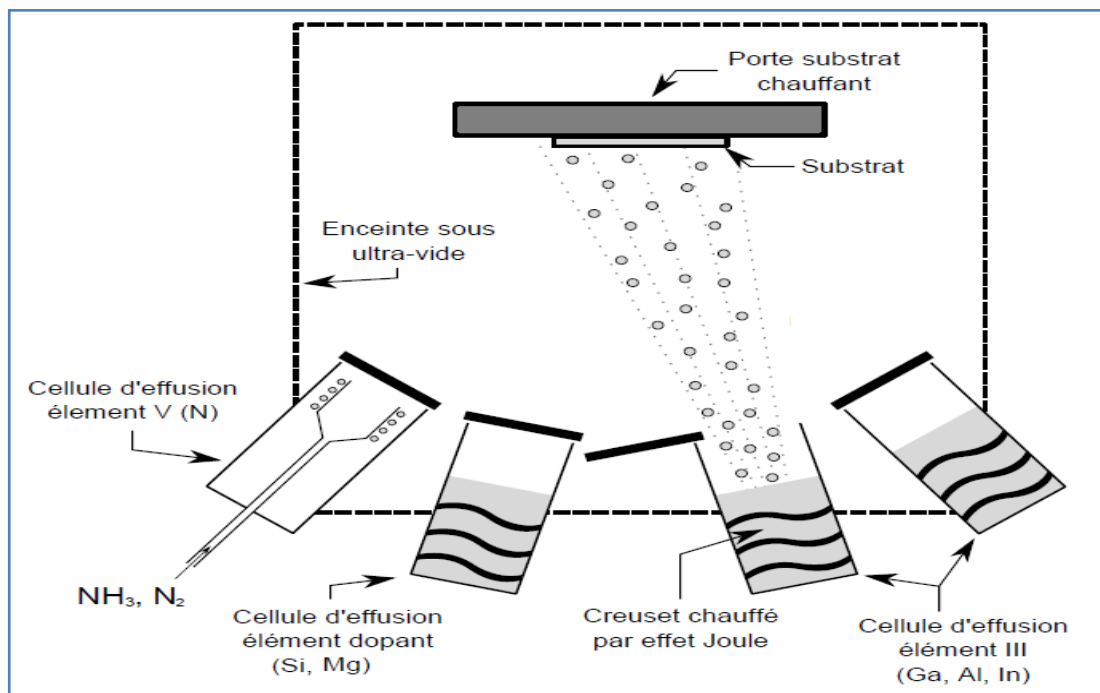


Figure I-9: Plan synoptique d'un bâti de croissance par MBE [29].

Le faible débit constaté quant aux flux permet de considérer que les atomes se déposent un par un sur la surface voulue. La figure I-9 montre le schéma synoptique général d'un bâti utilisant la technique MBE [29].

Dans la croissance MBE du GaN, un faisceau de Ga sous forme de vapeur produit par une cellule d'effusion et de l'azote actif sont directement dirigés sur le substrat chaud pour former le film de GaN. La chambre de bâti MBE peut être également équipée avec des cellules de Si ou de Mg pour le dopage de type n ou p, aussi bien que d'Al pour la croissance d'AlGaN. L'ammoniac est la source d'azote actif la plus utilisée. L'azote actif doit être dissocié en azote atomique dans des cellules de dissociation à haute température.

Des composés métallo-organiques peuvent être utilisés comme sources des éléments du groupe III qui peuvent réagir avec l'ammoniac près du substrat chaud pour former le GaN et ses différents alliages.

Ces différentes sources ont inspiré des techniques de MBE hybrides, comme la Metal Organic MBE (MOMBE), la Chemical Beam Epitaxy (CBE), et la Plasma Assisted MBE (PAMBE) [29].

I.3.2. 3 Croissance en MOCVD

La technique MOCVD (MetalOrganic Chemical Vapor Deposition), encore appelée MOVPE (Metal Organo Vapor Phase Epitaxy) est historiquement la première méthode utilisée pour la fabrication de composants HEMTs sur une épitaxie de bonne qualité.

La croissance est amorcée à faible pression et à haute température ($>1000^{\circ}\text{C}$). Le schéma synoptique typique d'un bâti de MOCVD est représenté sur la figure I-10 [30-31].

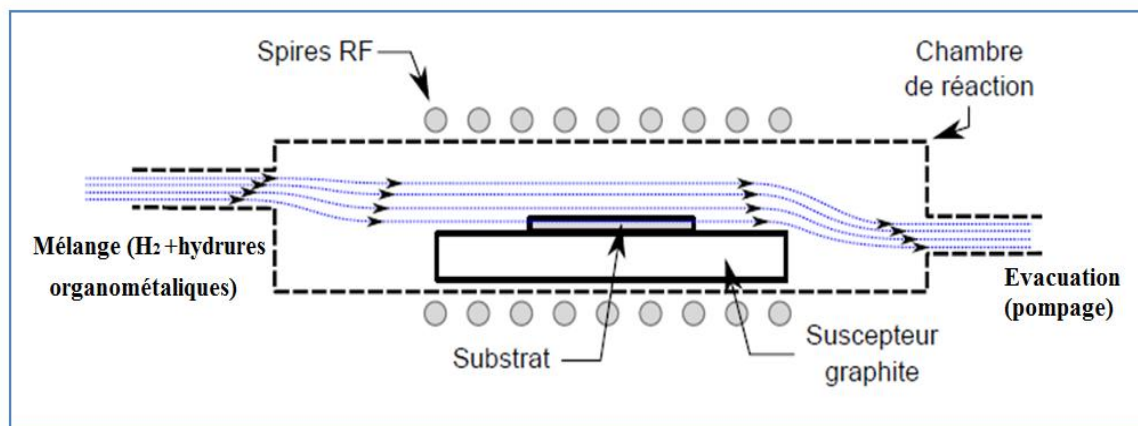
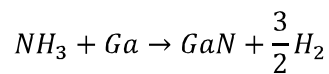
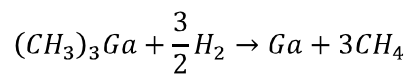
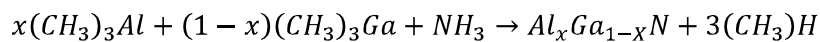


Figure I-10: Schéma synoptique d'un bâti de MOCVD [30,31].

Les vitesses de croissance varient en fonction des conditions fixées dans le bâti, et peuvent aller jusqu'à quelques $\mu\text{m h}^{-1}$. Les éléments III sont acheminés par un mélange de dihydrogène et d'un précurseur chimique dont les molécules sont composées d'un atome métallique lié à des radicaux organiques. Dans le cas du gallium, c'est le triméthylgallium (TMGa) ou le triéthylgallium (TEGa) qui est utilisé. L'azote est apporté par une source d'ammoniac, le diazote étant chimiquement trop stable à cette température. Dans la chambre de dépôt, stimulée par plasma RF, l'hydrogène agit comme un catalyseur pour permettre au précurseur de réagir avec l'ammoniac, et ainsi former du GaN à la surface du substrat pour réaliser la couche tampon.



La croissance de la couche AlGaIn utilise une méthode qui consiste à combiner simultanément du Triméthylaluminium (TMAI) avec du TMGa comme décrit dans l'équation ci-dessous. En ajustant la composition de la phase gazeuse du TMAI et du TMGa, on peut contrôler la composition solide obtenue [32]. L'équation régissant la réaction chimique de la formation d'AlGaIn est donnée par :



Les points forts de cette technique de croissance sont une qualité cristalline élevée des couches épitaxiées, ainsi qu'un rendement plus élevé par rapport à l'épitaxie par jets moléculaires (MBE). Elle permet également de privilégier la croissance latérale.

I.4 Les Applications des nitrures d'éléments III

Les premières recherches effectuées sur les semiconducteurs à grand gap ont été dirigées vers des applications optoélectroniques. Cela est dû au fait que le bleu était la couleur qui manquait sur le marché des diodes électroluminescentes (LED). Avant que les LEDs à base de GaN ne deviennent disponibles, le SiC a été utilisé, mais sa bande interdite indirecte conduisait à une efficacité de recombinaison radiative plutôt faible. En utilisant le

système d'alliages de nitrure InGaAlN, des LEDs de longueurs d'onde allant de l'ultraviolet (UV) au bleu/vert peuvent être réalisées avec une très bonne efficacité [33].

De nombreuses autres applications sont possibles telles que les écrans de télévision à base de LED, l'éclairage automobile et peut-être l'éclairage général dans le futur. Les LEDs blanches peuvent être réalisées par revêtement de l'intérieur d'une LED UV avec un luminophore (par exemple du phosphore) pour convertir les photons ultraviolets en lumière visible [33].

L'optoélectronique s'est aussi intéressée aux lasers UV-bleu à base de GaN avec une gamme de longueur d'onde autour de 400 nm. La fluorescence induite par laser UV employée dans les domaines médicaux, tels que la dermatologie, la gynécologie et le traitement des tumeurs, a remporté un vif succès. Ces lasers sont aussi utilisés pour les nouvelles générations de lecteurs enregistreurs DVD (Digital Video Disc) appelés Blue-Ray Disc utilisés par Sony pour la première fois en 2003 [33].

Dans le domaine de la microélectronique, la plupart des applications sont dirigées vers le développement de dispositifs haute fréquence/haute puissance. Les deux technologies à base de SiC et de GaN offrent l'avantage d'une densité de puissance élevée et de bonnes propriétés thermiques, ce qui permet d'obtenir des petits modules de puissance assez performants. Dans les systèmes nitrures, la structure couramment utilisée est la structure latérale de type HEMT (High Electron Mobility Transistors). Aujourd'hui, le plus gros marché potentiel concerne les stations de base destinées aux communications (satellites, téléphonie mobile...) [33].

Compte tenu de leurs avantages, les dispositifs à base de GaN rentrent en concurrence avec les technologies GaAs qui sont beaucoup moins chers mais aussi moins performantes.

La réalisation des transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) à base de GaN est complexe en raison de la difficulté d'atteindre un dopage de type p suffisamment fort dans la base. En outre, la présence des dislocations peut générer des chemins de conduction parallèle dans ces dispositifs à conduction verticale et affecter leur fiabilité [33].

La figure I-11 montre les gammes de puissance accessibles en fonction des fréquences de fonctionnement pour certains semiconducteurs utilisés aujourd'hui dans la microélectronique. Nous remarquons que, contrairement au GaAs ou au silicium, dont

l'utilisation se limite à des gammes bien déterminées en fréquence et en puissance, le GaN apparaît comme un bon candidat pour couvrir des domaines plus larges avec un bon compromis puissance-fréquence [34].

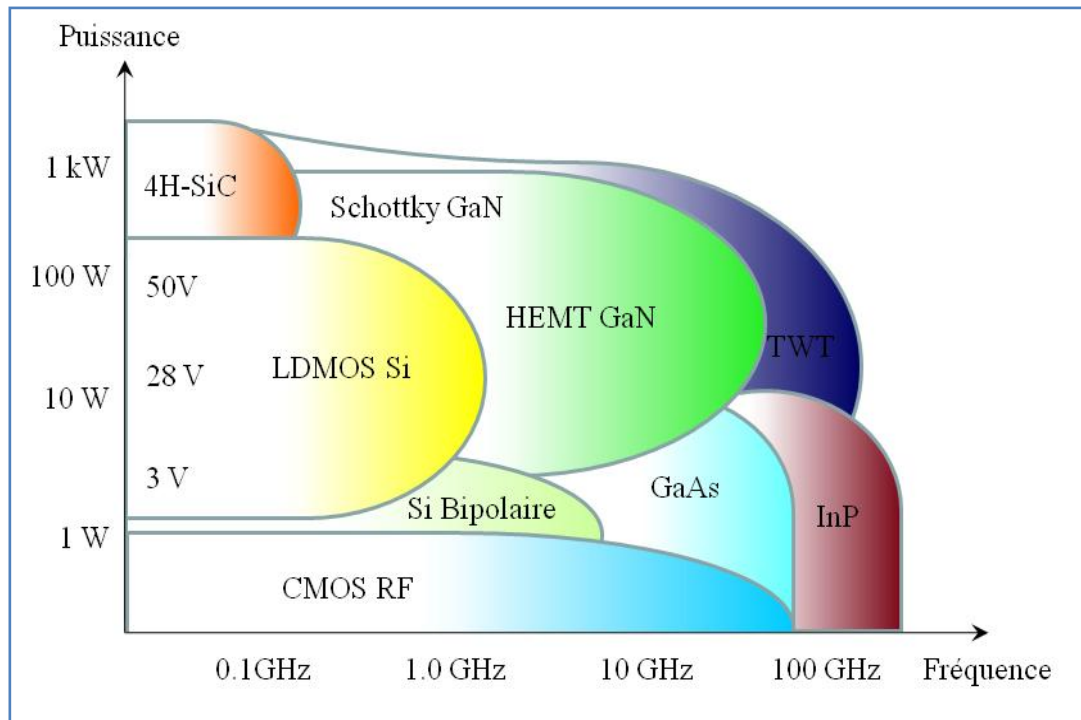


Figure I-11: Gammes de puissances accessibles en fonction de la fréquence pour différents matériaux semiconducteurs d'après [34].

Un autre domaine d'application est l'électronique haute température. Habituellement, les systèmes électroniques qui contrôlent les compartiments à haute température, comme un moteur à réaction, sont situés dans les régions froides. Cela nécessite un câblage entre le système électronique et les capteurs. Si ces systèmes pouvaient être placés dans la zone à haute température, la quantité totale de câblage pourrait être réduite. L'utilisation des composants à base de GaN présente un avantage du fait de leur capacité de fonctionnement dans un environnement qui peut atteindre 600°C. Cette température de fonctionnement est deux fois supérieure à celle des composants à base de Si sur isolant qui ne dépasse pas 300°C [34].

I.5 Conclusion

Les nitrures d'éléments III se distinguent clairement des autres semiconducteurs classiques. Ceci vient évidemment des avantages physico-chimiques que présentent le GaN et ses alliages. En particulier, sa large bande interdite, son fort champ de claquage et sa forte vitesse de saturation ont permis à ce matériau d'être considéré comme un candidat très intéressant et très prometteur pour les applications optoélectroniques, électroniques hyperfréquences et de puissance.

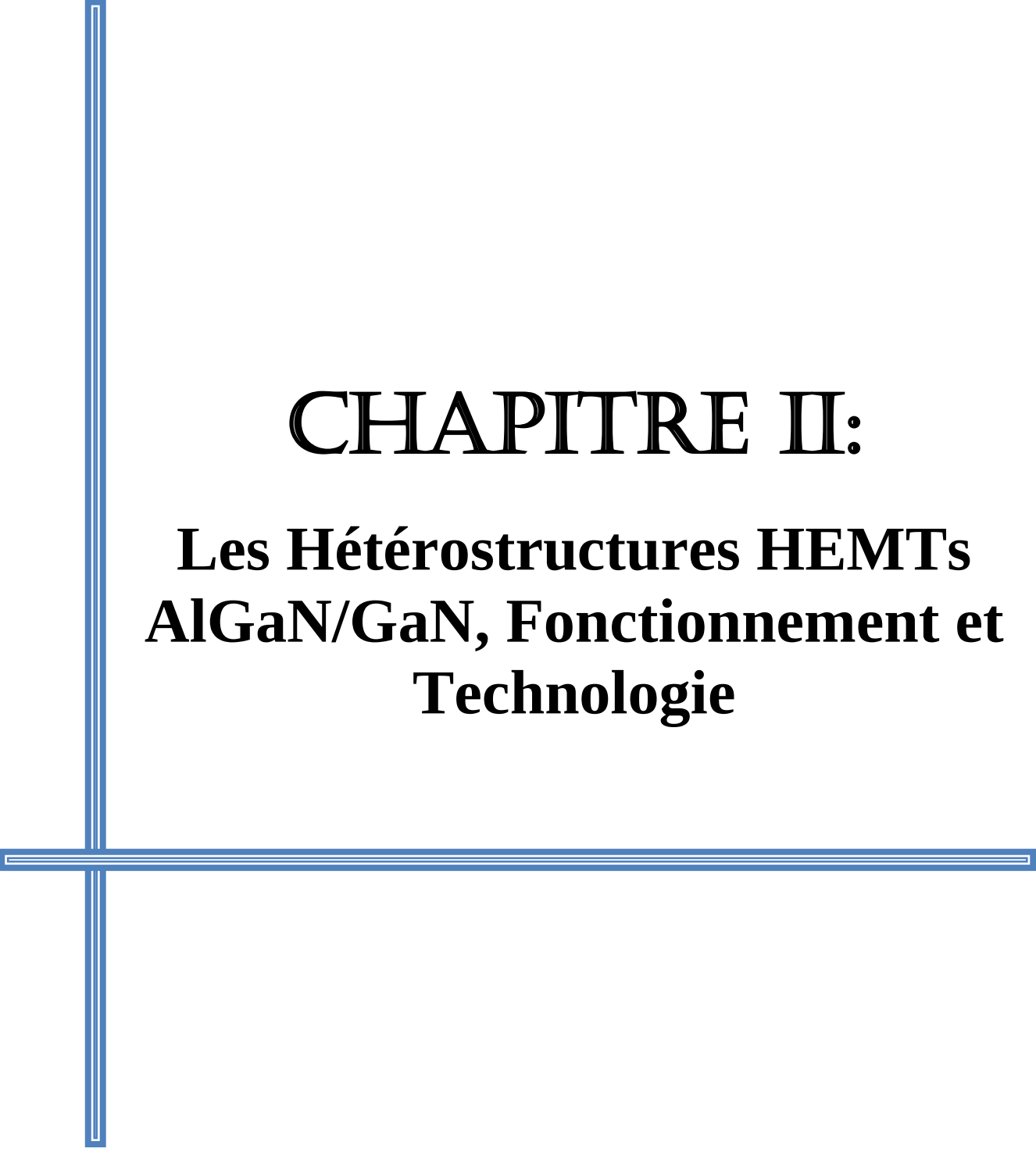
Dans ce chapitre nous avons présenté un aperçu sur les nitrures d'éléments III. Nous avons d'abord présenté un bref historique sur le développement du GaN et de ses alliages. On a rappelé ensuite les propriétés physiques et électroniques des nitrures d'éléments III. Les différents types de substrats utilisés pour la croissance du GaN ainsi que les différents procédés de fabrication ont été cités.

Enfin, on a présenté les possibilités d'applications des nitrures d'éléments III comparés aux semiconducteurs classiques.

Bibliographie

- [1] F. Enjalbert, Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1, (2004).
- [2] F. Fichter, F. Z. Anorg. Chem , **54**, 322, (1907).
- [3] W. C. Johnson, J. B. Parsons, et M.C. Crew, J. Phys. Chem. **234**, 2651, (1932).
- [4] J. I. Pankove, E. A. Miller, et J. E. Berkeyheiser, RCA Review **32**, 383, (1971).
- [5] S. Yoshida, S. Misawa, et A. Itoh, Appl. Phys. Lett **26**, 461, (1975).
- [6] E. Monroy, Mémoire d'habilitation de l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1, (2005).
- [7] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, et I. Akasaki, Jpn. J. Appl. Phys. **28**, L2112, (1989).
- [8] M. A. Khan, J. M. V. Hove, J. N. Kuznia, D. T. Olson, Appl. Phys. Lett **58**, 2408–2410, (1991).
- [9] M. A. Khan, J. N. Kuznia, A. R. Bhattarai, D. T. Olson, Appl. Phys. Lett **62**, 1786–1787, (1993).
- [10] M. A. Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, W. J. Schaff, J. W. Burm, M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **65**, 1121–1123, (1994).
- [11] Wurtzite crystal structure: [http:// http://en.wikipedia.org/wiki/Gallium_nitride](http://en.wikipedia.org/wiki/Gallium_nitride).
- [12] H. Harima, Journal of Physics: Condensed Matter. **14**, R967-R993, (2002).
- [13] N.E. Christensen, I. Gorczyca , Physical Revie, B. **50** 4397-4415, (1994).
- [14] A.V. Dmitriev, A. L. Oruzheinikov, MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.1, 46, (1996)
- [15] I. Vurgaftman and J. R. Meyer, J. Appl. Phys, **94**, 3675, (2003).
- [16] A. Curutchet , Thèse de doctorat de l'Université de Bordeaux 1, (2005).
- [17] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, and L. F. Eastman , Journal of Physics: Condensed Matter, **14**, 3399, (2002).
- [18] H. Morkoc, “Handbook of Nitride Semiconductors and Devices” , Wiley-VCH, **1**, (2008).

- [19] H. Chu, Thèse de doctorat de l'Université de Hong Kong University of Science and Technology , (2004).
- [20] D. Ducatteau, A. Minko, V. Hoel, E. Morvan, E. Delos, B. Grimbert, H. Lahreche, P. Bove, C. Gaquière, J. C. De Jaeger and S. Delage, IEEE Elect Devi Lett. **27**, 7-9, (2006).
- [21] F. Semond, Y. Cordier, N. Grandjean, F. Natali, B. Damilano, S. Vézian and J. Massies, Physica Status Solidi (a) **188**, 501, (2001).
- [22] S. Joblot, F. Semond, Y. Cordier, P. Lorenzini and J. Massies, Appl. Phys. Lett ,**87**, 133505, (2005).
- [23] S. Boeykens , M. R. Leys, M. Germain, K. Cheng, J. Derluyn, B. Van Daele, G. Van Tendeloo, R. Belmans, G. Borghs. physica status solidi (c). **3**, 1579–1582, (2006).
- [24] M.Tchounkeu, O.Briot, B.Gil, J.P.Alexis and R.L.Aulombard, J. Appl. Phys. **80**, 5352, (1996).
- [25] Y. Douvry, Thèse de docteur de Université de Lille 1, (2012).
- [26] S. Boeykens, M. R. Leys, M. Germain, K. Cheng, J. Derluyn, B. Van Daele, G. Van Tendeloo, R. Belmans, and G. Borghs, physica status solidi . (c) **3**, 1579–1582, (2006).
- [27] D. C. Dumka, P. Saunier, TriQuint semiconductor, 500 W. Renner Road, Richardson, USA IEEE, 2007.
- [28] F. Kawamura, M. Imade, M. Yoshimura, Y. Mori, and T. Sasaki, Japanese Journal of Applied Physics, **44**, L1–L3, 2005.
- [29] F. Semond, Y. Cordier, N. Grandjean, F. Natali, B. Damilano, S. Vézian and J. Massies, Physica Status Solidi (a) **188**, 501, (2001).
- [30] S. Nakamura , Japanese Journal of Applied Physics, vol , **10A** ,L1705–L1707, (1991).
- [31] T. Wang, Y. Morishima, N. Naoi, and S. Sakai , Journal of Crystal Growth,**213**, 188 – 192, (2000).
- [32] N. M. Nasser, Z. Ye zhen, L.Jiawei and B. Xu Ya , Journal of Microwaves and Optoelectronics, **2**, 3, (2001).
- [33] W .Chikhaoui , Thèse de Doctorat , l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INSA de Lyon), France, 2011.
- [34] T. Li, M. Mastro, and A. Dadgar , CRC Press, (2011).



CHAPITRE II:

Les Hétérostructures HEMTs AlGaN/GaN, Fonctionnement et Technologie

II.1 Introduction

Les HEMTs (High Electron Mobility Transistors) appartiennent à la famille des transistors à effet de champ. Ils sont un cas particulier des MESFETs (Metal Semiconductor Field Effect Transistor). On trouve dans la littérature plusieurs appellations pour le caractériser: comme TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) et HFET (Heterostructure Field Effect Transistor). Le HEMT apparaît comme une évolution majeure du MESFET (MEtal Semiconducteur Field Effect Transistor).

La structure HEMT permet de contourner le problème en séparant les porteurs mobiles des charges fixes dont ils sont issus. Le transport électronique s'effectue au voisinage d'une interface entre un premier matériau fortement dopé ayant la plus petite affinité électronique et le plus grand gap et un second matériau non intentionnellement dopé (n.i.d) ayant la plus grande affinité électronique et le plus petit gap. Cette interface, qui constitue le canal du transistor, est une "hétérojonction". La présence de cette hétérojonction permet d'obtenir une importante densité de porteurs dans le matériau intrinsèque où la mobilité et les vitesses électroniques sont plus élevées.

Dans cette partie, nous allons présenter un rappel sur la structure du transistor HEMT, son fonctionnement et sa performance. Nous définirons ensuite les principales étapes technologiques relatives à la réalisation du composant HEMT.

II.2 Les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) Al_xGa_{1-x}N/GaN

Le transistor HEMT, a été conçu et réalisé simultanément au sein de deux laboratoires, par Thomson en France et par Fujitsu au Japon en 1980.

En 1985, le HEMT est présenté comme un composant micro-onde unique ayant les plus faibles caractéristiques en bruit au monde [1]. Initialement, ce transistor était utilisé dans un radiotélescope à Nobeyama, Japon, qui présente un diamètre de 45 mètres. En refroidissant le composant à la température de l'hélium liquide, il est possible de capter un signal provenant d'une molécule interstellaire située à mille années lumières de la Terre. Plus tard, le HEMT sera implanté dans des récepteurs de télévision pour capter les signaux des satellites géostationnaires (36000 km d'altitude). Puis petit à petit, ce composant se fera une place dans notre quotidien. Le HEMT constitue une évolution majeure du MESFET (Fet à jonction métal/semiconducteur) et a pris le pas sur ce dernier depuis le début des années 1990 [2].

II.2.1 Structure physique d'un transistor HEMT

La structure d'un HEMT est constituée essentiellement de trois matériaux différents: le substrat, un matériau à faible bande interdite et un matériau à large bande interdite. La jonction des deux derniers matériaux conduit à la formation d'un gaz d'électrons à l'interface, modulé par la tension appliquée au composant.

L'autre phénomène caractéristique du fonctionnement d'un HEMT, outre l'existence d'un gaz d'électrons, est la jonction Schottky créée par la jonction métal de grille et semiconducteur.

La figure II-1, présente la structure de base d'un HEMT [3]. Les différentes couches composant cette structure se présentent comme suit:

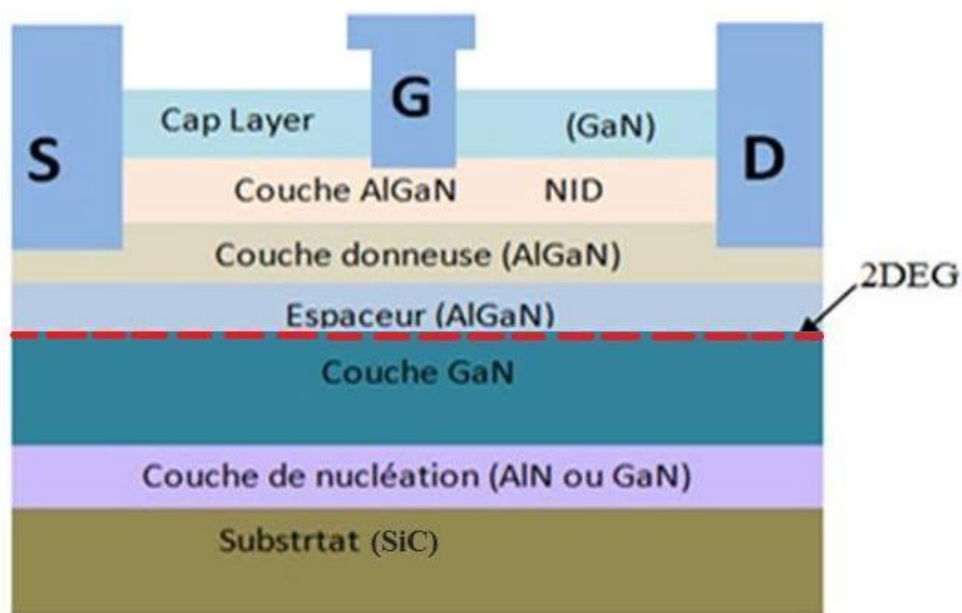


Figure II-1: Structure et différentes couches du HEMT AlGaN/GaN [1].

- **Couche cap layer:** c'est une couche superficielle, formée par un matériau de faible bande interdite afin de réaliser les contacts ohmiques. Cette couche sera dans la plus part des cas dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès.
- **Couche Schottky:** cette couche à grand gap non dopée réalise le contact Schottky de la grille.

- **Couche donneuse:** comme son nom l'indique, elle fournit les électrons libres à la structure, le dopage qui est généralement réalisé par le silicium, y joue un rôle important car il contribue à l'augmentation de la concentration des électrons fournis.

- **Espaceur (spacer):** cette couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopée, permet la séparation des atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse, des électrons du canal. Les interactions électrons – impuretés sont ainsi réduites, on remarque que plus cette couche est épaisse, meilleur est la mobilité des électrons dans le canal par contre un espaceur moins épais (fin) favorise un transfert meilleur d'électron dans le canal.

- **Le canal:** c'est la plus importante des parties du HEMT, car c'est dans cet endroit que se crée le canal qui reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons et c'est cette couche qui déterminera les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau.

- **Une couche de GaN:** constituée du matériau à petit gap non intentionnellement dopé. Le canal se forme à l'interface entre ce matériau à petit gap et la couche dite donneuse. Cette couche est importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons qui déterminera les performances du composant. En effet, les performances hyperfréquences dépendent beaucoup de la qualité du transport de charge qu'il présente.

- **La couche tampon:** ou couche de nucléation, en général cette couche a des propriétés structurales moyennes entre celle du substrat et le matériau du canal. Elle permet une croissance meilleure du GaN, le type de face dépend en partie de cette couche et elle favorise le confinement des électrons en s'interposant à l'injection des porteurs vers le substrat.

- **Le substrat:** c'est la couche sur laquelle on fait croître les matériaux par épitaxie. Son choix est crucial pour la qualité du composant et son fonctionnement. En effet un mauvais choix de substrat peut causer lors de la croissance des dislocations, qui peuvent rendre le composant non fonctionnel. Les différents substrats utilisés pour la croissance de ces transistors ont été abordés dans le premier chapitre.

II.2.2 Fonctionnement du HEMT

II.2.2.1 Le gaz électronique à deux dimensions dans la structure HEMT AlGa_xN/GaN

Ce gaz électronique à deux dimensions est aussi appelé « gaz d'électrons », « canal d'électrons » ou « gaz 2DEG » pour « Two-Dimensional Electron Gas ». Celui-ci se forme à l'interface AlGa_xN/GaN grâce à l'effet cumulé de la polarisation spontanée et de la polarisation piézoélectrique qui règnent dans les semi-conducteurs AlGa_xN et GaN.

La somme de l'ensemble des polarisations des deux couches GaN et AlGa_xN est à l'origine du gaz bidimensionnel d'électrons créé par la structure HEMT, sans qu'aucune des couches ne soit intentionnellement dopée [4-6]. L'utilisation de semi-conducteurs non dopés n'est possible que pour ce type de structure à base de composés nitrurés qui possèdent des propriétés de piézoélectricité.

En ce qui concerne la croissance des hétéroépitaxies, la croissance de polarité gallium est préférée pour la réalisation des HEMTs. Il en résulte une polarisation spontanée orientée vers le substrat. En général, la couche de GaN a une épaisseur de 1 à 3 μm , on considère alors que la couche est relaxée et la polarisation piézoélectrique est négligée. La couche d'AlGa_xN épitaxiée sur la couche de GaN aura la même polarité gallium donc une polarisation spontanée également dirigée vers le substrat.

Le paramètre de maille de l'AlGa_xN étant plus grand que le paramètre de maille de GaN, il en résulte une contrainte extensive dans la couche de l'AlGa_xN et donc une polarisation piézoélectrique orientée vers le substrat. Cette structure est représentée par la figure II-2.

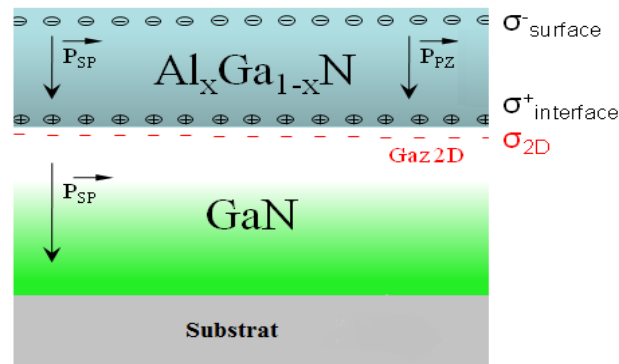


Figure II-2: Structure d'un transistor HEMT AlGa_xN/GaN et représentation des polarisations.
(Les charges positives et négatives de l'AlGa_xN y sont représentées)

La couche de GaN possède, elle aussi, à ces extrémités des charges positives et négatives en densité beaucoup moins importantes que dans l'AlGa_xN. Pour des raisons de clarté, nous ne les avons pas représentées. La densité de charges positives à l'interface AlGa_xN/GaN s'écrit:

$$\sigma_{\text{interface}(x)} = P_{\text{SPAAlGa}_x\text{N}}(x) + P_{\text{PZAAlGa}_x\text{N}} - P_{\text{SPGaN}} \quad \text{II-1}$$

Avec x le pourcentage d'aluminium dans la couche d'AlGa_xN. La densité de charge augmente fortement lorsque le pourcentage d'aluminium x de la couche d'AlGa_xN augmente. Cette évolution est due à l'accroissement des polarisations spontanée et piézoélectrique de l'AlGa_xN 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 d'AlGa_xN apparaît.

II.2.2.2 Principe de l'hétérojonction Al_xGa_{1-x}N/GaN

Par définition, l'hétérojonction est obtenue lorsque deux matériaux semiconducteurs de gaps différents sont associés. Si les deux semiconducteurs sont de même type, on dira que l'hétérojonction est isotype, et s'ils sont des types différents, on dira qu'elle est anisotype. La juxtaposition d'un matériau à large gap (AlGa_xN: 3,82 eV) et un autre à gap un peu plus faible (GaN: 3,4 eV), forme une hétérojonction entraînée par la discontinuité de la bande de conduction à l'interface (ΔE_C). La figure II-3 représente les niveaux d'énergie de chaque matériau avant contact.

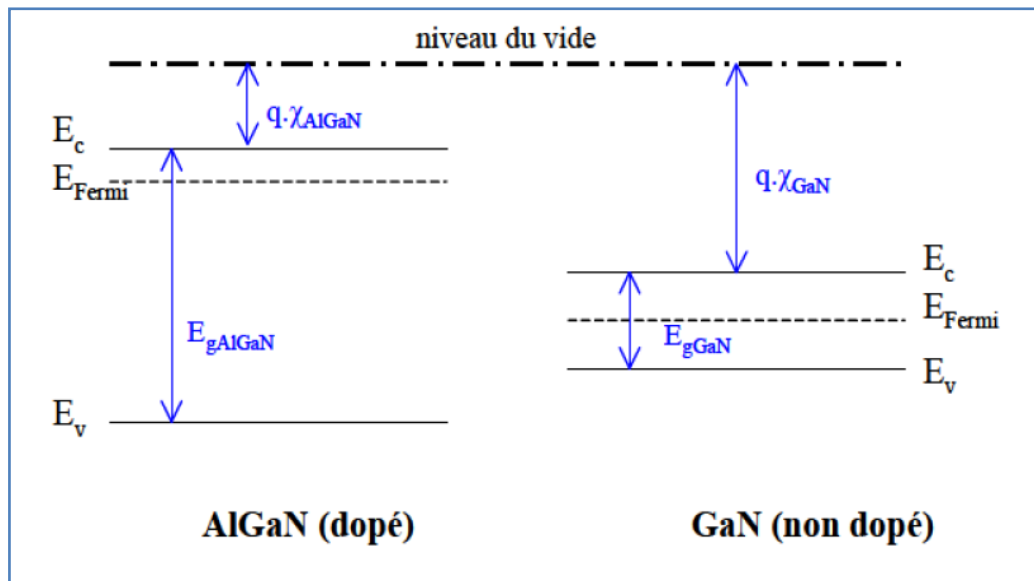


Figure II-3: Diagrammes des bandes d'énergie des matériaux Al_xGa_(1-x)N/GaN constituant la structure HEMT pris séparément à l'équilibre thermodynamique.

II.2.2.3 Principe de fonctionnement

La juxtaposition d'un matériau à grand gap et d'un matériau à petit gap implique la création d'une discontinuité de bande de conduction à l'interface entre les deux matériaux (Modèle d'Anderson [7]). C'est en 1962 que R. L. Anderson a proposé le modèle de l'hétérojonction qui sera le plus utilisé et deviendra une référence dans son domaine. Dans ce modèle, lors de la jonction de deux semiconducteurs à bandes interdites différentes, les niveaux de Fermi s'alignent. La conservation des paramètres physiques de part et d'autre de l'interface entraîne des courbures des bandes de conduction et de valence, ainsi que des discontinuités à l'interface pour ces deux bandes.

Cette hétérojonction, illustrée par la figure II-4 entraîne la formation d'un puits de potentiel dans le matériau à petit gap où sont transférés et s'accumulent les électrons provenant de la couche donneuse. L'accumulation des électrons dans le puits est appelée gaz 2D d'électrons. L'hétérojonction est alors caractérisée par la discontinuité de bande de conduction ΔE_C entre les deux matériaux.

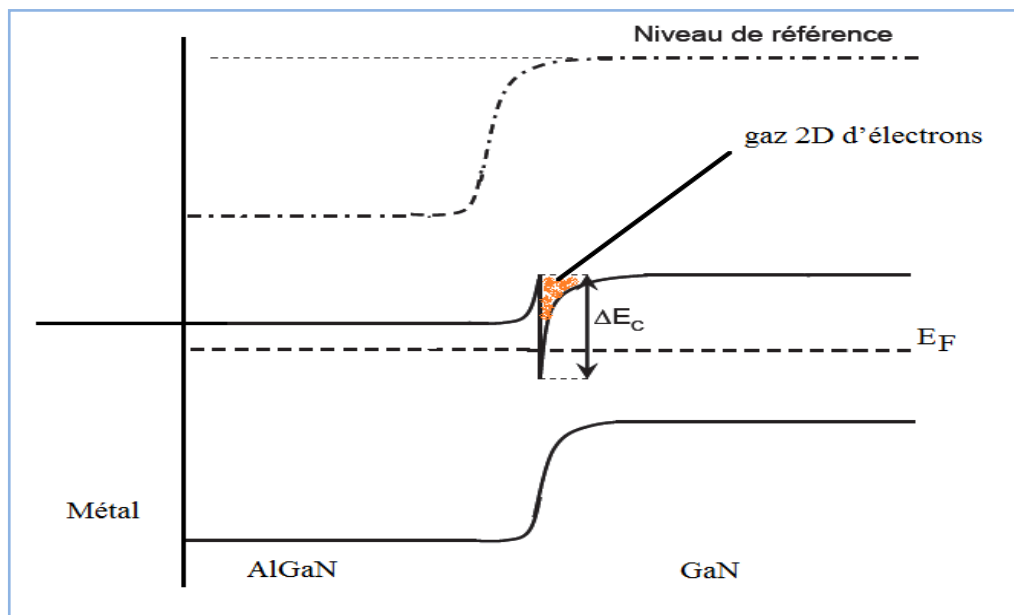


Figure II-4: Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle.

L'étroitesse du puits de potentiel implique l'apparition d'effets quantiques (on considère les effets quantiques lorsque la longueur, ici l'épaisseur du canal, est inférieure à la longueur

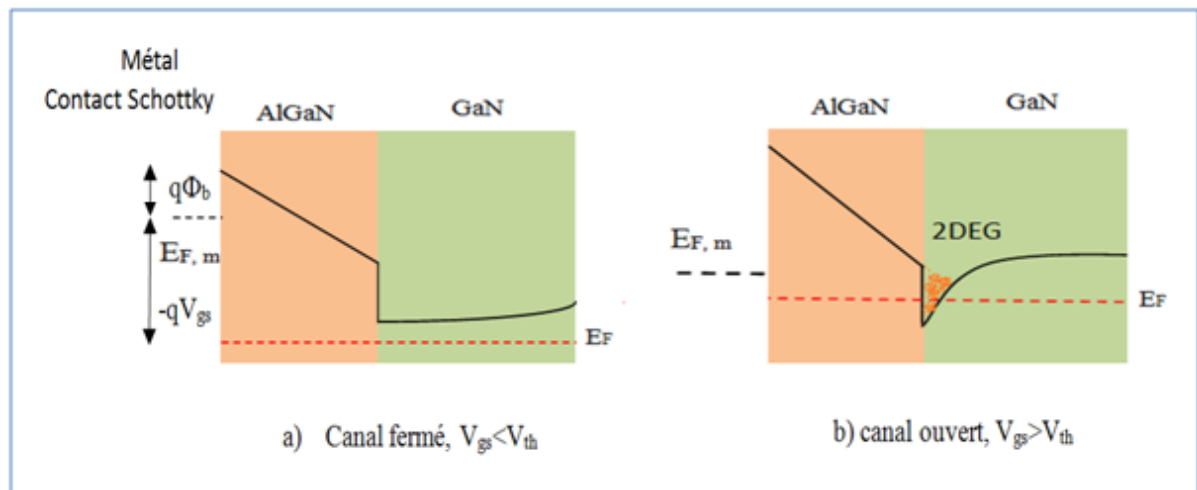
d'onde de Broglie $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2Tkm^*}}$ où h est la constante de Planck, m^* la masse effective de la particule, k la constante de Boltzmann et T la température).

Ces effets quantiques sont transférés par la quantification des niveaux d'énergie et par la restriction du mouvement des porteurs dans un plan parallèle à l'hétérojonction.

Cette dernière permet de plus la séparation spatiale des atomes donneurs ionisés et des électrons libres. Ces électrons ne sont donc plus soumis aux interactions avec de quelconques impuretés du réseau et peuvent alors atteindre des mobilités importantes. Même en l'absence de dopage, le champ électrique créé par la polarisation spontanée de l'AlGaIn entraîne les porteurs fournis par la grille vers ce puits de potentiel [8]. Les porteurs y restent piégés.

Ils finissent par former un nuage électronique, c'est-à-dire qu'ils s'affranchissent du potentiel coulombien qui régit normalement le déplacement des électrons au sein d'un réseau cristallin. Le contact de grille étant un contact Schottky, il y a formation dans le semiconducteur (ici le canal AlGaIn) d'une zone dépeuplée dont l'épaisseur varie en fonction du potentiel de grille.

Le principe de fonctionnement du HEMT ressemble à celui du MESFET, le canal sera pincé ou ouvert suivant la polarisation appliquée sur la grille. La tension pour laquelle le canal est entièrement dépeuplé de ses porteurs est appelée tension de pincement est notée V_{th} ou V_p . La figure II-5 illustre ce phénomène du point de vue du diagramme de la bande de conduction pour un transistor à désertion (tension de pincement négative)



- Si $V_{gs} < V_{th}$: canal fermé, le canal est entièrement déplété de ses porteurs. Le transistor est alors dit pincé.
- Si $V_{gs} > V_{th}$: Canal ouvert, le niveau de Fermi E_F passe au dessous du niveau de Fermi du métal E_{FM} , conduisant ainsi à une diminution des niveaux énergétiques occupés dans le puits et par conséquent une diminution de la densité surfacique n_s , la tension V_{ds} crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant I_{ds} (drain-source).

II.3 Caractéristiques électriques des transistors HEMTs

Nous allons décrire les paramètres électriques qui permettent de quantifier les performances du composant (HEMTs).

II.3.1 Caractéristiques électrique statiques

II.3.1.1 Caractéristiques de sortie $I_{ds}=f(V_{ds})$

La Figure II-6 représente un réseau de caractéristiques courant drain-source (I_{ds}) en fonction de la tension drain-source (V_{ds}) pour des tensions de grille (V_{gs}) différentes. Ce réseau permet de vérifier les potentialités du composant ainsi que l'effet transistor qui consiste en la modulation de la densité des porteurs dans le canal grâce à la modulation de la tension de grille.

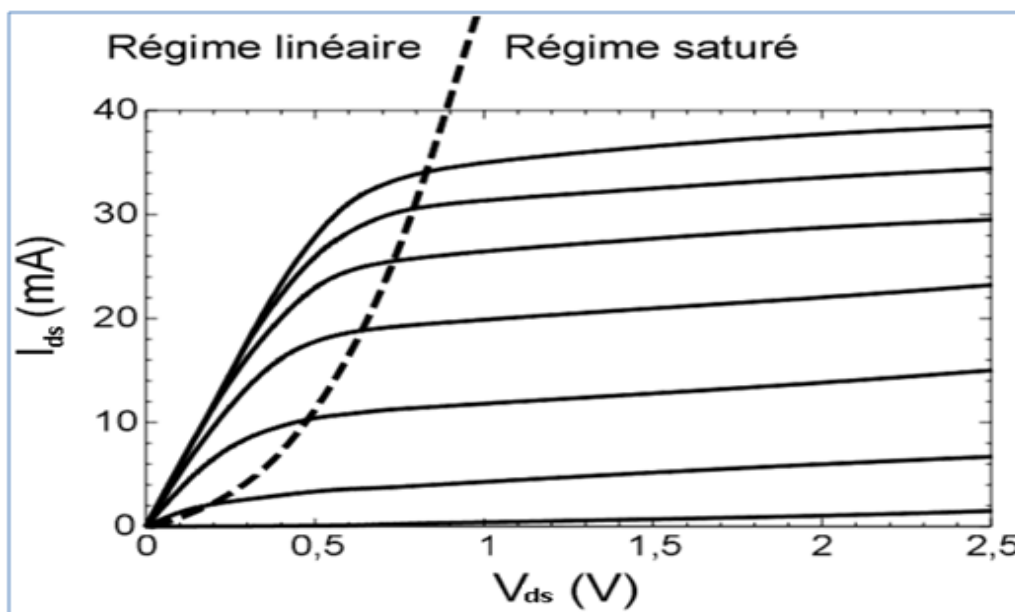


Figure II-6: Représentation type de la caractéristique de sortie $I_{ds}(V_{ds})$ d'un transistor HEMT [9].

Le courant Drain-Source est localisé dans le canal, c'est à dire le puits quantique formé à l'interface AlGaIn/GaN. Ce courant est un courant de dérive et son évolution en fonction du champ électrique latéral est décrite par l'équation [10]:

$$I_{ds}(x) = W_g Q_{2DEG}(x) v(x) \quad \text{II-2}$$

Avec W_g qui représente la largeur de grille, $Q_{2DEG}(x)$ la charge dans le canal et $v(x)$ la vitesse des électrons.

La vitesse des électrons s'exprime par :

$$v(x) = \mu_n E(x) \quad \text{II-3}$$

Avec $E(x)$ qui représente le champ électrique au point x .

La quantité de la charge du gaz 2D s'exprime sous la forme:

$$Q_{2DEG}(x) = q N_{2DEG}(x) = \frac{\epsilon_{AlGaIn}}{d_{AlGaIn}} (V_{gs} - V(x) - V_{th}) \quad \text{II-4}$$

Avec N_{2DEG} qui présente la densité du gaz 2D, ϵ_{AlGaIn} la permittivité relative d'AlGaIn, d_{AlGaIn} l'épaisseur de la couche d'AlGaIn, $V(x)$ le potentiel au point x , V_{th} la tension de seuil (ou de pincement) et V_{gs} la tension grille-source.

- Si $V_{ds} \ll V_{dsAT}$, on observe une région où le courant I_{ds} est proportionnel à la tension V_{ds} appliquée, c'est le régime linéaire qui a l'expression suivante [10]:

$$I_{ds} = W_g q N_{2DEG} v(V_{ds}) \quad \text{II-5}$$

La vitesse des électrons est proportionnelle au champ électrique appliqué, c'est-à-dire:

$$v(V_{ds}) = \mu_n E_{ds} = \mu_n \frac{V_{ds}}{L_{ds}} \quad \text{II-6}$$

Avec μ_n qui se présente la mobilité des électrons et L_{sd} la distance source-drain.

Ainsi, en régime linéaire, le courant I_{ds} s'écrit sous la forme [9]:

$$I_{dlin} = \frac{\epsilon_{AlGaIn}}{d_{AlGaIn}} \frac{W_g}{L_{ds}} \mu_n [(V_{gs} - V_{th}) V_{ds}] \quad \text{II-7}$$

En régime linéaire, le courant de drain varie linéairement avec la tension de polarisation. Le transistor se comporte comme une résistance contrôlée par la tension de grille.

- Si $V_{ds} \gg V_{dsAT}$, c'est le régime saturé, alors I_{ds} est décrit par l'équation II-8 avec V_{dsAT} la tension Drain-Source à partir de laquelle le transistor entre en saturation.

$$I_{dsat} = \frac{\epsilon_{AlGaIn}}{d_{AlGaIn}} \frac{W_g}{L_{ds}} \mu_n \left[(V_{gs} - V_{th} - \frac{V_{dsat}}{2}) V_{dsat} \right] \quad \text{II-8}$$

où

$$V_{dsat} = V_{gs} - V_{th} \quad \text{II-9}$$

En régime saturé, sous l'effet du champ électrique croissant côté drain, le courant arrête son augmentation. Cela s'explique essentiellement par la saturation du courant de drain qui est causée par le pincement du canal côté drain. Lorsque la tension drain source V_{ds} augmente, on observe une extension de la zone de charges d'espace sous la grille côté drain qui ralentit le passage des électrons. On atteint ensuite le pincement du canal (la zone de charge d'espace rejoint la couche tampon). Le flux d'électrons est donc bloqué par cette barrière de potentiel, qui est néanmoins traversée par un flux constant par effet tunnel: on a donc un courant constant d'une valeur I_{dsmax} qui dépend de la tension grille source V_{gs} .

II.3.1.2 Caractéristique de transfert

La caractéristique de transfert est la représentation du courant de drain en fonction de la tension grille-source. Sur cette caractéristique, le seuil de conduction du transistor apparaît par extrapolation graphique de la caractéristique à $I_{ds} = 0$, et la dérivée du courant de drain par rapport à la tension V_{gs} à V_{ds} constant donne la transconductance statique du composant g_m équation II-10 qui est une grandeur essentielle du transistor. Elle traduit la capacité à commander le courant circulant dans le canal.

La densité de charge est contrôlée par le potentiel de la grille et l'idéal est d'obtenir la meilleure modulation de courant possible, par une variation de tension de grille possible [11].

$$g_m = \left[\frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right]_{V_{ds} \text{ constant}} \quad \text{II-10}$$

Un exemple de la caractéristique de transfert, associée à la transconductance, est présenté par la figure II-7.

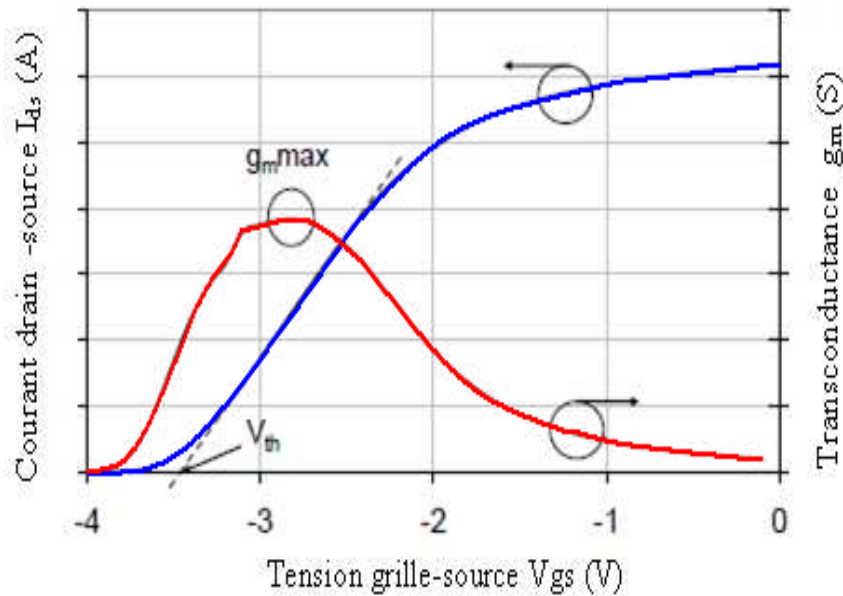


Figure II-7: Caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$ et $g_m = f(V_{gs})$ d'un HEMT en vue de l'extraction de paramètres V_{th} et g_m maximum.

La tension de seuil, V_{th} , représente le potentiel nécessaire à appliquer sur la grille pour vider le puits de potentiel par une élévation de la bande de conduction par rapport au niveau de Fermi. Le maximum de transconductance $g_{m_{max}}$ est déterminé pour un V_{ds} qui donne un maximum de courant donc $V_{ds} > V_{dsat}$. Le maximum de transconductance $g_{m_{max}}$ traduit donc le point de polarisation pour lequel le contrôle du courant par la grille est maximal.

II.3.1.3 Paramètres du contact Schottky

A partir de la caractéristique de grille polarisée en direct, I_{gs} en fonction de V_{gs} , trois paramètres peuvent être extraits: le courant de fuite de saturation I_s , la hauteur de barrière du contact Schottky ϕ_b , et son facteur d'idéalité n . La courbe de la figure II.8 représente la caractéristique de la diode Schottky en fonctionnement direct. Elle peut être fragmentée en trois zones distinctes.

Pour une polarisation faible ($V_{gs} < 0.45V$), le courant de grille est modélisé par une résistance "shunt" ($I_{gs} = V_{gs}/R_{sh}$) [11].

L'origine physique de ce courant est difficile à déterminer précisément. L'effet Tunnel peut y contribuer. Dans la zone linéaire, c'est l'effet thermoionique qui domine, et enfin dans la troisième zone, l'effet de la résistance série de la diode est dominant.

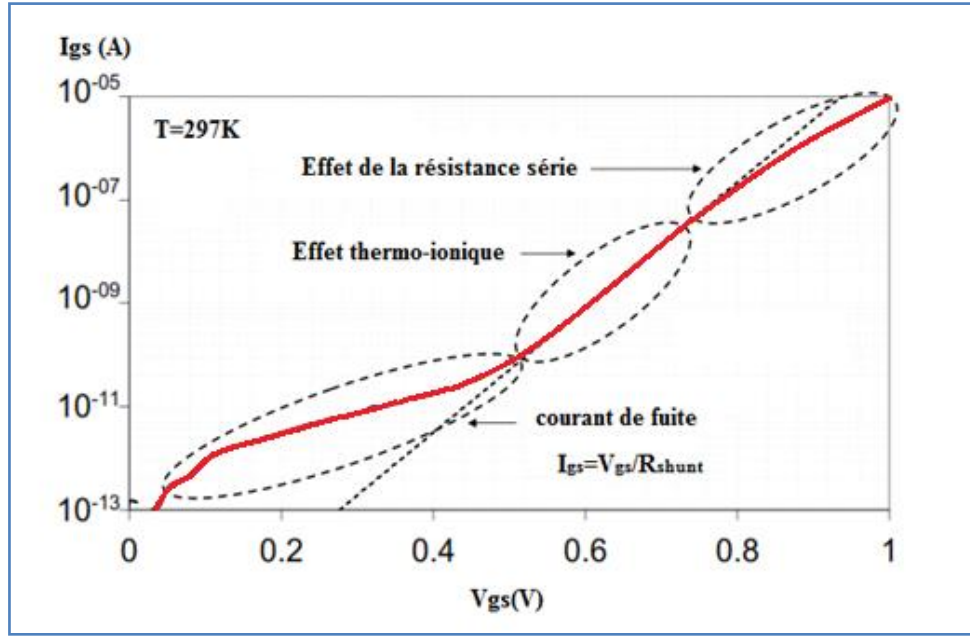


Figure II-8: Caractéristique $I_{gs} = f(V_{gs})$ d'une diode Schottky polarisée en direct et identification des zones de fonctionnement en vue de l'extraction des paramètres n , I_s et ϕ_b , le drain du HEMT étant non polarisé par rapport à la source [11].

L'extraction du facteur d'idéalité et du courant de fuite de saturation est effectuée par régression linéaire dans la zone de la caractéristique où l'effet thermoïonique est dominant. Le point de départ pour l'extraction est l'expression (II-11) du courant de la diode grille-source en fonction de la tension qui lui est appliquée [11].

$$I_{gs} = I_s \left[\exp \left(q \frac{V_{gs} - R_s I_{gs}}{nkT} \right) - 1 \right] \quad \text{II-11}$$

Dans cette équation R_s est la résistance série de la diode en mode direct, n le facteur d'idéalité, k la constante de Boltzmann, T la température, q la charge électronique et I_s le courant de saturation.

Lorsque la polarisation de grille est telle que la conduction de la diode Schottky est de type thermoïonique, le courant I_s inverse est négligeable devant la composante directe exponentielle. De plus, dans la zone où l'effet thermoïonique est dominant, la chute de tension $R_s \times I_{gs}$ est négligeable devant V_{gs} . L'expression peut donc être réduite à l'équation (II-12).

$$I_{gs} = I_s \exp \left(\frac{qV_{gs}}{nkT} \right) \quad \text{II-12}$$

La hauteur de barrière ϕ_b est déduite de l'expression du courant de saturation I_s (eq.II-13) [15] dans laquelle S est l'aire du contact Schottky et A^* la constante effective de Richardson.

$$I_s = SA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \quad \text{II-13}$$

Afin d'extraire la hauteur de barrière, cette équation devient :

$$\phi_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{SA^*T^2}{I_s}\right) \quad \text{II-14}$$

La constante effective de Richardson est associée au matériau dans lequel les électrons circulent. Elle est donnée par l'expression II-15, dans laquelle h est la constante de Planck, m^* est la masse effective de l'électron dans le semiconducteur.

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad \text{II-15}$$

Dans le matériau AlGaIn, on suppose que l'évolution de la masse effective de l'électron est linéaire en fonction de la fraction molaire d'aluminium x , ce qui est traduit par l'équation II-16 [12]

$$m_{AlGaIn}^* = m^*(AlN) x + m^*(GaN) (1 - x) + x (1 - x) b_{AlGaIn} \quad \text{II-16}$$

Avec b_{AlGaIn} (bowing) = 0.

II.3.2 Performances des composants HEMT à base de GaN

La nécessité d'obtenir des rendements meilleurs en puissance dans des domaines de fréquence de plus en plus larges devient aujourd'hui la force motrice du développement des composants RF (Radio fréquences).

Pour avoir une idée sur les derniers résultats obtenus dans le domaine de la recherche et de l'industrie, ce paragraphe sera dédié à un bref état de l'art sur les performances des HEMTs à base de GaN obtenues dans différentes gammes de fréquences [13].

Le domaine le plus attractif se trouve dans les applications de communications sans fils dans la bande de fréquence L et S (1-4 GHz). Un des résultats majeurs a été obtenu par la société Eudyna en 2007 sur des HEMTs AlGaIn/GaN sur SiC qui délivrent une puissance de 800 W. Des composants peuvent atteindre un rendement en puissance de 50 % et fonctionnent dans la gamme 2.9 à 3.3 GHz sous une polarisation de 65 V sur le drain en régime pulsé [13].

Sur substrat de silicium, Nitronex a annoncé en 2004 un HEMT AlGaIn/GaN à 12 W/mm de grille [14].

Dans la bande C (4-8 GHz), principalement utilisée dans les stations de base et les applications radar, Oku et al [13] ont réussi à atteindre en 2008 une puissance de 140 W. Cette excellente performance a été obtenue en utilisant une couche de passivation de SiN à la surface par Cat-CVD (Catalytic Chemical Vapor Deposition) pour minimiser les défauts à l'interface SiN/AlGaIn [15].

Fujitsu a obtenu un amplificateur à base de GaN avec une puissance de sortie de 343 W. La même société a sorti en 2009 le premier amplificateur dans la bande X (8-12 GHz) avec une puissance de 100 W et un rendement de 50% [16]. Dans cette gamme de fréquence, les applications sont dédiées aux radars météorologiques et au contrôle aérien.

Toshiba a également développé un HEMT avec une périphérie de 23,04 mm présentant une puissance de sortie de 81 W avec un rendement de 34% sous une tension $V_{ds}=30V$ et une fréquence de 9,5 GHz [15].

Les performances en hautes fréquences ont été également démontrées dans la bande K (12-40 GHz). Kasahara *et al.* ont développé un HEMT avec une largeur de grille de 0,36 mm délivrant une puissance de 1,48 W (4,1 W/mm) à 30 GHz [17]. Avec une structure MOS GaN, Toshiba a sorti un transistor qui peut atteindre une puissance de 65,4 W à 14,5 GHz et une polarisation $V_{ds}=30V$. Aujourd'hui, les évolutions technologiques dans le domaine des hyperfréquences ciblent des gammes de fréquence encore plus élevées (> 40GHz).

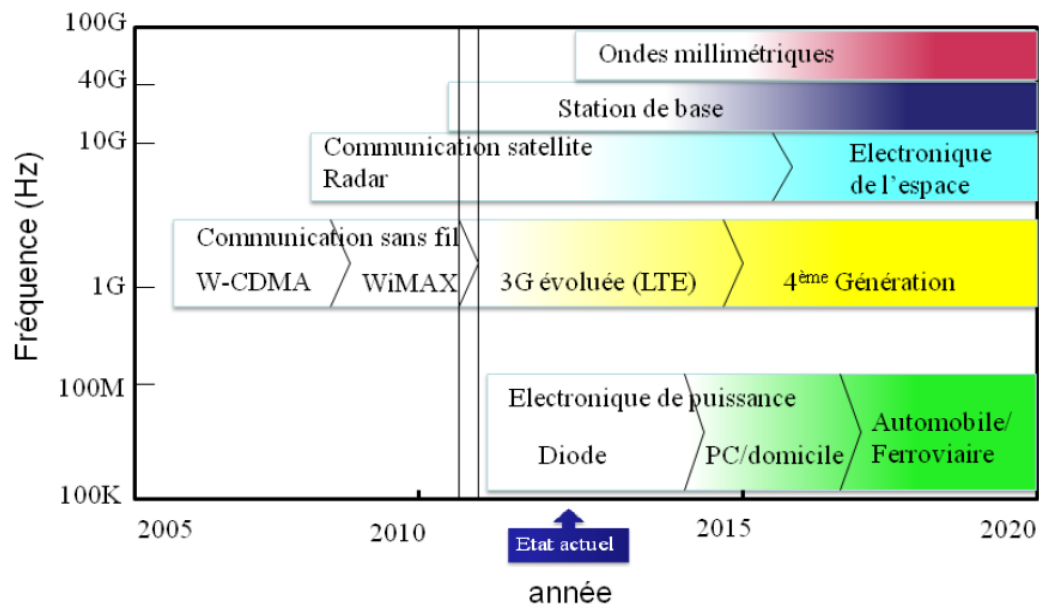


Figure II-9: Feuille de route des domaines de commercialisation des HEMTs à base de GaN en fonction des fréquences de fonctionnement d'après [15].

La figure II-9 montre la feuille de route qu'est en train de suivre la commercialisation des HEMTs à base de GaN dans les différents domaines de fréquences.

Il est à noter que certaines des données présentées ici ont été déjà publiées il y a plus de cinq ans. A ce jour, il est de plus en plus difficile d'améliorer les performances des dispositifs à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN qui approchent leurs limites théoriques.

Pour cela, l'alternative a été trouvée dans les HEMTs AlInN/GaN pour essayer de surpasser ces limites. Il a été démontré récemment qu'avec ce type de dispositif on peut atteindre des fréquences de l'ordre de 200 GHz [18].

Dans ce système de matériaux, le record des performances en puissance a été démontré par III-V Lab avec un transistor de 1.2 mm de développement de grille et délivrant une puissance de 10.8 W/mm avec un rendement de 60 % à $V_{ds} = 30$ V [19]. Afin d'obtenir un aperçu général sur les transistors HEMTs à base de GaN qui sont disponibles actuellement dans le commerce, le tableau II.1 montre une gamme de transistors destinés aux amplificateurs pour les applications de transmission de données à haut débit (WiMax) [19].

Société	Réf	Substrat	Fréquence (GHz)	Psat (W)	Psortie (W)	Rendement (PAE %)	I_{ds} (mA)	V_{ds} (V)
Eudyna	EGN26C07012D	Si	2.6	40.8		35	400	
Nitronex	NPT251000	Si	2.5		90			28
RFMD	RF3934	SiC	2.1	120			440	48
CREE	CGH27060f	SiC	2.5		60		300	28

Tableau II-1: Caractéristiques de quelques composants commercialisés par les industriels spécialistes dans la fabrication des HEMTs à base de GaN [19].

Le tableau indique clairement que la voie d'industrialisation de ces composants se divise en deux selon le substrat choisi. L'utilisation du silicium comme substrat a été adoptée par les industriels essentiellement à cause du faible coût de fabrication. Toutefois, la fiabilité de cette technologie devient un souci vu le grand désaccord de maille avec le GaN et les propriétés thermiques limitées comparées au SiC.

La création de défauts et même sous vieillissements accélérés, aura des conséquences directes sur la fiabilité des composants sur substrat de silicium [20]. Néanmoins, il existe des travaux qui ont défendu cette voie et ont montré une excellente fiabilité électrique des HEMTs sur Si avec une durée de vie potentielle de l'ordre de 10^7 heures [20-22].

II.4 Technologie du transistor HEMT AlGaIn/GaN

II.4.1 Principales étapes technologiques

Le transistor HEMT AlGaIn/GaN est une structure planaire et la technologie des composants étudiés dans ces travaux de thèse peut être résumée en 7 étapes, depuis la réalisation de la plaquette épitaxiale jusqu'à la mise en boîtier des transistors.

II.4.1. 1 Etape 1: Nettoyage

Les contaminations en surface de l'épitaxie peuvent avoir lieu dès leur sortie du bâti de croissance. Il s'agit souvent de poussières qui viennent se déposer en surface mais aussi de résidus métalliques ou organiques.

De nombreuses techniques de nettoyage sont répertoriées dans la littérature, ces solutions chimiques sont généralement composées d'un cycle de dégraissage à l'acétone et au propanol (ou méthanol) puis d'un passage, soit dans une solution d'acide chlorhydrique [23], soit dans une solution d'eau régale (mélange d'acide chlorhydrique et d'acide nitrique) bouillante [24], soit dans une solution basique de KOH [25] ou encore une solution d'acide fluorhydrique tamponnée [26], sont utilisés dans le but d'éliminer la présence d'oxygène et de carbone (liaisons C-O ou C-H) à la surface du GaN.

Le Tableau II-2 résume les différentes solutions envisageables pour le nettoyage du GaN.

Solution	Concentration	Température °C	Durée
HCl :H₂O	1:1	Chaud	1min
NH₄OH : H₂O₂ : H₂O	1:1:5	85	-
HCl:H₂O₂ : H₂O	1:1:5	85	-
H₂SO₄ : H₂O₂	1:1	110	-
HF : NH₄F	1:10	-	10min
H₃PO₄	85%	125	-
KOH	5.86%	6	-
HNO₃:HCl	1:3	Bouillant	10min
NH₄OH : H₂O	1:10	-	-

Tableau II-2: Exemples de quelques solutions chimiques utilisées pour le nettoyage du GaN [23-26].

II.4.1.2 Etape 2: Isolation inter-composant

L'isolation de chaque composant est nécessaire afin de délimiter la zone de fonctionnement du transistor [27]. Cette isolation peut s'effectuer de deux manières différentes (voir figure II-10) :

- Gravure physico-chimique (Mesa).
- Implantation ionique (technologie planaire).

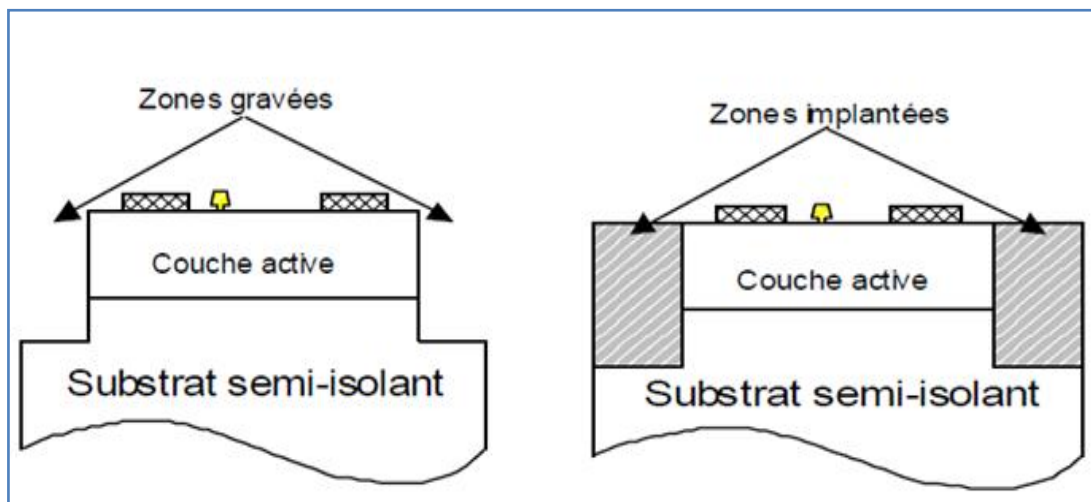


Figure II-10: Profils de gravures obtenues par les méthodes de gravure (à gauche) et d'implantation (à droite).

Dans le premier cas, l'isolation des composants peut être réalisée avant ou après la formation des contacts ohmiques. La gravure humide nécessite néanmoins une attention particulière concernant l'orientation de la couche tampon GaN. Dans ce cas, la gravure s'effectue suivant les plans réticulaires, ce qui limite l'utilisation de cette technique. La gravure sèche peut être isotrope ou anisotrope en fonction des conditions de plasma. Généralement, toute chimie composée d'un gaz chlore (comme le SiCl_4) permet de graver GaN avec plus de 20 nm/min. Ce procédé est utilisé pour réaliser l'isolation de composants de type MESFET GaN ou HEMT AlGaIn/GaN [27].

Dans le deuxième cas, pour augmenter le rendement de fabrication des composants, améliorer la fiabilité et conserver une technologie planaire, beaucoup de technologues réalisent l'isolation des composants par implantation ionique. Ce procédé consiste à briser le réseau cristallin pour le rendre amorphe, sous l'effet d'un bombardant ionique (énergie comprise entre 10 keV et 400 keV) de manière à obtenir un comportement isolant électrique. Cette étape ne peut se faire qu'après le recuit de contact ohmique, sous peine de réparer les

liaisons atomiques cassées lors de l'implantation et de dégrader l'isolation obtenue. Cette étape ne nécessite pas une grande précision, elle est par conséquent réalisée par lithographie optique. L'isolement du GaN par implantation ionique peut se faire en utilisant des ions argon, hydrogène, hélium, azote, oxygène, titane, chrome, ou fer [27].

II.4.1.3 Etape 3: Contact ohmique drain-source

Une étape de lithographie est réalisée pour définir ces contacts ohmiques. Les contacts ohmiques sur les matériaux III-N ont fait l'objet de nombreuses études [28,29], souvent autour d'une même association de métaux, en général basée sur le titane et l'aluminium. Il y a d'autres métaux qui sont utilisés comme l'or, le nickel, le platine, le molybdène ou le tantale. Les séquences d'empilement peuvent être les suivantes: Ti/Al/Ni/Au, Ti/Al/Ti/Au, Ti/Al/Mo/Au, Ti/Al/Pt/Au, Al/Ti/Ta, Ti/Al, Ti/Al/Au.

Le dépôt métallique est du Ti/Al (500 Å/1000 Å). Les épaisseurs typiques des différentes couches sont par exemple dans le cas des contacts réalisés en Ti/Al/Ti/Au de l'ordre de (200/1000/450/550 Å). Le dépôt des contacts ohmiques est suivi d'un recuit thermique rapide. Des températures de 800 à 950°C pendant une durée de l'ordre de 30 s sont couramment employées. Le recuit de contact produit une importante diffusion du titane dans les couches GaN et AlGaIn.

De cette diffusion résulte la création par réaction de différents alliages (TiN, AlN, TiAlNGa...) et préférentiellement de l'alliage TiN. Ce dernier, très bon conducteur électrique relie le gaz bidimensionnel d'électrons à la surface; et grâce au titane, on a une barrière efficace à la diffusion des autres matériaux dans le semiconducteur.

L'or est nécessaire pour améliorer la conductivité du contact, le nickel sert de barrière de diffusion entre l'aluminium et l'or. La réalisation de composants performants passe donc par l'optimisation de la résistivité des contacts ohmiques. Celle-ci est définie par la résistivité spécifique de contact (ρ_c en $\Omega \text{ cm}^2$).

A titre d'exemple, les contacts ohmiques réalisés en Ti/Al/Ni/Au présentent une résistivité de contact spécifique de l'ordre de $8.9 \times 10^{-8} \Omega \text{ cm}^2$.

Ceux réalisés en Ti/Al/Pt/Au présentent une résistivité de contact spécifique de l'ordre de $8.4 \times 10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$, et sont stables dans le temps [30]. Ceux réalisés en Ti/Al/Mo/Au présentent une résistivité de contact spécifique de l'ordre de $4.5 \times 10^{-7} \Omega \text{ cm}^2$, conduisant à des résistances de contact de $0.2 \Omega \text{ mm}$ [31].

La figure II-11 présente la résistance de contact de différents contacts ohmiques réalisés sur des couches GaN ou AlGaIn [32].

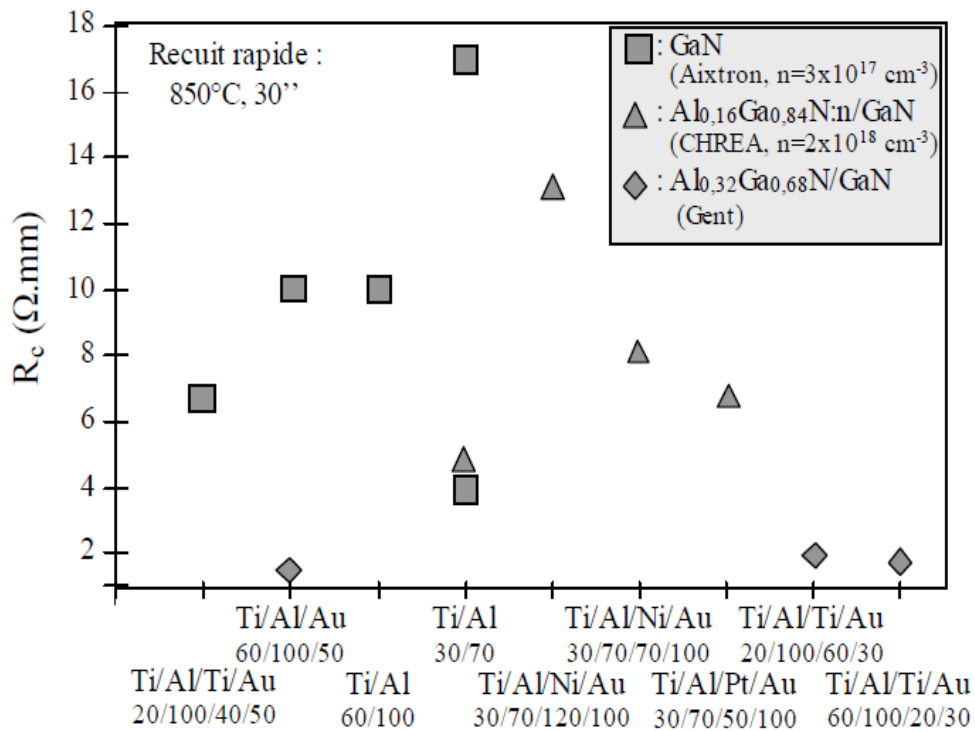


Figure II-11: Résistance de contact pour différents types de contacts ohmiques [33].

On peut constater que les plus faibles résistances de contact sur une couche $\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{N}$ sont obtenues en utilisant un empilement Ti/Al/Au, ou Ti/Al/Ti/Au. Pour les contacts réalisés en Ti/Al/Ti/Au, la rugosité de surface augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche d'or. Cette dernière doit donc être fine (500 Å). Enfin, les contacts réalisés en Ti/Al/Au (60/100/50 Å) ont montré une meilleure morphologie de surface que les contacts en Ti/Al/Ti/Au [33].

Des recherches ont été menées sur l'utilisation de tantale pour réaliser l'interface entre la couche AlGaIn et le contact ohmique [34]. Ces contacts sont réalisés avec un empilement Al(500 Å)/Ti(500 Å)/Ta(500 Å) et présentent une résistivité de $(5 \pm 2) \times 10^{-7} \Omega \text{ cm}^2$, valeur qui doit être comparée à $(7 \pm 1) \times 10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$ pour un contact réalisé en Al(200 Å)/Ti(1500 Å). L'équipe de Kumar [35] a montré l'efficacité d'un contact ohmique Mo/Al/Mo/Au avec une épaisseur globale de 70 nm et une température de recuit de 500°C à 600°C.

II.4.1.4 Etape 4: Contact Schottky

Les grilles sont déposées au masqueur électronique avec des longueurs de 0.15 μm à 0.5 μm , ou par photolithographie optique pour des longueurs de 0.7 à 1 μm . Les contacts Schottky les plus couramment réalisés sont Pt/Au, Ni/Au, Pt/Ti/Au, ou encore Pd/Au [36].

La figure II-12 présente les diagrammes des bandes d'énergie de valence et de conduction du métal de grille et du semiconducteur avant (a) et après mise en contact (b) à l'équilibre thermodynamique [37].

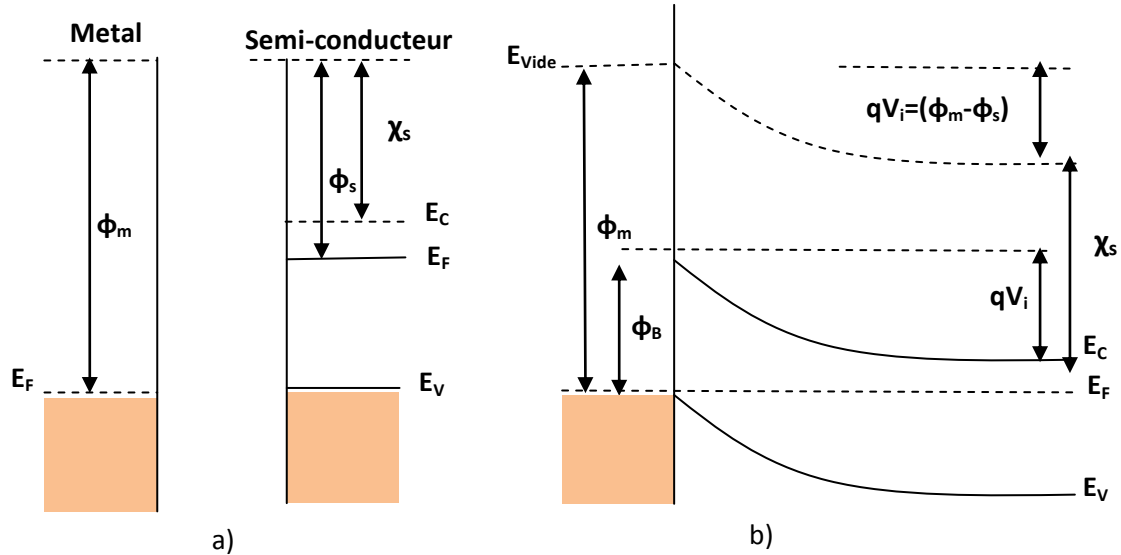


Figure II-12: Diagrammes des bandes d'énergie du métal et du semiconducteur avant et après mise en contact à l'équilibre thermodynamique.

Avant la mise en contact, les différents matériaux sont caractérisés par la position du niveau de Fermi par rapport au vide, c'est à dire ϕ_m pour le métal, et χ_s pour le semiconducteur. Lors de la mise en contact, les niveaux de Fermi s'alignent. Il en résulte une barrière de potentiel ϕ_b .

Le tableau II-3 donne la valeur de ϕ_m pour les principaux métaux intervenant dans la réalisation des contacts Schottky des HEMTs basés sur GaN.

	Métal				
	Pt	Ni	Pd	Au	Mo
$\phi_m(\text{eV})$	5.6	5.15	5.12	5.1	4.6

Tableau II-3: Valeurs de ϕ_m pour les principaux matériaux intervenant dans la réalisation des contacts Schottky des HEMTs basés sur GaN [36].

La hauteur de la barrière de potentiel ϕ_b du contact Schottky est donnée dans le cas idéal par l'équation :

$$\phi_b = \phi_m - \chi_s \quad \text{II-12}$$

où ϕ_m est le travail de sortie du métal, χ_s est l'affinité électronique du semiconducteur. La hauteur de la barrière de potentiel ϕ_b augmente avec le travail d'extraction du métal ϕ_m .

Le tableau II-4, ci-dessous regroupe les hauteurs de barrière Schottky dans les composants à base de GaN, et leur limite en température lors du fonctionnement du composant.

Métal	ϕ_m (eV)	Hauteur de barrière	Limite thermique
Pt	5.65	1.10 eV	400°C
Au	5.1	1.15 eV	575°C
Mo	4.6	1.12 eV	-
Ti	4.33	0.60 eV	-
Pd	5.12	0.95 eV	300°C
Ni	5.15	0.99 eV	600°C
Ag	4.3	0.90 eV	-
Ni/Au		0.97 eV	-
Cu	4.4	1.15 eV	

Tableau II-4: Les Hauteurs de barrière Schottky dans les composants à base de GaN et leurs limites en température lors du fonctionnement du composant [38].

II.4.1.5 Etape 5: Passivation

La passivation est réalisée à partir d'une couche diélectrique de protection déposée en surface d'un semiconducteur qui permet d'une part, de protéger le composant des agressions extérieures mais aussi de préserver l'état électrique de l'interface pour notamment gagner en fiabilité, lors du fonctionnement du composant aux conditions extrêmes (température, fort champ...). En effet, les semiconducteurs à base de GaN sont des matériaux polaires très sensibles à l'environnement extérieur. La rupture de la périodicité du réseau en surface du semiconducteur engendre la formation de liaisons pendantes. L'oxydation naturelle en surface du semiconducteur à température ambiante et l'absorption d'atomes étrangers entre autres, constituent les principaux défauts de surface à neutraliser.

La couche de passivation doit répondre à de nombreux paramètres :

- Une densité d'états d'interface la plus petite possible (pour limiter les fuites de courant en surface).

- Une résistivité électrique élevée.
- Un champ de claquage important pour une montée en puissance.
- Une permittivité électrique satisfaisante pour une meilleure homogénéité du champ.

De nombreuses études ont été menées sur les semiconducteurs III-N pour trouver un isolant adapté [39,40], à l'instar du SiO₂ pour le silicium. Le tableau II-5 résume les passivations usuelles pour le nitrure de gallium.

	Structure	Constante diélectrique	Champ électrique de claquage MV/Cm	Désaccord de maille avec le GaN
SiO ₂	amorphe	3.9	10	-
Si ₃ N ₄	amorphe	7	10	-
Ga ₂ O ₃		10-11.4	1-3	56%
AlN	amorphe	8.5	10-15	
Al ₂ O ₃	amorphe	9	>10	
MgO	NaCl	8	9.5	6.5%

Tableau II-5: Passivations communément utilisées sur GaN [39, 40].

En dépit des critères de choix imposés pour la sélection du diélectrique, le tableau II-5 montre que l'Al₂O₃ et l'AlN peuvent répondre favorablement aux besoins exprimés avec des permittivités importantes et un champ de claquage satisfaisant. Cependant, nous avons retenu le Si₃N₄ et le SiO₂ qui sont les diélectriques les plus communément utilisés pour la filière GaN. Le dépôt de ces matériaux a été effectué par la technique PECVD à 340°C.

II.4.1.6 Etape 6: Interconnexions

Les plots de contacts ohmiques sont prolongés et épaissis ainsi que le plot de connexion de grille par un dépôt de Ti/Pt/Au (50 nm/50 nm/600 nm) d'épaisseur totale de 700 nm.

II.4.1.6 Etape 7: Assemblage

Les étapes finales sont la métallisation de la face arrière des composants, la découpe de la plaquette et le montage des composants en boîtier voir (figure II-13). Les composants sont brasés à l'or/étain dans le boîtier. La brasure utilisée présente une épaisseur de 30 µm et le composant est connecté par des fils d'or thermo compressés.

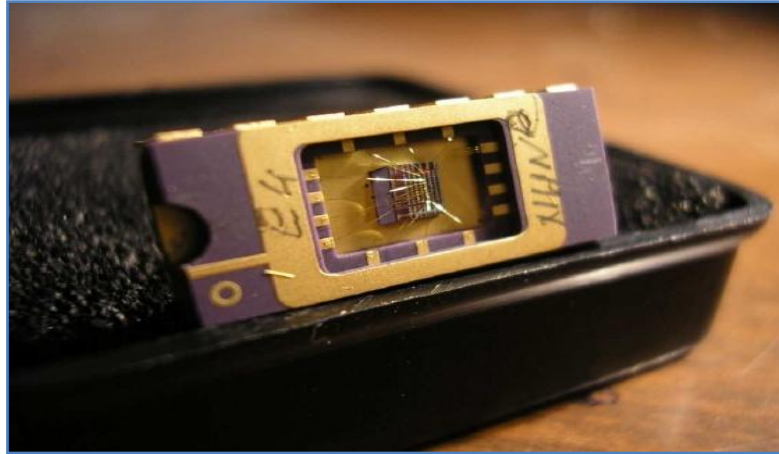


Figure II-13: Photo d'un HEMT encapsulé dans un boîtier.

II.4.2 Effets limitatifs des performances du transistor HEMT AlGaIn/GaN

A l'heure actuelle, les performances des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN n'ont pas atteint les prédictions théoriques que promettent les propriétés physiques des matériaux à base de GaN. On retrouve, synthétisés ci-dessous, les principaux effets limitatifs du fonctionnement du transistor HEMT AlGaIn/GaN:

- Les effets thermiques,
- Les pièges en surface et en volume,
- La tension de claquage,

II.4.2.1 Les effets thermiques

L'état thermique d'un composant résulte de la température ambiante et de l'auto-échauffement du transistor. Cet auto-échauffement se traduit par une puissance dissipée dépendant de la classe de fonctionnement du transistor et des performances RF de celui-ci vis-à-vis du signal injecté. L'augmentation de la température interne du composant entraîne une diminution de la mobilité des porteurs. La mobilité des électrons μ_n , à bas champ, en fonction de la température de réseau est donnée par :

$$\mu_n(T) = A_1 - A_2 \frac{T}{300} - A_3 \exp\left(A_4 \frac{T}{300}\right) \quad \text{II-18}$$

où A_1 , A_2 , A_3 et A_4 sont des constantes, T est la température du réseau [41]

Cette équation montre que la mobilité des électrons diminue avec la température. Les paramètres de l'équation sont donnés pour deux dopages différents (Tableau II-6). Cela se traduit par une chute de la puissance de sortie du dispositif.

GaN	A1 (cm ² /V.S)	A2 (cm ² /V.S)	A3 (cm ² /V.S)	A4 (cm ² /V.S)
$N_d=10^{15}/\text{cm}^{-3}$	634	204	80.9×10^3	4
$N_d=10^{17}/\text{cm}^{-3}$	120	0	4.9×10^3	1.88

Tableau II-6: Coefficient thermique en fonction du dopage [41].

En parallèle, l'effet de la température conduit à une fluctuation du courant. Elle est souvent liée à des fuites par le contact de grille et par le substrat. L'utilisation du substrat SiC permet une meilleure dissipation de la chaleur due à une conductivité thermique importante en comparaison par exemple au saphir.

II.4.2.2 Effets de pièges

Les pièges jouent également un très grand rôle dans la dégradation des performances des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN. En général, le mécanisme de piégeage consiste en la capture d'électrons par des défauts présents dans la structure et qui correspondent à un niveau énergétique dans la bande interdite.

Le « gate-lag » et le « drain-lag » sont deux phénomènes résultant de l'existence des pièges. Les effets de drain-lag, qui dépendent beaucoup de la qualité des substrats et des buffers [42] sont difficiles à résoudre, contrairement aux effets de gate-lag qui dépendent davantage des états de surface [43] et qui peuvent être annihilés par des techniques de passivation.

II.4.2.3 Pièges de surface dans un HEMT à base de GaN

Le modèle de piégeage des porteurs à la surface du composant est connu pour être lié aux donneurs ionisés localisés à la surface. Ces pièges qui sont à l'origine du gaz 2D peuvent aussi être une cause principale dans la limitation des performances du composant. Pour désorber le canal du transistor, l'application d'une polarisation inverse sur la grille égale à la tension de seuil induit, dans le cas idéal, un courant nul quelle que soit la polarisation appliquée sur le drain.

Toutefois, lorsque certains porteurs injectés sont piégés à l'interface métal/barrière, la désertion du canal devient partielle. Ces porteurs, qui peuvent aussi être piégés dans la zone d'accès grille drain, forment ainsi une grille virtuelle à la surface du composant. Ce mécanisme, présenté par Vetury et al [44] et supporté par beaucoup d'autres travaux, se produit lorsque les électrons sont injectés dans les pièges de surface par effet tunnel ou par saut de porteurs (hopping en anglais) sous l'effet d'un fort champ électrique dans la zone grille drain [45]. Mazzanti et al [46] ont montré que ces états de surface peuvent être à l'origine de l'effet de coude (kink en anglais) dans les structures HEMTs à base d'AlGaAs/GaAs. L'effet se manifeste par l'augmentation soudaine du courant I_{ds} lorsque la tension V_{ds} atteint une valeur élevée.

Les états de surface ayant piégé les électrons injectés par la grille finissent par les libérer sous l'effet du fort champ électrique dans la zone grille drain, ce qui explique ce changement brutal du courant I_{ds} .

Plusieurs techniques ont été reportées dans la littérature pour étudier ces états de surface. Koley et al [47] ont montré une corrélation entre la variation du potentiel de surface mesurée par microscopie atomique à sonde Kelvin (KFM) et le transitoire de capture des électrons par les pièges mesuré sur le courant de drain. Cet effet qui se produit dans la zone d'accès grille drain confirme le concept de la grille virtuelle proposé par Vetury.

D'autres techniques s'appuyant sur des mesures du taux de gate-lag suggèrent la présence de pièges à la surface responsables de l'effondrement (collapse en anglais) du courant de drain [48]. Les études effectuées par technique DLTS ont montré que ces pièges peuvent être réduits en effectuant un traitement de la surface par une couche de passivation SiN_x [49].

II.4.2.4 Les pièges dans la couche tampon de GaN

Le piégeage des électrons dans la couche tampon de GaN a été considéré comme l'une des principales causes des effets parasites dans les caractéristiques de sortie des composants [45, 48, 49]. En effet, sous de fortes tensions de polarisation du drain, les électrons chauds du canal sont injectés et capturés par les pièges dans la couche GaN. Cet effet provoque une désertion du canal et réduit le courant de sortie I_{ds} . Klein et al [50] ont effectué une étude comparative entre les défauts dans les structures HEMTs AlGaIn/GaN et les MESFETs à base de GaN. Ces travaux ont montré que le piégeage de porteurs dans les deux types de structures pourrait être dû aux dopants (carbone) qui se comportent comme des niveaux accepteurs. Ces dopants sont généralement utilisés pour la compensation de la couche tampon afin d'obtenir

une couche de GaN semi-isolante. Pour quantifier l'effet des pièges de la couche tampon sur la réduction du courant I_{ds} , plusieurs travaux ont opté pour les mesures du taux du drain-lag. Binari et al [51] ont montré, en utilisant des couches de GaN avec des résistivités différentes, que le taux du drain lag varie en fonction de la qualité de la couche tampon.

Les structures avec des couches de GaN optimisées (moins résistives) n'ont montré aucun lag sur le courant de drain. L'optimisation de la couche de GaN a permis de réduire la densité de défauts et de diminuer le courant de fuite dans la structure. Pour éviter le passage des porteurs injectés du canal vers la couche de GaN, Palacios et al [52] ont eu l'idée d'insérer une couche d'InGaIn dans le buffer de GaN à proximité du gaz 2D.

L'association de ce matériau d'une plus faible bande interdite avec le GaN forme une barrière arrière pour les électrons dans le canal. La localisation des pièges à la surface du composant ou dans la couche tampon n'élimine pas l'hypothèse que certains porteurs peuvent aussi être piégés dans la couche barrière. Khan et al [53] ont suggéré que sous un champ électrique moyennement fort ($V_{ds} < 20$ V), appliqué entre la grille et le drain, les électrons du canal peuvent être injectés dans la couche barrière d'AlGaIn. Piégés dans cette couche, les porteurs désertent davantage le canal et conduisent à une réduction du courant I_{ds} .

D'autres travaux ont étudié l'effet du champ électrique sur le mécanisme de piégeage/dépiégeage des porteurs dans la couche barrière. Ils ont montré l'existence de certains mécanismes de conduction assistés par les défauts dans la couche barrière lorsque les électrons sont injectés par la grille sous une polarisation négative. Ces mécanismes, tels que l'effet Poole-Frenkel ou la conduction par saut de porteurs (hopping) via les défauts, peuvent être à l'origine des anomalies liées au courant de fuite de la grille [51-53].

II.4.3 La tension de claquage

C'est un paramètre important des technologies HEMTs III-V puisqu'il constitue un net avantage sur ses concurrents. Il dépend principalement de la distance entre la grille et le drain du composant. Dans le cas de l'hétérojonction AlGaIn/GaN il est possible de trouver dans la littérature des champs de claquage compris entre 40 et 100 V/ μ m [54].

Cette distance grille/drain étant un des paramètres majeurs du champ de claquage elle est généralement déterminée en fonction du type d'applications souhaitées. Par exemple, pour des applications en bande S, il est typiquement de 4 μ m et pour la bande X de 2.5 μ m.

L'ajout de plaques de champs, aussi appelées Field plates (figure II-14), permet un étalement du champ électrique dans l'espace grille/drain. Comme nous l'avons vu

précédemment, elle influe notamment sur les pièges, elle permet également de repousser la tension de claquage [55].

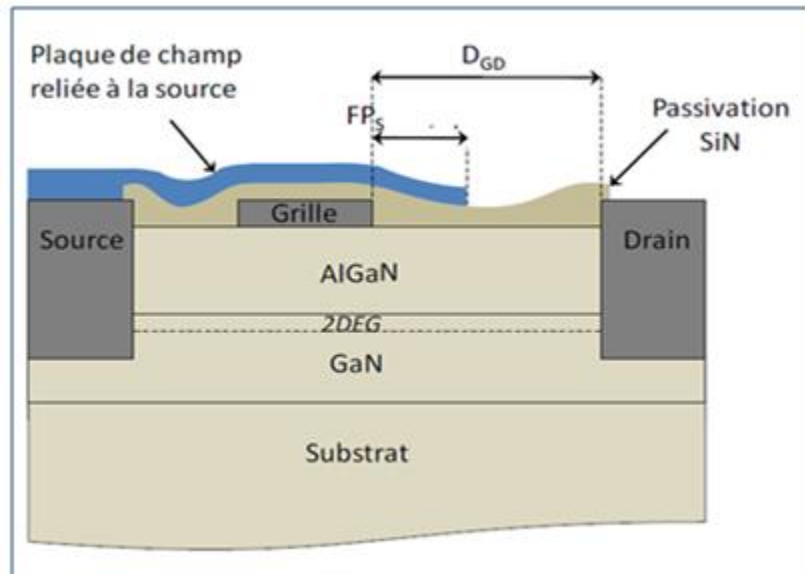


Figure II-14: Coupe d'un composant mettant en évidence les traitements de surface tels que la passivation et la plaque de champ de source [55].

II.5 Conclusion

Les HEMTs réalisés sur des hétérostructures à base de GaN sont en cours de développement notamment pour leurs potentialités en puissance et en hyperfréquence. Ce chapitre a eu pour objet de présenter la structure HEMT avec ses différentes couches et principes de fonctionnement. L'ensemble des techniques utilisées pour réaliser les transistors HEMT de type AlGa_N/Ga_N a été aussi présenté. Enfin, nous avons évoqué les limites des performances des transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) dans le système GaN.

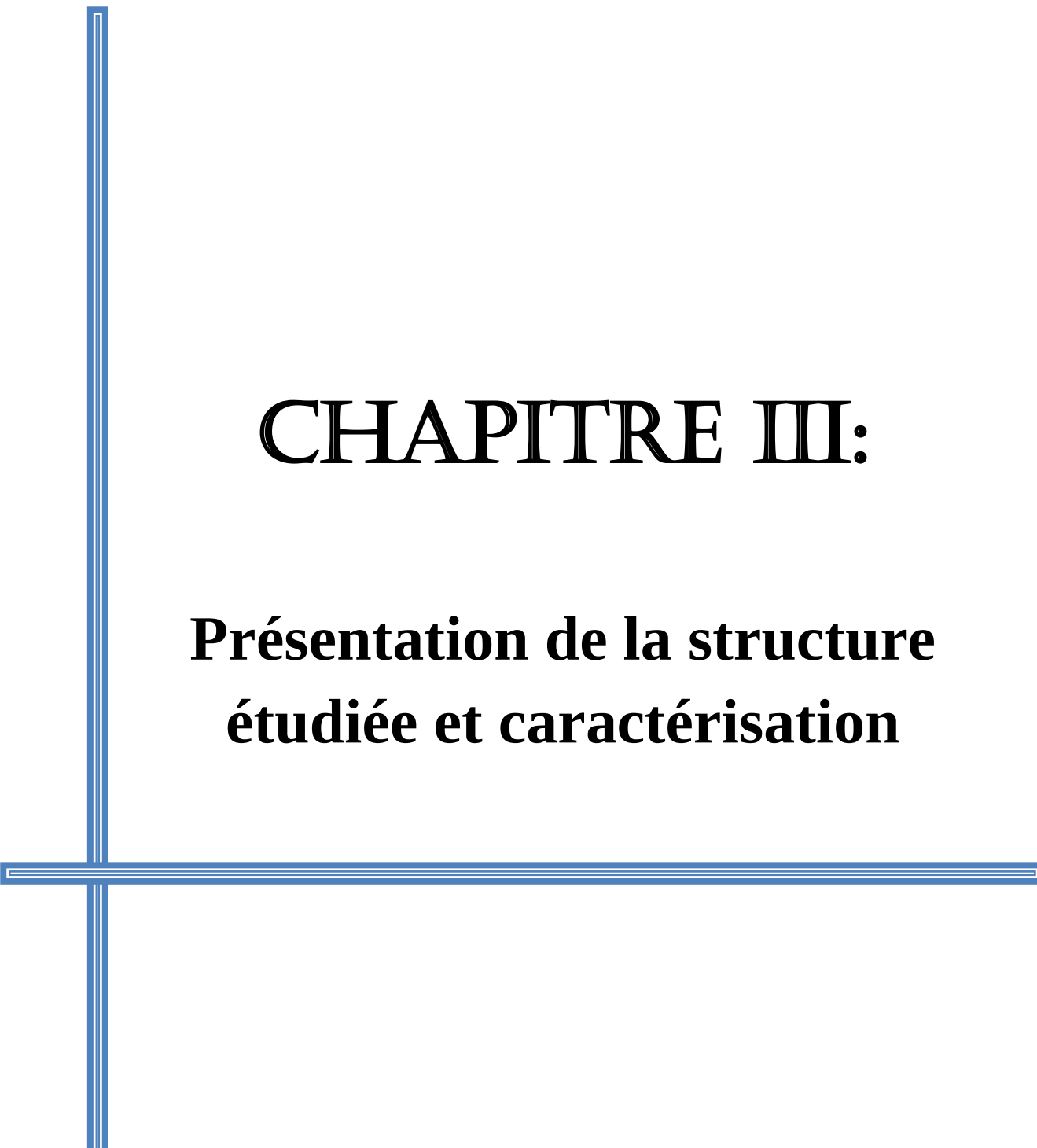
Bibliographie

- [1] S.M. Sze, “Semiconductor Devices - Physics and Technology“, ISBN0-471-87424-8, (1985).
- [2] M.E.A. Razatovo, Thèse de Doctorat de l’université Paris-Sud, France, (1998).
- [3] P. Pouvil, “ Composants semiconducteurs micro-ondes ”, Collection technologiques. Masson, (1994).
- [4] N. Vellas, Thèse de Doctorat de l’université de Lille1, France, (2003).
- [5] R. Aubry, Thèse de Doctorat de l’université de Lille1, France, (2004).
- [6] 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 , J. Appl. Phys. **87**, 334-344, (2000).
- [7] R.L. Anderson, “experiments on Ge-As heterojunctions”, solid state Electron. **5**, 341, (1962).
- [8] D. Jena, U.K. Mishra, Appl. Phys. Lett. **80**, 64, (2002).
- [9] N. Sarasin , Thèse de doctorat de l’université de Lille1, France, (2007).
- [10] S. M. Sze and K. NG. Kwok , “Physics of semiconductor devices”, Wiley, 3 editions, (2007).
- [11] H. Morkoc, “Handbook of Nitride Semiconductors and Devices”, Wiley-VCH, 1, (2008).
- [12] P. Ellinghaus, Mémoire de Magister, University of L’Aquila, Italie, (2011).
- [13] E. Mitani, M. Aojima, and S. Sano, Proceedings of the 2nd European Microwave Integrated Circuits Conference. 176 –179, (2007).
- [14] J. Johnson, E. Piner, A. Vescan, R. Therrien, P. Rajagopal, J. Roberts, J. Brown, S. Singhal, and K. Linthicum, IEEE Elect. Devi. Lett . **25**, 459 – 461, (2004).
- [15] T. Oku, Y. Kamo, and M. Totsuka, Thin Solid Films. **516**, 545 – 547, (2008).
- [16] T. Kikkawa, K. Makiyama, T. Ohki, M. Kanamura, K. Imanishi, N. Hara, and K. Joshin, physica status solidi (a) .**206**, 1135–1144, (2009).
- [17] M. Kuzuhara, Y. Ando, T. Inoue, Y. Okamoto, K. Kasahara, T. Nakayama, and H. Miyamoto, Elec. and Com. in Japan . **86** , 52–60, (2003).

- [18] H. Sun, A. Alt, H. Benedickter, E. Feltin, J.-F. Carlin, M. Gonschorek, N. Grandjean, and C. Bolognesi, *IEEE Elect. Devi. Lett.* **31**, 957–959, (2010).
- [19] O. Jardel, G. Callet, J. Dufraisse, N. Sarazin, E. Chartier, T. Reveyrand, M. Oualli, D. Lancereau, M. Di Forte Poisson, S. Piotrowicz, E. Morvan, and S. Delage, *Proceedings of the 5th European Microwave Integrated Circuits Conference* . 49–52, (2010).
- [20] J. Joh and J. del Alamo, *IEEE Elect. Devi. Lett.* **29**, 287–289, (2008).
- [21] E. Piner, S. Singhal, P. Rajagopal, R. Therrien, J. Roberts, T. Li, A. Hanson, J. Johnson, I. Kizilyalli, and K. Linthicum, “Device Degradation Phenomena in GaN HFET Technology: Status, Mechanisms, and Opportunities,” 1–4, (2006).
- [22] S. Singhal, A. Chaudhari, A. Hanson, J. Johnson, R. Therrien, P. Rajagopal, T. Li, C. Park, A. Edwards, E. Piner, I. Kizilyalli, and K. Linthicum, “GaN-On-Si Reliability: A Comparative Study Between Process Platforms” . 21–24, (2006).
- [23] S. Fernández, R. Peña, M. Rodrigo, M. Verdú, F. Sánchez, and M. Montojo, *Materials Science and Engineering B* **143**, 55–59, (2007) .
- [24] V. Reddy, P. Rao, and C. Ramesh, *Materials Science and Engineering B* **137**, 200–204, (2007).
- [25] J. Yang and J. Chen, *J. Alloys and Comp.* **419**, 312–318, (2006).
- [26] Y. Koide, T. Maeda, T. Kawakami, S. Fujita, T. Uemura, N. Shibata, and M. Murakami, *J. Electron. Mater.* **28**, (1999).
- [27] N. Benseddik, Thèse de doctorat de l’université Djillali Liabes de Sidi Bel abbes, Algérie, (2013).
- [28] J. Ho, C. Jong, C. Chiu, C. Huang, K. Shih, L. Chen, F. Chen, and J. Kai, *J. appl. Phys.* **86**, 4491, (1999).
- [29] Y. Koide, T. Maeda, T. Kawakami, S. Fujita, T. Uemura, N. Shibata, and M. Murakami, *J. Electron. Mater.* **28**, 341–346, (1999).
- [30] C. T. Lee and H. W. Kao, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2364–2366, (2000).
- [31] D. Selvanathan, L. Zhou, V. Kumar, and I. Adesida, *Phys. Stat. Sol. (a)* **194**, 583, (2002).

- [32] E. Muñoz, A. Jiménez, J. A. Garrido, J. M. Tirado, R. Ranchal, F. Calle, E. Calleja (ESAContract 13519/99/NL/MV: GaN), (2001).
- [33] D. Qiao, L. Jia, L. S. Yu, P. M. Asbeck, S. S. Lau, S.-H. Lim, Z. Liliental-Weber, T. E. Haynes and J. B. Barner. J .Appl. Phys. **89**, 5543, (2001).
- [34] V. Kumar, D. H. Kim, A. Basu, and I. Adesida, IEEE Elect. Devi. Lett , **29**, 18(2008).
- [35] B. J. Zhang, T.Egawa, GY. Zhao, H.Ishikawa, M. Umeno, T. Jimbo.Appl. Phys. Lett.**79**, 16, 2567, (2001).
- [36] A. M. Malik, Thèse Doctorat, Université de Stuttgart, Allemagne, (2003).
- [37] R. Aubry, Thèse Doctorat, Université de Lille, France, (2004).
- [38] M. H. Wong “GaN materials and applications” School of Electrical and Computer Engineering, Cornell University, (2004).
- [39] T. Tsuruoka, M. Kawasaki, S. Ushioda, R. Franchy, Y. Naoi, T. Sugahara, S. Sakai, and Y.Shintani, Surface Science. **427**, 257 – 26, (1999).
- [40] L. Lin, Y. Luo, P. Lai, and K. M. Lau, Thin Solid Films. **515**, 2111–2115, (2006).
- [41] B. Benbakhti , Thèse de doctorat, de l’université Lille1, France, (2006).
- [42] W. Mickanin, P. Canfield, E. Finchem, B. Odekirk, IEEE GaAs IC Symposium.Dig, 211-214 (1989).
- [43] J. C. Huang et al , IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, **41**, 752-759, (1993).
- [44] R. Vetury, N. Zhang, S. Keller and U. Mishra , IEEE transactions on electron devices. **48**, 560 –566, (2001).
- [45] W. S. Tan, P. A. Houston, P. J. Parbrook, D. A. Wood, G. Hill and C. R. Whitehouse, Appl. Phys. Lett. **80**, 3207–3209, (2002).
- [46] A. Mazzanti, G. Verzellesi, C. Canali, G. Meneghesso, and E. Zanoni, IEEE Elect. Devi. Lett. **23**, 383 –385, (2002).
- [47] G. Koley, V. Tilak, L. Eastman, and M. Spencer, IEEE transactions on electron devices Electron Devices. **50**, 886 – 893, (2003).
- [48] S. Binari, K. Ikossi-Anastasiou, W. Kruppa, H. Dietrich, G. Kelner, R. Henry,D. Koleske, and A. Wickenden, MRS Proceedings. **572** , 541, (1999).

- [49] A. Vertiatchikh, L. Eastman, W. Schaff and I. Prunty, *Elec Lett.* **38**, 388-389, (2002).
- [50] P. B. Klein and S. C. Binari, *Journal of Physics: Condensed Matter*. **15**, 1641, (2003).
- [51] S. Binari, K. Ikossi, J. Roussos, W. Kruppa, D. Park, H. Dietrich, D. Koleske, A. Wickenden, and R. Henry, *Electr. Dev., IEEE Transactions on* . **48**, 465 –471, (2001).
- [52] T. Palacios, A. Chakraborty, S. Heikman, S. Keller, S. Den Baars and U. Mishra, *IEEE Electr. Dev. Lett.* **27**, 13–15, (2006).
- [53] M. Khan, M. Shur, Q. Chen, and J. Kuznia, *Electronics Letters*, **30**, 2175 –2176, (1994).
- [54] E. Arslan, S. Bütün and E. Ozbay . **94**, 142106, (2009).
- [55] J. Dufraisse , G. Callet, O. Jardel , E. Chartier , N. Sarazin , S. Piotrowicz , M. A. Di Forte Poisson , P. Bouysse , R. Quéré , S. L. Delage , *Proceedings of the 6th European Microwave Integrated Circuits Conference*, 140-143, (2011).



CHAPITRE III:

**Présentation de la structure
étudiée et caractérisation**

III.1 Introduction

Les transistors HEMTs à base de nitrure de gallium (AlGaN/GaN) présentent de nombreux avantages en tant que dispositifs électroniques destinés à fonctionner à haute température et à forte puissance (tension de claquage élevée, excellente conductivité thermique, etc ...).

A cette fin, les transistors à effet de champ à haute mobilité électronique (HEMTs) se révèlent être particulièrement intéressants. Cependant, ces transistors sont encore en voie de recherche d'amélioration de leur comportement électrique qui est plus ou moins stable.

L'étude des mécanismes physiques responsables des dégradations des transistors HEMTs s'appuie sur plusieurs phases de caractérisations. L'analyse du contact Schottky de ce type de dispositifs est l'une des étapes indispensables pour la compréhension des effets qui limitent les performances des composants (courant de fuite, abaissement de la barrière, etc ...).

Dans ce chapitre, nous allons présenter la structure technologique du transistor HEMT étudié et le matériel utilisé pour la caractérisation électrique. Les caractéristiques électriques obtenues par les mesures sur ces structures, telles que les mesures courant-tension $I_g(V_{gs})$, capacité- tension $C_{gs}(V_{gs})$ et les mesures en régime statique $I_{ds}(V_{ds})$, $I_{ds}(V_{gs})$ et $g_m(V_{gs})$ suivies de l'extraction des paramètres pour les deux plaques appelées KQ031 et AEC1388 respectivement seront présenter. De l'analyse des résultats obtenus découleront des informations sur la qualité des structures étudiées.

III.2 Présentation et structures des transistors HEMTs

III.2.1 Présentation des structures HEMTs

Les structures HEMTs étudiées sont réalisées à partir des motifs de test, appelés PCM (Process Control Monitor). Dans ces motifs, on trouve des FATFETs (FAT-Field Effect Transistors) qui sont des transistors à grande surface de grille, des GTLM (Gated Transmission Line Method) qui correspondent à des composants HEMTs à longueurs de grilles variables, des transistors à grille unique et à multiples doigts de grille (figure III-1).

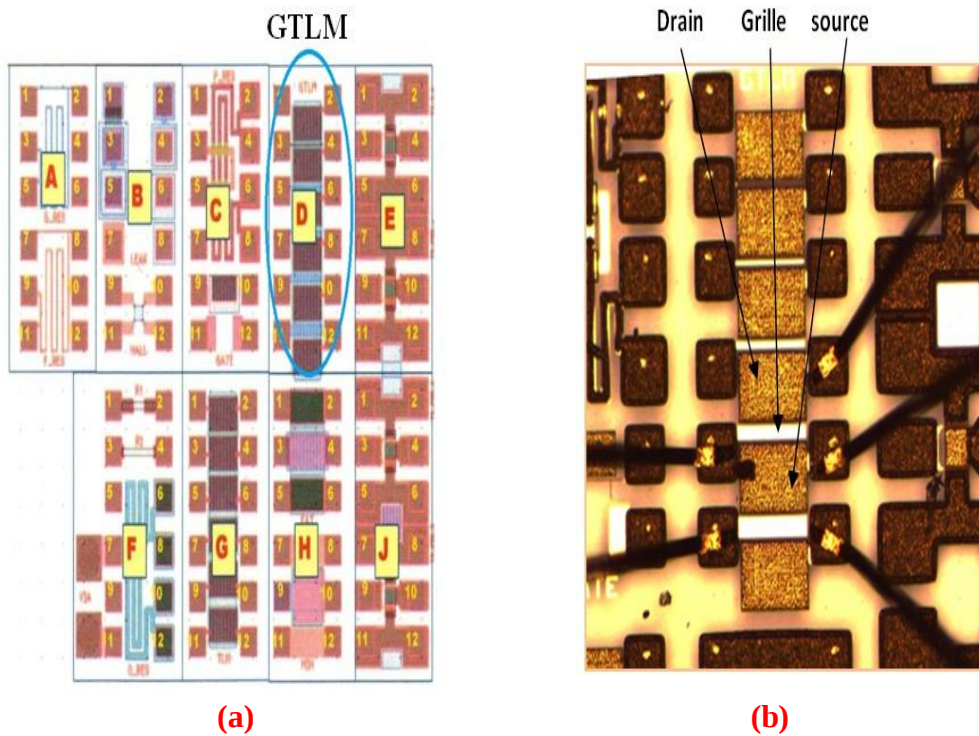


Figure III-1: Exemple d'un motif de test (PCM) (a), Une image prise par microscope optique présentant la structure étudiée(b).

Nous nous sommes intéressés aux structures à base de motif GTLM. La figure III-1(b) présente le composant HEMTs câblé. Dans cette figure est représentée la structure prise par microscope optique, des HEMTs à différentes longueurs de grilles.

Les structures HEMTs étudiées au cours de ce travail ont été fournies par l'équipe du laboratoire de l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL de l'INSA de Lyon) et réalisées par Alcatel-Thalès III-V Lab.

III.2.2 Structure des transistors HEMTs

Les structures HEMTs étudiées dans cette thèse correspondant à deux plaques différentes nommées KQ031 et AEC1388. Elles sont constituées du même type de couches correspondant à la fabrication des structures HEMTs conventionnelles basée sur l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}/\text{GaN}$, les plaques ont été encapsulées en boîtier de circuit intégré (figure III-2).



Figure III-2: Photographie du HEMT encapsulé dans un boîtier de circuit intégré.

La croissance de ces structures est réalisée par la technique de dépôt chimique en phase vapeur aux organo-métalliques à basse pression (LP-MOCVD : Low Pressure Metal Organic Chemical Vapor Deposition) sur un substrat SiC.

La nucléation se fait par l'intermédiaire d'une couche sur laquelle est déposée la couche tampon de GaN non intentionnellement dopée et d'épaisseur $1.2\ \mu\text{m}$ dans le cas de la plaque KQ031 et $1.7\ \mu\text{m}$ pour la plaque AEC1388.

Cette couche, suffisamment épaisse, joue le rôle d'un substrat pour les couches superficielles. Sur cette couche est déposé l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ avec une épaisseur et un pourcentage en aluminium correspondant à chaque plaquette (tableau III-1). Cette couche est non intentionnellement dopée.

	KQ031	AEC1388
Fraction molaire (x) en Al	$x_{Al} = 0.28$	$x_{Al} = 0.24$
Longueur de grille	30 μm	30 μm
Largeur de grille	125 μm	125 μm
Passivation	SiO ₂ /SiN	SiO ₂ /SiN
Epaisseur AlGaN(nm)	25 nm	22 nm
Epaisseur GaN(nm)	1.2 μm	1.7 μm
Substrat	SiC	SiC

Tableau III-1: Caractéristiques technologique des deux plaques KQ031 et AEC1388.

Les contacts ohmiques sont réalisés par un empilement de couches de titane (12 nm), d'aluminium (200 nm), de nickel (40 nm) et d'or (100 nm) déposées par évaporation au canon à électrons. Cet empilement est ensuite recuit sous atmosphère d'azote à 900°C durant 30 secondes. L'isolation des composants est obtenue par implantation ionique d'hélium suivie d'un recuit sous atmosphère d'azote. Les contacts Schottky de la grille sont constitués d'une bicouche de molybdène (40 nm) et d'or (300 nm) déposées par évaporation au canon à électron.

Les composants sont passivés par le dépôt d'une couche de diélectrique SiO₂ (100 nm) suivi par le dépôt d'une couche de Si₃N₄ (50 nm). Sur la figure III-3 sont représentées l'architecture de la structure HEMT étudiée et une image prise au microscope électronique.

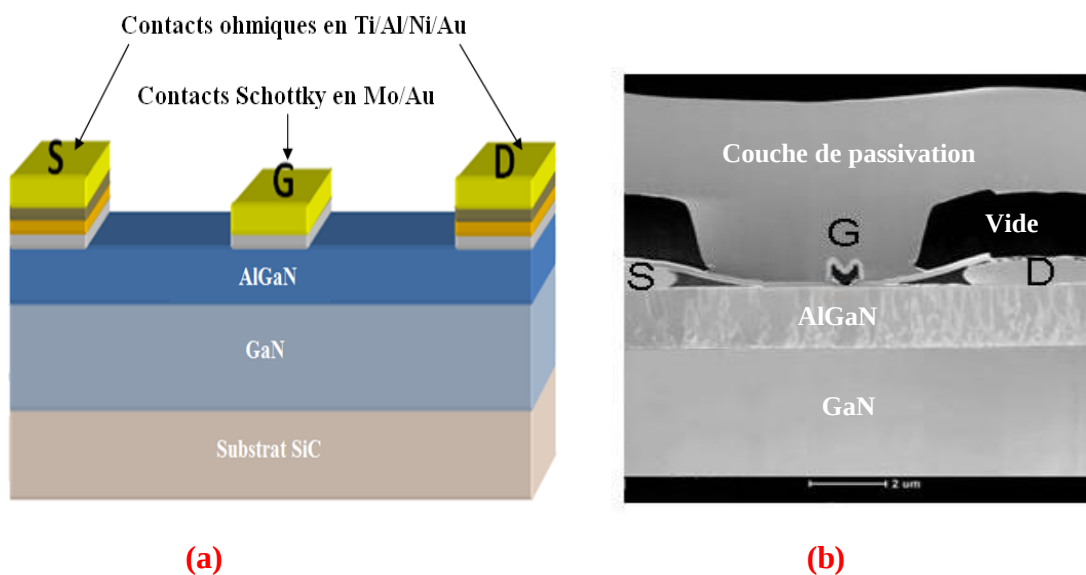


Figure III-3: L'architecture de la structure HEMT étudiée (a), Image prise au microscope électronique d'un transistor HEMT (b) (image TEM III-V Lab).

III.3 Mesures en régime statique

Des mesures en régime statique ont été effectuées sur chacune des structures décrites au paragraphe précédent (KQ031 et AEC1388). Les caractéristiques statiques des transistors de chaque plaquette comprennent :

- La caractéristique d'entrée I_g en fonction de V_{gs} en direct et en inverse qui permet de déterminer les valeurs des paramètres suivants:
 - Le facteur d'idéalité n
 - Le courant de saturation I_s
 - La résistance série R_s
 - La hauteur de barrière de potentiel $\phi_{b(I-V)}$
 - Le courant de fuite I_g en inverse
- La caractéristique C_g en fonction de V_{gs} qui permet de déterminer les valeurs des paramètres suivants:
 - La densité des électrons n_s dans le canal 2 DEG
 - La densité d'états d'interface N_{ss}
 - Le dopage N_d
 - La tension de diffusion V_d
 - La fréquence de transition f_t
- La caractéristique de sortie, I_{ds} en fonction de V_{ds} pour différentes valeurs de tension de grille V_{gs} qui permet de définir le courant de saturation maximal I_{dsmax} .
- La caractéristique de transfert I_{ds} en fonction de V_{gs} qui permet de déterminer graphiquement la valeur de la tension de seuil (ou de pincement) V_{th} .
- La caractéristique transconductance g_m en fonction de V_{gs} qui permet de déterminer la transconductance maximale g_{mmax} .

Les mesures statiques peuvent révéler différents mécanismes de défaillance qui agissent directement sur les caractéristiques de sortie. Dans ce cadre, nous avons focalisé les mesures sur les transistors des deux plaques KQ031 et AEC1388 afin d'analyser plusieurs effets.

Les mesures courant-tensions ont été effectuées à l'aide de l'analyseur HP 4155B lié à un porte échantillon.

Les mesures capacité-tension $C_g(V_{gs})$ ont été effectuées à l'aide de l'analyseur Agilent HP 4284A variable en fréquence dans la gamme de 20 Hz-100 MHz.

Toutes ces mesures sont effectuées à la température ambiante et à l'obscurité.

Les mesures $I_g(V_{gs})$ en fonction de la température dans une gamme entre 77 K et 500 K ont été réalisées uniquement sur le transistor de la plaquette KQ031.

III.4 Caractéristiques statiques de la plaque KQ031

La première partie de nos travaux expérimentaux porte sur La plaque KQ031, un transistor HEMT avec une longueur de grille $L_g = 30 \mu\text{m}$, une largeur de grille $W_g = 125 \mu\text{m}$ et d'un pourcentage en aluminium de 28 %.

III.4.1 Caractéristiques d'entrée

Les caractéristiques d'entrée regroupent les mesures courant-tension et capacité-tension de la structure Schottky du HEMT et l'extraction des paramètres.

III.4.1.1 Caractéristiques $I_g = f(V_{gs})$

La figure III-4 illustre schématiquement le banc de mesure courant-tension.

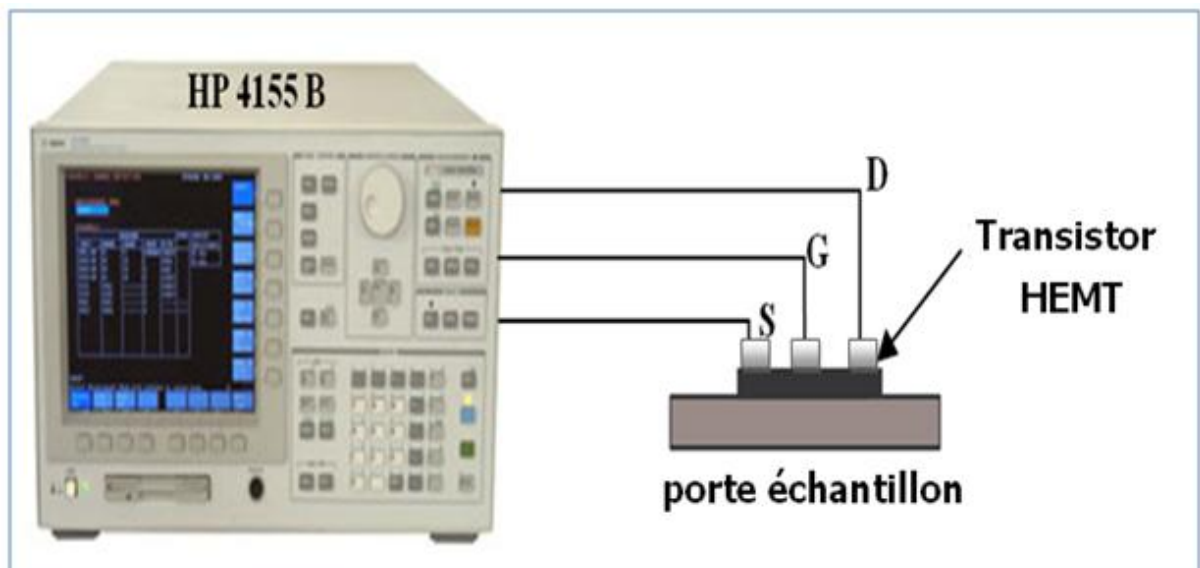


Figure III-4: Représentation du banc de mesure HP 4155 B pour la caractérisation courant-tension.

L'étude du courant Schottky du transistor est l'une des étapes de caractérisation indispensable pour la compréhension d'un grand nombre de phénomènes physiques qui limitent les performances des composants. Ces limitations sont bien souvent liées à des défauts intrinsèques au matériau par lequel le dispositif a été réalisé ou alors, à la technologie de fabrication de celui-ci. Donc l'étude du courant de grille via la caractéristique $I_g(V_{gs})$ est le meilleur moyen d'évaluer la qualité du contact Schottky de grille. En configuration diode, une tension V_{gs} est appliquée en conditions de polarisation en direct ($V_{gs} > 0$) comme en inverse ($V_{gs} < 0$) dans le but de relever les propriétés du contact Schottky. Les propriétés recherchées sont : le facteur d'idéalité n , le courant de saturation I_s , La résistance série R_s , la hauteur de barrière de potentiel ϕ_b et le courant de fuite I_g .

La figure III-5 illustre l'évolution du courant de grille en fonction de la tension de la grille appliquée pour une longueur de grille $L_g = 30 \mu\text{m}$. La structure étudiée a été testée en polarisation directe (de 0 V à 4 V) et en inverse jusqu'à -5 V, à température ambiante et dans l'obscurité.

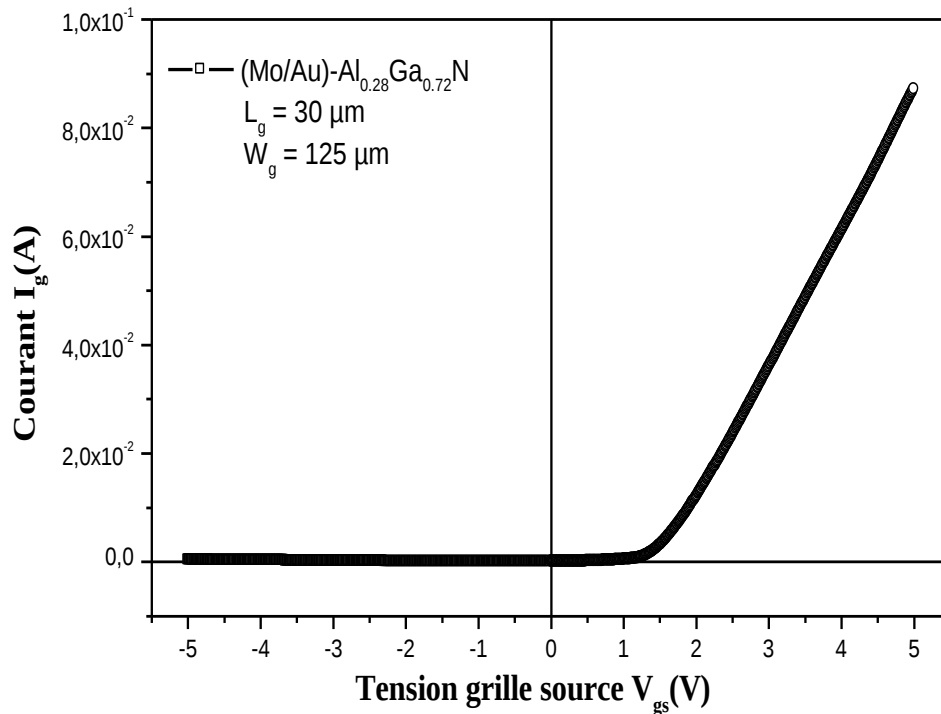


Figure III-5: Caractéristique $I_g(V_{gs})$ expérimentale en polarisation directe et inverse d'un HEMT $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}/\text{GaN}$ (KQ031) avec $L_g = 30 \mu\text{m}$, $W_g = 30 \mu\text{m}$.

III.4.1.1.a Caractéristique $I_g(V_{gs})$ en polarisation directe

La figure III-6 illustre l'évolution du courant de grille en fonction de la tension appliquée en échelle logarithmique.

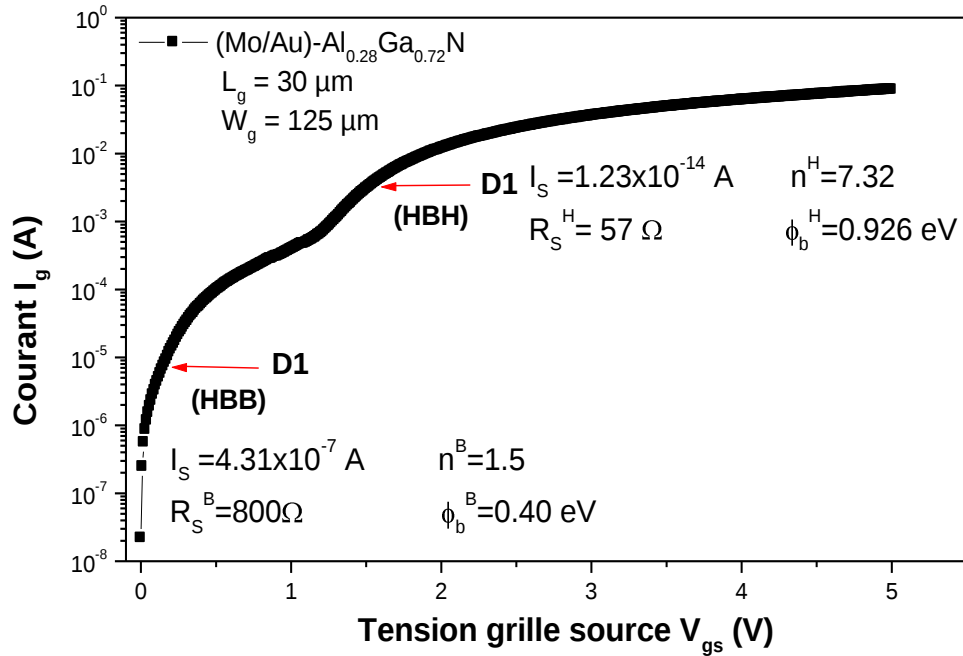


Figure III-6: Caractéristique $I_g(V_{gs})$ (KQ031),

HBB: Hauteur de barrière Schottky basse, HBH: Hauteur de barrière haute

Au premier ordre, l'analyse des valeurs expérimentales du courant en direct $I_g(V_{gs})$ se fait par le modèle thermoionique pur décrit par la formule II-12 (chapitre II). L'expression de ce courant en fonction de la tension est de la forme suivante:

$$I_g = I_s \left[\exp \left(q \frac{V_{gs}}{nKT} \right) \right] \quad \text{III-1}$$

De là, on peut extraire le facteur d'idéalité de la relation:

$$n = \frac{q}{KT} \left[\frac{dV}{d(\ln I_g)} \right] \quad \text{III-2}$$

A partir de la relation III-1 on peut déduire la hauteur de barrière ϕ_b qui s'exprime par:

$$\phi_b = \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{SA^*T^2}{I_s} \right) \quad \text{III-3}$$

Avec A^* la constante de Richardson effective qui est égale à 30.09 pour le $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$, S la section de la grille ($S = W_g L_g$) du matériau qui est égale à $3.75 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ et T la température prise est égale à 300 K.

La caractéristique représentée par la figure III-6, concernant la plaque KQ031, présente une anomalie du comportement de la caractéristique $I_g(V_{gs})$. En effet, nous observons la présence de deux pentes, un phénomène déjà observé par Morrison et al. [1] et Defives et al. [2], qui indique la présence de deux diodes.

La première diode a une hauteur de barrière Schottky basse (HBB) ϕ_b^B , un facteur d'idéalité n^B et une surface noté S_B , la seconde diode a une hauteur de barrière haute (HBH) ϕ_b^H , un facteur d'idéalité n^H et une surface S_H .

La caractéristique $I_g(V_{gs})$ indique la présence d'une résistance série. Dans ce cas cette résistance est déterminée à partir de l'équation suivante :

$$\text{Pour la diode HBB} \quad R_s^B = \frac{R_c}{S\varepsilon} \quad \text{III-4}$$

et

$$\text{Pour la diode HBH} \quad R_s^H = \frac{R_c}{S(1-\varepsilon)} \quad \text{III-5}$$

avec R_c la résistance de contact et ε un facteur lié aux surfaces des deux diodes HBB et HBH. Du rapport des deux équations III-4 et III-5 et connaissant les valeurs de R_s^B et R_s^H , On déduit la valeur de ε et par suit la surface de la première diode (D_1 : HBB) S_B et la surface de la deuxième diode (D_2 : HBH) S_H . La première diode D_1 (HBB) présente une surface de grille plus petite ($S_B = 3.1 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$) et que la deuxième diode D_2 (HBH) présente une surface de grille plus élevée ($S_H = 3.44 \times 10^{-5}$).

On peut évaluer la résistance série à partir de la pente de la caractéristique pour des valeurs de tension élevées. La résistance série définie par $R_s = \frac{\Delta V}{I}$ est de l'ordre 800 Ω pour la première diode et de 57 Ω pour la deuxième diode.

Les paramètres évalués tels que le facteur d'idéalité, le courant de saturation, la hauteur de barrière et la résistance série que nous avons extrait de cette courbe sont respectivement :

$S_B = 3.1 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$, $n^B = 1.5$, $I_s = 4.31 \times 10^{-7} \text{ A}$, $\phi_b^B = 0.4 \text{ eV}$ et $R_s^B = 800 \Omega$ pour la première diode D_1 (HBB) et $S_H = 3.44 \times 10^{-5}$, $n^H = 7.32$, $I_s = 10^{-14} \text{ A}$, $\phi_b^H = 0.926 \text{ eV}$ et $R_s^H = 57 \Omega$ pour la diode deuxième D_2 (HBH).

III.4.1.1.b Caractéristiques $I_g=f(V_{gs})$ en polarisation inverse

La figure III-7 représente la caractéristique du courant I_g en fonction de la tension inverse V_{gs} . On observe que la structure HEMT $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}/\text{GaN}$ présente un courant de fuite I_g de l'ordre de $3 \times 10^{-4} \text{ A}$ pour une tension en inverse supérieure à -5 V .

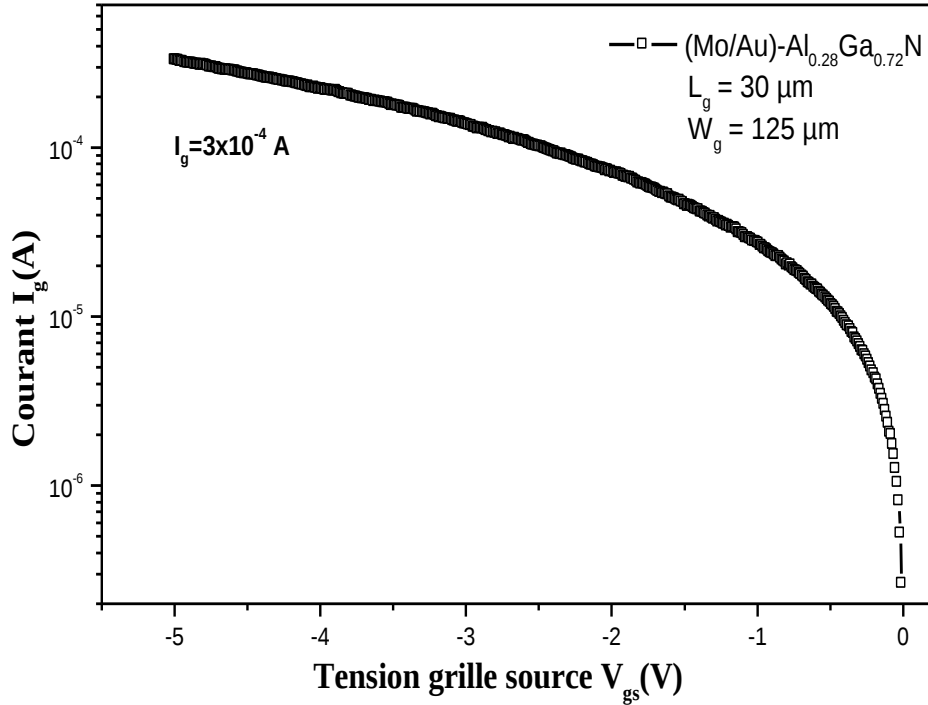


Figure III-7: Courant de la grille $I_g(V_{gs})$ (KQ031) en polarisation inverse.

Les paramètres électriques évalués à partir de la caractéristiques $I_g=f(V_{gs})$ pour la structure HEMT $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}/\text{GaN}$ sont regroupés dans le tableau III-2:

$(\text{Mo}/\text{Au})/\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$	$I_s \text{ (A)}$	n	$R_s(\Omega)$	$\phi_b \text{ (I-V) (eV)}$	$I_g \text{ (A)}$
Première région D_1	4.37×10^{-7}	1,5	800	0.40	3×10^{-4}
Deuxième région D_2	1.23×10^{-14}	7.32	57	0.926	

Tableau III-2: Paramètres électriques de la structure HEMT $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}/\text{GaN}$ (KQ031) déduits de la caractéristique $I_g=f(V_{gs})$.

III.4.1.2 Caractéristique capacité -tension

La figure III-8 illustre schématiquement le banc de mesure capacité-tension.

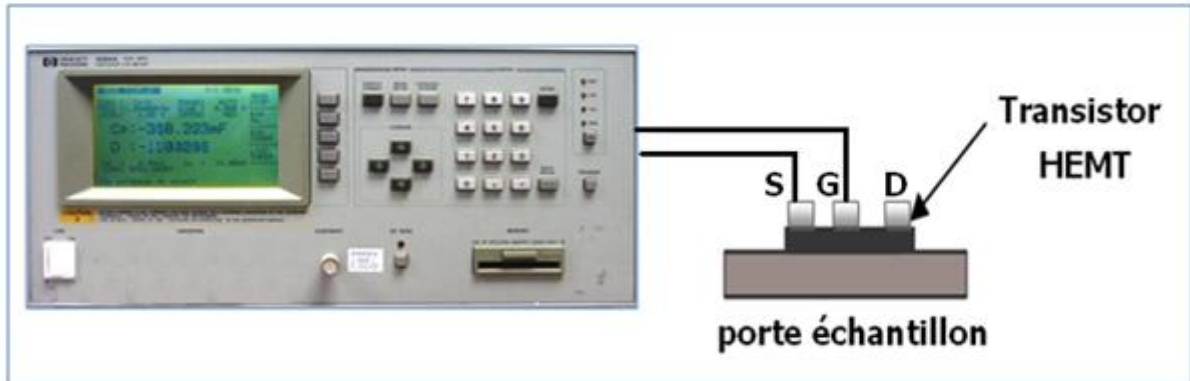


Figure III-8: Représentation du banc de mesure Agilent HP 4284A pour la caractérisation capacité-tension.

III.4.1.2.1 Estimation de n_s

L'analyse de la caractéristique capacité-tension permet la détermination de la distribution de la densité d'électrons n_s du gaz 2D. Pour valider la présence d'un gaz 2D d'électrons, les mesures de capacité ont été réalisées entre la grille et la source du composant à une fréquence de 1 MHz (Figure III-9).

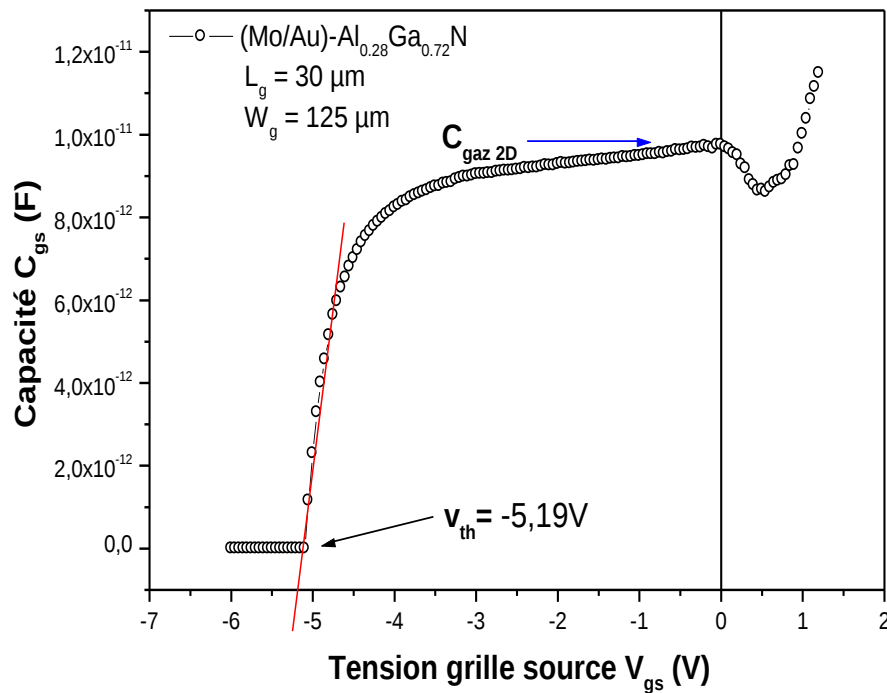


Figure III-9: Caractéristique capacité-tension $C_{gs}(V_{gs})$ (KQ031).

La valeur de la densité d'électrons n_s du gaz 2D est déterminée expérimentalement à partir de l'équation suivante [3]:

$$n_s = \int \frac{C_{\text{gaz2D}} dv}{qS} \quad (V: 0 - V_{\text{th}}) \quad \text{III-6}$$

Avec $C_{\text{gaz 2D}}$ la capacité du gaz 2D, q la charge, S la section de la grille. La valeur de la capacité du gaz 2D déterminée à partir de la courbe est de l'ordre de 9.18 pF et la tension de seuil $V_{\text{th}} = -5.19$ V. La valeur de la densité d'électrons n_s du gaz 2D est de l'ordre de $7.81 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$.

Nous avons observé la présence d'une pente négative dans l'intervalle 0 V à 0,5 V, ce phénomène a été déjà observé par J. Osvald [4] et a été interprété par la présence d'une densité d'états d'interface de type accepteurs à l'interface AlGaN/GaN.

III.4.1.2.2 Exploitation de la caractéristique $1/C^2$

III.4.1.2.2.a Détermination du dopage et de la hauteur de barrière

Pour calculer la tension de diffusion V_d ainsi que la concentration de dopage N_d , nous avons tracé la caractéristique $1/C^2$ en fonction de la tension V_{gs} (figure III-10).

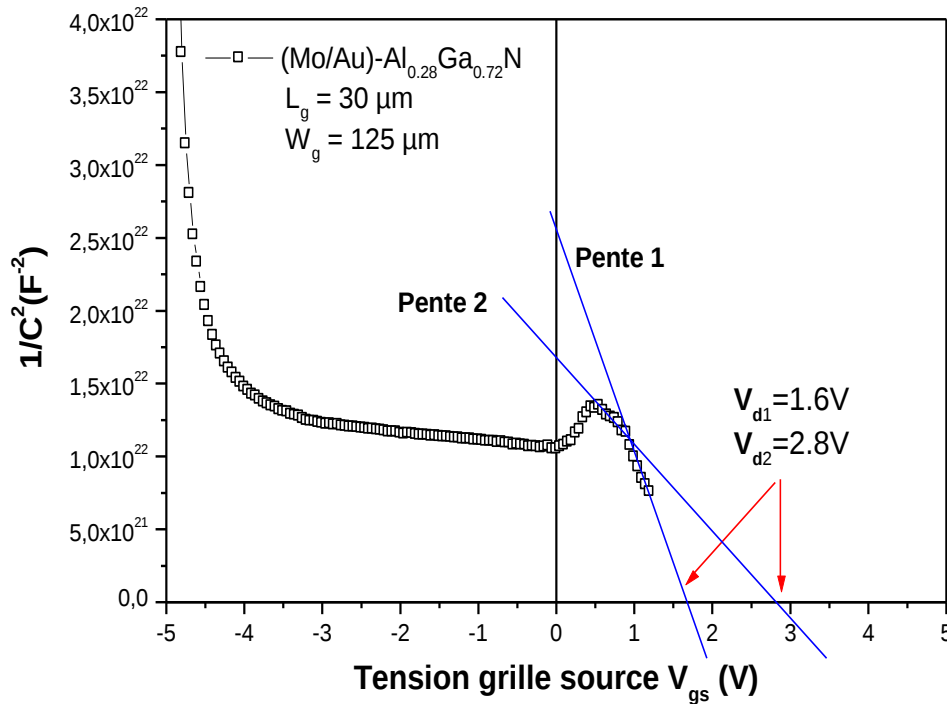


Figure III-10: Caractéristiques $1/C^2(V)$ de la structure (Mo/Au)-Al_{0.28}Ga_{0.72}N/GaN(KQ031).

La concentration de dopage N_d est déduite de la pente de courbes $1/C^2 = f(V_{gs})$ en utilisant l'équation suivante [3]:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{q\epsilon_s N_d S^2} (V_d - V) \quad \text{III-7}$$

Nous observons à partir du tracé $1/C^2 = f(V_{gs})$ la présence de deux pentes, impliquant la présence de deux couches en surface avec deux dopages différents et deux hauteurs de barrière différentes.

La pente de la courbe permet de déterminer la valeur de la concentration du dopage et l'extrapolation de la droite à $1/C^2 = 0$ donne la tension de diffusion V_d .

A partir de l'équation III-7, on peut également calculer la valeur de la hauteur de barrière Schottky [6].

$$\phi_b = V_d + \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right) \quad \text{III-8}$$

avec $N_c = 3.32 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

A partir des équations III-6, III-7 et III-8, on a pu déterminer la valeur de la concentration du dopage, la tension de diffusion et la hauteur de barrière Schottky de la structure (Mo/Au)Al_{0.28}Ga_{0.72}N / GaN (tableau III-3).

(Mo/Au)Al_{0.28}Ga_{0.72}N / GaN	Surface cm²	N_d (cm⁻³)	V_d(V)	φ_{b(C-V)} (eV)
Première pente	3.1x 10⁻⁶	4.64 x 10¹⁹	1.6	1.64
Deuxième pente	3.44x 10⁻⁵	5.36 x10¹⁷	2.8	2.81

Tableau III-3: Paramètres déterminés à partir de la caractéristiques $1/C^2(V)$ (KQ031).

La couche de AlGa_{0.28}N présente en surface deux couches une couche dopée à $4.64 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ avec une petite surface (S_B) et une couche dopée à $5.36 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ avec une grande surface (S_H).

III.4.1.2.2.b Profil de dopage

Les mesures de capacité peuvent être utilisées pour déterminer le profil de la concentration du dopage N_{c-v} à partir de l'équation suivante [7]:

$$N_{C-V} = \frac{C^3}{q\epsilon_s S^2 (dC/dV)} \quad \text{III-9}$$

On en déduit le profil N_{C-V} de la largeur de zone de charge d'espace W calculée à partir de l'équation suivante:

$$W = S \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{C} \quad \text{III-10}$$

La figure III-11 représente le profil de dopage de la structure Mo/Au/Al_{0.28}Ga_{0.72}N.

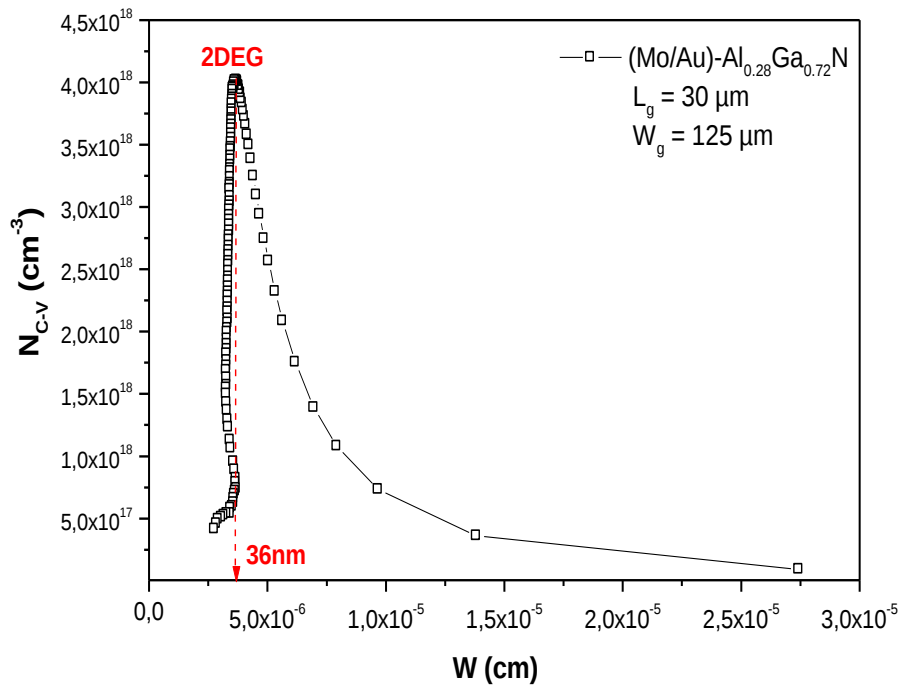


Figure III-11: Profil N_{C-V} en fonction de la largeur W de la zone de charge d'espace (KQ031).

La distribution de profil N_{C-V} présente un pic situé à 36 nm en dessous de la surface correspondant à l'emplacement du gaz 2D à l'interface AlGa_{0.28}N/GaN [8]. La valeur de la concentration du gaz 2D estimée par unité de volume est de l'ordre $3.84 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

III.4.1.3 Détermination de la densité d'états d'interface

La densité d'états d'interface, notée N_{ss} , représente le nombre de défauts électriquement actifs par unité de surface et d'énergie ($\text{eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) situés à l'interface AlGa_{0.28}N/GaN. La distribution de la densité d'états d'interface dans la bande interdite du semiconducteur peut

être déterminée à partir de la caractéristique $I(V)$ expérimentale, on détermine les valeurs de la fluctuation du facteur d'idéalité $n(V)$.

La variation du facteur d'idéalité en fonction de la tension de polarisation est tirée de l'équation suivante [9] :

$$n = \frac{q}{kT} \left[\frac{(V - IR_s)}{\ln(I/I_s)} \right] \quad \text{III-11}$$

Nous avons calculé N_{ss} à l'aide de l'équation suivante [10] :

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \left[\frac{\varepsilon_i}{\delta} (n - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W} \right] \quad \text{III-12}$$

Avec

$$W = \sqrt{\left(\frac{2\varepsilon_s V_d}{qN_d} \right)} \quad \text{III-13}$$

En remplaçant dans l'expression (III-11), les valeurs de $n(V)$ et $W(V)$ (calculée à partir des caractéristiques $C^{-2}(V)$), nous pouvons évaluer la distribution de la densité d'états d'interface $N_{ss}(V)$.

Pour tracer la caractéristique $N_{ss} = f(E_c - E_{ss})$, nous avons établi la correspondance entre l'énergie de la densité d'état d'interface E_{ss} (référéncée par rapport à l'énergie de la bande de conduction E_c) et la tension de polarisation V au moyen de la relation suivante [11]:

$$E_c - E_{ss} = q(\phi_b - (V - IR_s)) \quad \text{III-14}$$

La figure III-12 présente la distribution des états d'interface dans la bande interdite avec et sans la résistance série R_s calculée à partir de la caractéristiques $I(V)$ en direct pour la structure (Mo/Au)- $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}/\text{GaN}$:

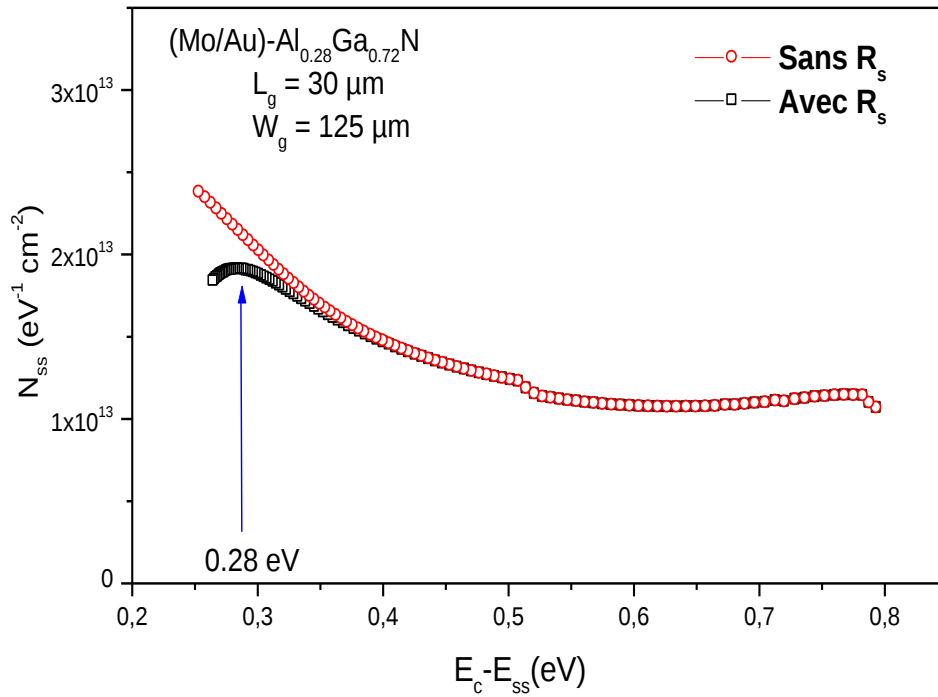


Figure III-12: Distribution de la densité d'état dans la bande interdite de la structure $(\text{Mo/Au})\text{-Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N/GaN}$ (KQ031).

Nous observons une augmentation de la densité des états lorsqu'on se rapproche de la bande de conduction, les valeurs d'énergie de la distribution de N_{ss} sont dans la gamme de $E_c - 0.25$ à $E_c - 0.78$ eV. La valeur minimum de N_{ss} estimée à l'intérieur de la bande interdite avec et sans R_s , à $E_c - E_{ss} = 0.8$ eV est de l'ordre de $1.12 \times 10^{13} \text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

Nous observons, lorsqu'on tient compte de la résistance R_s un pic situé à $E_c - E_{ss} = 0.28$ eV correspondant à une valeur de $N_{ss} = 1.98 \times 10^{13} \text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Cela peut indiquer la présence d'un niveau profond à cette énergie, ce pic a été aussi observé par les travaux de W. Chikhaoui et al utilisant la technique DLTS [12].

III.4.2 Les caractéristiques de sortie

III.4.2.1 Caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$

La mesure du courant $I_{ds}(V_{ds})$ consiste à appliquer une tension de drain-source et de relever le courant en sortie pour différentes tension V_{gs} appliquées sur l'électrode de grille.

La figure III-13 illustre la caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ obtenue pour des tensions de grille allant de $V_{gs} = 0$ V à -4 V avec un pas de -1 V pour un transistor HEMT $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N/GaN}$.

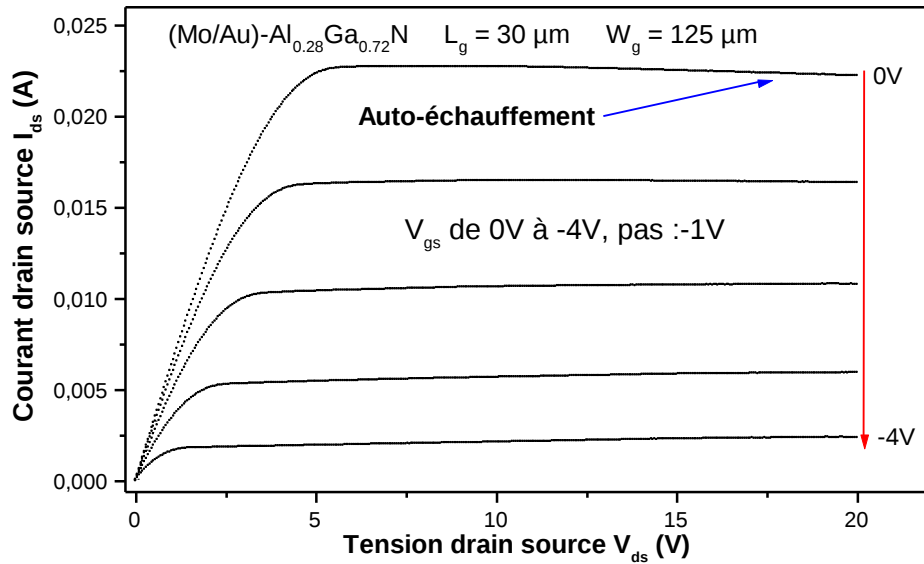


Figure III-13: Caractéristiques I_{ds} - V_{ds} du la structure $Al_{0.28}Ga_{0.72}N/GaN$ (KQ031) pour une longueur de grille $L_g = 30 \mu m$.

Sur la caractéristique de la figure III-13, nous observons une pente négative pour $V_{gs} = 0 V$ (une conductance négative). En effet, une fois le composant polarisé, il s'échauffe (la température du canal dépasse allègrement les $200^\circ C$) ce qui dégrade fortement les propriétés de transport. Cet effet a été largement étudié dans la littérature et été attribué à l'auto échauffement [15], ceci peut être néfaste dans le cas des HEMTs à base de substrats à faible conductivité thermique. Nos transistors sont réalisés sur un substrat SiC, ce dernier dispose une fois de plus d'un avantage de taille avec une conductivité thermique de $3.3 W.cm^{-1}.K^{-1}$ en comparaison avec le Saphir ($0.5 W.cm^{-1}.K^{-1}$) et le Silicium ($1.3 W.cm^{-1}.K^{-1}$). On peut ainsi relever le courant maximale (I_{dsmax}) qui est de l'ordre de $22.6 mA$ à $V_{gs} = 0 V$.

III.4.2.2 Caractéristique de transfert $I_{ds} = f(V_{gs})$ et transconductance $g_m = f(V_{gs})$

La fonction de transfert est représentée sur la figure III-14 à $V_{ds} = 2.5 V$. A partir de cette caractéristique, on a pu déterminer la tension de pincement V_{th} et la transconductance maximale g_{mmax} du transistor.

La tension de pincement V_{th} (la tension de seuil) du transistor est généralement définie comme la valeur de la tension V_{gs} nécessaire pour obtenir un courant drain-source inférieur ou égal à 5% de I_{dsmax} [13]. Pour plus de précision, l'extraction de La tension de pincement

V_{th} est obtenue par extrapolation de la caractéristique de transfert $I_{ds}(V_{gs})$ à $I_{ds} = 0$, mesurée pour une faible valeur de V_{ds} [14].

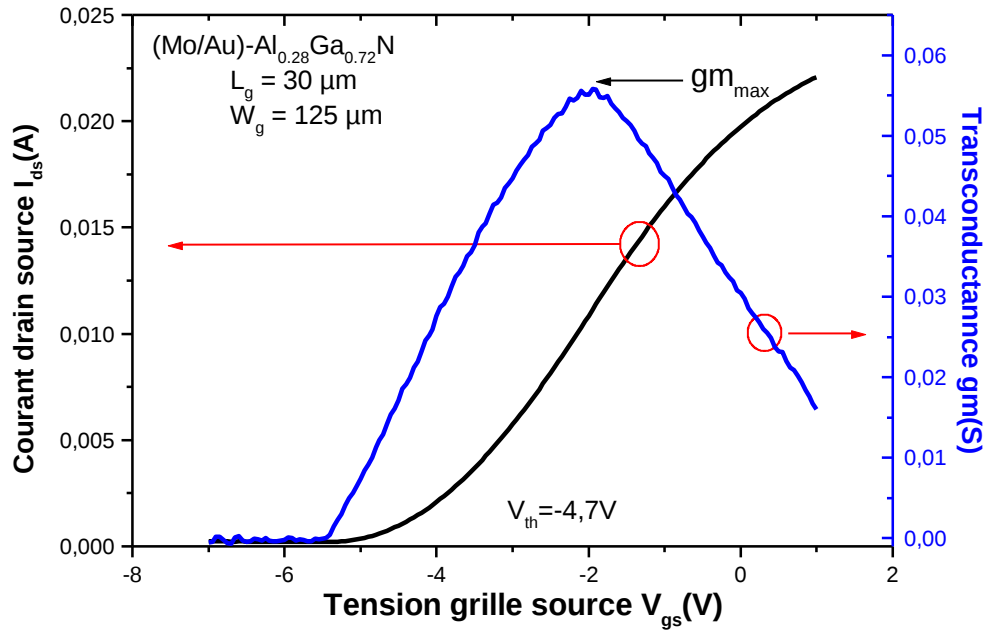


Figure III-14: Caractéristiques de transfert $I_{ds}(V_{gs})$ et $g_m(V_{gs})$ d'un HEMT

$Al_{0.28}Ga_{0.72}N/GaN$ (KQ031) avec $L_g = 30 \mu m$.

La caractéristique de transfert représentée sur la figure III-14 présente un maximum de transconductance g_{mmax} de l'ordre de 0.0556 S pour $V_{ds} = 2.5$ V.

Nous observons qu'au-delà de ce maximum, la transconductance diminue avec l'augmentation de la polarisation grille-source. Cette diminution est liée à l'augmentation de la densité de charges dans la barrière au fur et à mesure que la polarisation grille-source augmente c'est à dire quand la densité de charge augmente la mobilité diminue [15]. La tension de pincement V_{th} est de l'ordre - 4.7 V.

III.4.2.3 Estimation de la fréquence de transition ou la fréquence de coupure

La fréquence de transition f_t est estimée à partir de l'équation III-15 [5]:

$$f_t = \frac{g_{max}}{2 \times \pi \times C_{gs2D}} \quad \text{III-14}$$

g_{max} correspond à la transconductance maximale et C_{gs2D} la capacité grille-source ou la capacité due au gaz 2D.

Cette structure présente donc une fréquence de transition f_t d'environ 0.968 GHz.

III.4.3 Influence de la température sur les Caractéristiques $I_g(V_{gs})$

La température est un paramètre important dans la détermination du fonctionnement des dispositifs à semiconducteur. Dans ce paragraphe, nous présentons tout d'abord l'étude de l'influence de la température sur les caractéristiques directes $I_g(V_{gs})$. Ensuite, nous donnerons l'évolution des paramètres évalués tels que le facteur d'idéalité (n), la hauteur de la barrière de potentiel(ϕ_b), la résistance série (R_s) et la résistance parallèle (R_p) en fonction de la température. La gamme de température explorée s'étend de 100 K à 450 K.

III.4.3.1 Dispositif expérimental

Les mesures de courant sur les structures $Al_{0.28}Ga_{0.72}N/GaN$ (Plaque KQ031) ont été effectuées au sein du laboratoire de l'Institut des nanotechnologies de Lyon, INSA de Lyon. La figure III.14 montre les appareillages utilisés pour les mesures $I_g(V_{gs})$ en fonction de la température. Le banc de mesure est constitué essentiellement:

- d'un système cryogénique
- d'un régulateur de température
- d'un analyseur HP 4156A

L'application des polarisations grille-source et grille-drain et la mesure des tensions et des courants sont réalisées grâce à un analyseur HP 4156A lié à une enceinte cryogénique. La structure à étudier est placée dans un cryostat à azote liquide modèle TRG de TBT (Groupe Air Liquide). Ce cryostat est équipé d'une résistance de chauffage de 25 ohms. Elle permet de réguler la température de l'échantillon dans le domaine 77 K à 500 K. La régulation de la température est assurée par un régulateur de température (model LTC-11).

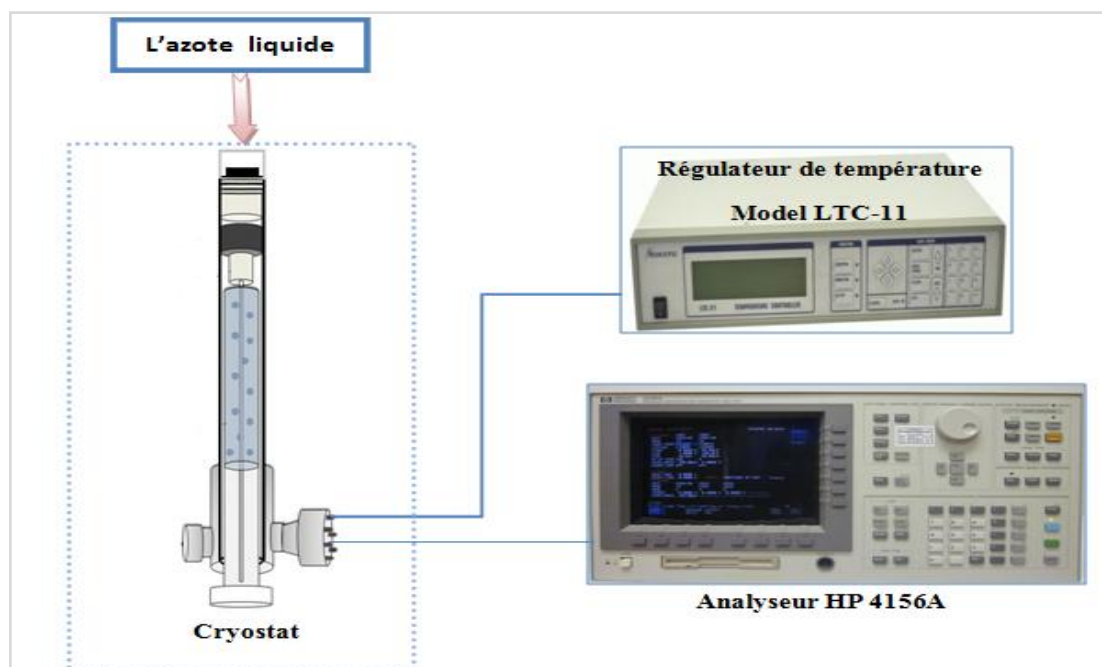


Figure III-15: Schéma du banc de mesure en fonction de la température.

Les caractéristiques I-V, pour différentes valeurs de température sont présentées par les figures suivantes (Figure III-16):

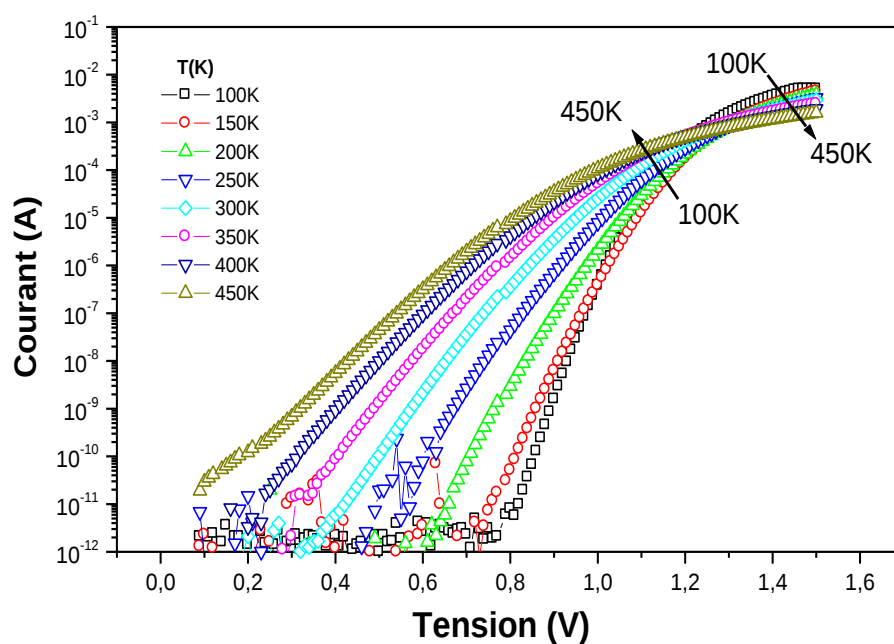


Figure III-16: Caractéristiques $I_g(V_{gs})$ (KQ031) en polarisation directe à différentes valeurs de température.

On observe (Figure III-16) que les caractéristiques I-V en fonction de la température ont une variation linéaire dans l'intervalle $0 < V < 1$ V. Au delà de 1.1 V, les caractéristiques sont dominées par l'effet de résistance série R_s .

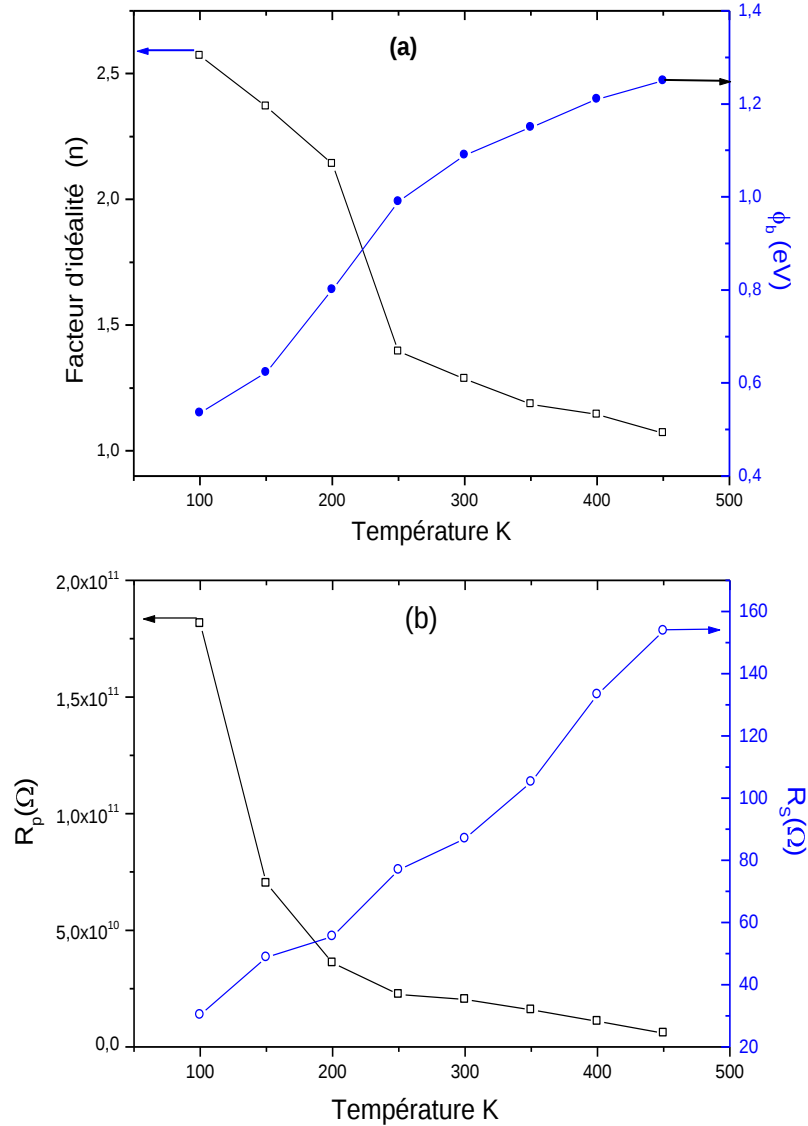


Figure III-17: l'évolution des paramètres électriques (n , ϕ_b , R_s et R_p) de la structure (Mo/Au)- $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N/GaN}$ après les mesures $I_g(V_{gs})$ en fonction de la température.

La figure III-17 (a) montre l'évolution du facteur d'idéalité ainsi que de la hauteur de barrière avec la température. On peut remarquer que le facteur d'idéalité n est de l'ordre 2.57 à 100 K, indiquant la prédominance du courant de recombinaisons ou du courant tunnel. Lorsque la température de mesure augmente, n diminue progressivement pour atteindre 1.07 à 450 K où le courant thermoïonique devient prédominant.

Nous déduisons de cette variation de n que le mécanisme de transport fait intervenir à la fois l'émission thermoïonique et les recombinaisons lorsque la température augmente [16]. L'évolution de la hauteur de barrière (figure III-17 (a)) avec la température montre que cette hauteur de barrière augmente, elle passe de 0.536 eV à 100 K à 1.25 à 450 K.

La résistance série (figure III-17 (a)) augmente lorsque la température augmente, ceci peut être dû à diminution de la mobilité des porteurs en fonction de la température. La résistance parallèle R_p , diminue lorsque la température augmente (figure III-17 (b)). L'effet de la résistance parallèle R_p est dominant à basse température ceci indique l'apparition du la pré dominance du courant du fuite à basse température pour les faibles tensions de grille.

La résistance parallèle est déterminée à partir du courant total [17]:

$$I_T = \frac{V - IR_s}{R_p} \quad \text{III-14}$$

Les différents paramètres électriques de la structure (Mo/Au)-Al_{0.28}Ga_{0.72}N/GaN déterminés à partir de caractéristique courant-tension en fonction de la température sont regroupés dans le tableau III-4.

T (K)	ϕ_b (eV)	n	R_s (Ω)	R_p (Ω)
100	0.536	2.57	30.30	1.81×10^{11}
150	0.623	2.36	48.78	7.01×10^{10}
200	0.801	2.14	55.55	3.6×10^{10}
250	0.99	1.39	76.92	2.24×10^{10}
300	1.06	1.28	87.00	2.03×10^{10}
350	1.15	1.18	105.2	1.59×10^{10}
400	1.21	1.144	133.3	1.09×10^{10}
450	1.25	1.07	153.8	5.92×10^9

Tableau III-4: Evolution des différents paramètres électriques de la structure (Mo/Au)-Al_{0.28}Ga_{0.72}N/GaN (KQ031) avec la température.

III.5 Caractéristiques statiques de la plaque AEC1388

La deuxième partie de nos travaux expérimentaux porte sur La plaque AEC1388, un transistor HEMT avec une longueur de grille $L_g = 30 \mu\text{m}$, une largeur de grille $W_g = 125 \mu\text{m}$ et d'un pourcentage en aluminium de 24 %.

III.5.1 Les caractéristiques d'entrée

Les caractéristiques d'entrée regroupent les mesures courant-tension et capacité-tension de la structure Schottky du HEMT et l'extraction des paramètres.

III.5.1.1 Caractéristiques $I_g = f(V_{gs})$

Nous avons vu que la caractérisation électrique courant-tension (I-V) en polarisation directe et inverse sur une diode Schottky donne accès à de nombreuses informations. La structure étudiée à été testé en polarisation directe de 0 V à 4 V et en polarisation inverse jusqu'à -5 V. Les mesures ont été effectuées à température ambiante et dans l'obscurité.

III.5.1.1.a Caractéristique $I_g(V_{gs})$ en polarisation directe

La caractéristique $I_g(V_{gs})$ est représentée par la figure III-18 avec le courant de la grille en polarisation directe pour la structure de la plaque AEC1388.

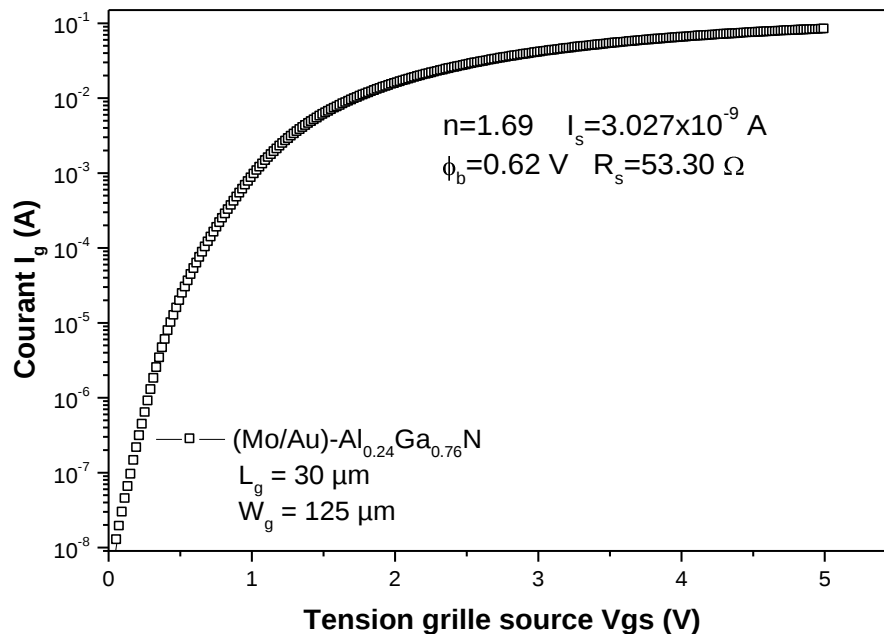


Figure III-18: Caractéristique $I_g(V_{gs})$ (AEC1388) en polarisation directe.

Les paramètres électriques tels que le facteur d'idéalité, le courant de saturation, la hauteur de barrière et la résistance série que nous avons extrait de cette caractéristique sont respectivement $n=1.69$, $I_s=3.027 \times 10^{-9}$ A, $\phi_b = 0.62$ eV et $R_s = 53.30 \Omega$.

On remarque que la valeur du facteur d'idéalité calculée est supérieure à 1.2 (diode Schottky [18]), ceci indique que d'autres phénomènes de conduction en plus de l'effet thermoionique se manifestent dans cette diode tels que l'effet de la résistance parallèle (R_p) qui induit un courant de fuite, l'effet tunnel ou l'effet de la génération recombinaison dû à la présence de centres profonds dans la barrière AlGaN [19].

La valeur de la hauteur de barrière $\phi_b = 0.62$ eV est petite comparée à la valeur théorique (1.8 eV) ceci peut être associé à l'apparition de courants de fuite sous la grille en polarisation inverse. Au delà de 1 V, la caractéristique est dominée par l'effet de résistance série qui est de l'ordre de 53.3 Ω .

III.5.1.1.b Caractéristique $I_g(V_{gs})$ en polarisation inverse

La figure III-19 représente la variation du courant I_g en fonction de la variation de V_g en polarisation inverse. On remarque que le transistor HEMT $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}/\text{GaN}$ présente un courant de fuite I_g de l'ordre de 10^{-4} A pour une tension en inverse supérieure à -5 V.

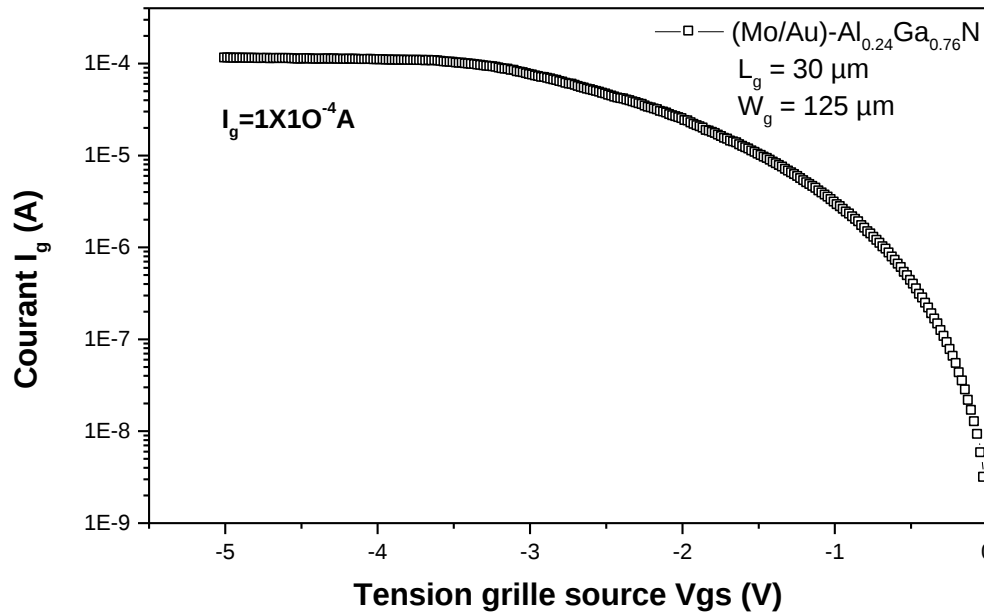


Figure III-19: Caractéristique $I_g(V_{gs})$ (AEC1388) en polarisation inverse.

Les paramètres électriques de la structure HEMT $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}/\text{GaN}$ déterminés à partir des caractéristiques $I_g(V_{gs})$ sont résumés dans le tableau III-5:

	I_s (A)	n	$R_s(\Omega)$	$\phi_b(\text{eV})$	I_g (A)
Métal/ $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$	3.027×10^{-9}	1.69	53.30	0.62	10^{-4}

Tableau III-5: Paramètres électriques de la structure HEMT $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}/\text{GaN}$ (AEC1388).

III.5.1.2 Caractéristique capacité-tension

Dans cette partie, nous présentons la caractéristique capacité tension pour le transistor de la plaquette AEC1388, les mesures ont été réalisées entre la grille et la source du composant à une fréquence de 1MHz (figure III-20).

III.5.1.2.1 Estimation de n_s

La valeur de la capacité du gaz 2D déterminée à partir de la figure III-20 est de l'ordre de 9.58 pF avec la tension de seuil $V_{th} = -3.53$ V. La valeur de la densité d'électrons n_s du gaz 2D est de l'ordre $8.22 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$.

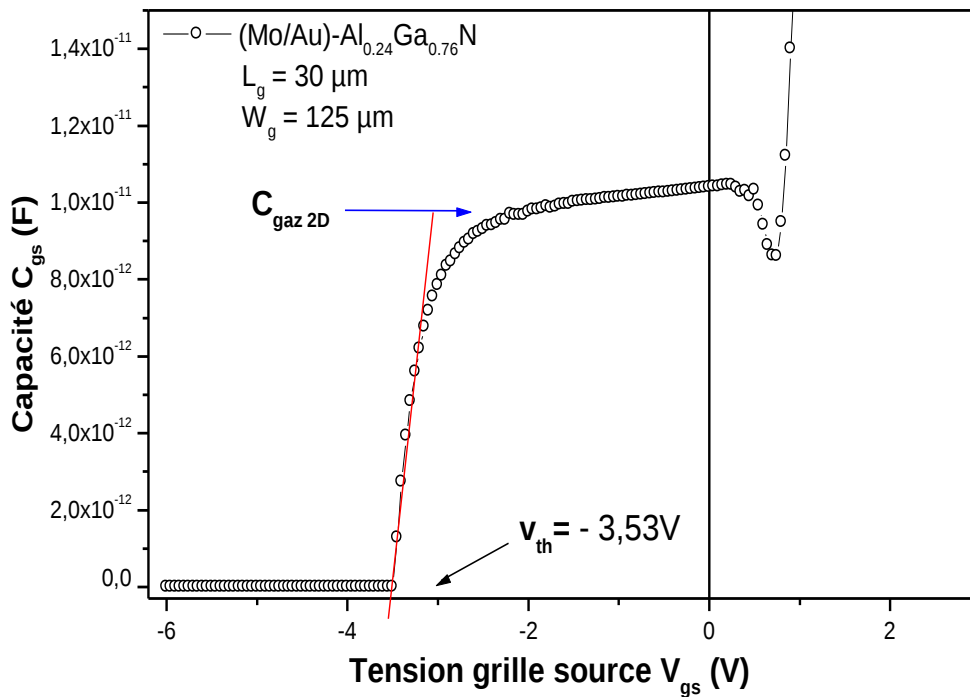


Figure III-20: Caractéristique capacité-tension $C_{gs}(V_{gs})$ (AEC1388).

Nous avons observé la présence d'une pente négative dans l'intervalle 0 V à 0.5 V, ce phénomène a été déjà observé par J. Osvald [4] et a été interprété par la présence d'une densité d'états d'interface de type accepteur à l'interface AlGa_{0.24}N/GaN.

III.5.1.2.2 Exploitation de la caractéristique $1/C^2$

La figure III-21 représente la caractéristique $1/C^2$ obtenue à partir des mesures de la capacité effectuées à 1 MHz pour le transistor HEMT Al_{0.24}Ga_{0.76}N/GaN.

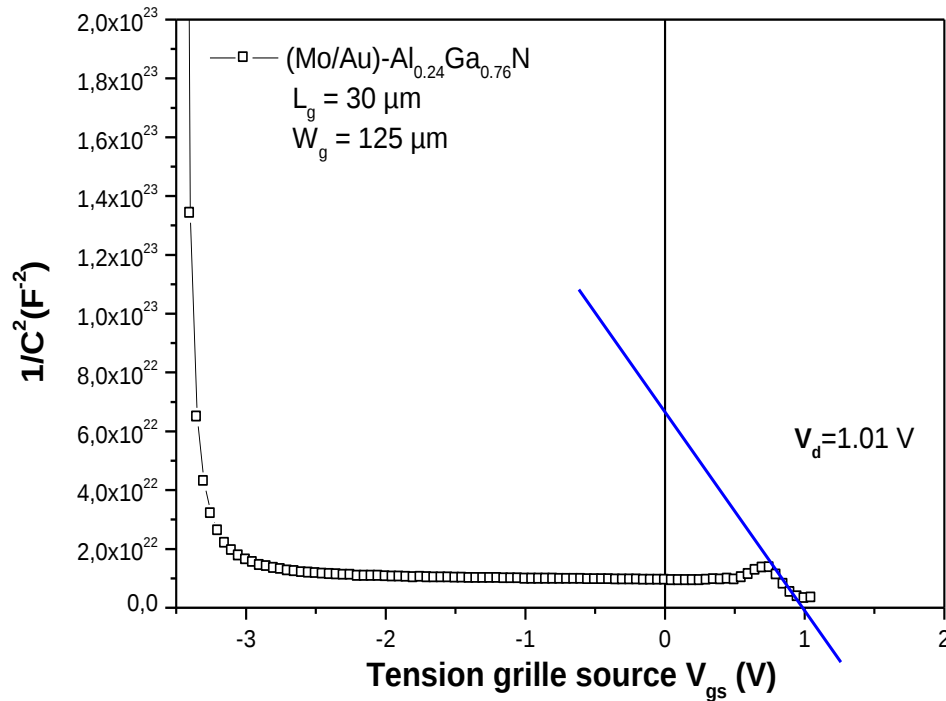


Figure III-21: La caractéristiques $1/C^2$ (V) de la structure

(Mo/Au)-AlGa_{0.24}N/GaN(AEC1388).

III.5.1.2.2.a. Détermination du dopage et de la hauteur de barrière

A partir de la caractéristique $1/C^2$ (V), nous pouvons déterminer la concentration de dopage N_d la tension de diffusion V_d et la hauteur de barrière structure (Mo/Au)-Al_{0.28}Ga_{0.72}N /GaN (tableau III-6).

	N_d (cm ⁻³)	V_d (V)	ϕ_b (eV) C-V
(Mo/Au)Al _{0.28} Ga _{0.72} N /GaN	2.08×10^{17}	1,01	1.08

Tableau III-6: Paramètres déterminés à partir de la caractéristiques $1/C^2$ (AEC1388).

III.5.1.2.2.b Profil de dopage

À partir de l'équation III-8, on en détermine le profil de la concentration du dopage N_{c-v} . La figure III.22 montre la distribution de profil N_{c-v} .

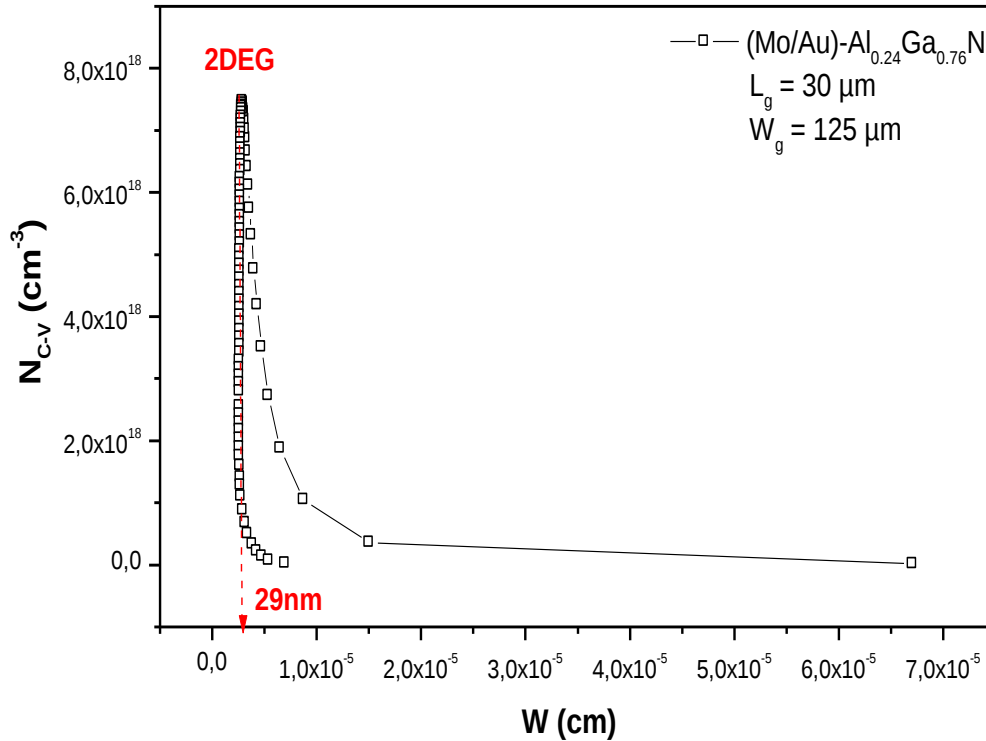


Figure III-22: Profil de dopage N_{c-v} en fonction de la Largeur W de la zone de charge d'espace (AEC1388).

Nous observons un Pic à 29 nm en dessous de la surface correspondant à l'emplacement du gaz 2D de l'hétérostructure AlGa_{0.24}N/GaN. La densité du gaz 2D estimée par unité de volume est de l'ordre $7.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

III.5.1.3 Détermination de la densité d'états d'interface

La figure III-23 présente la distribution des états d'interface dans la bande interdite avec et sans la résistance R_s pour la structure (Mo/Au)- Al_{0.24}Ga_{0.76}N/GaN.

On a tracé les courbes de la densité d'état d'interface N_{ss} en fonction de $E_c - E_{ss}$ à été tracé en utilisant l'équation III-12, III-13 et III-14.

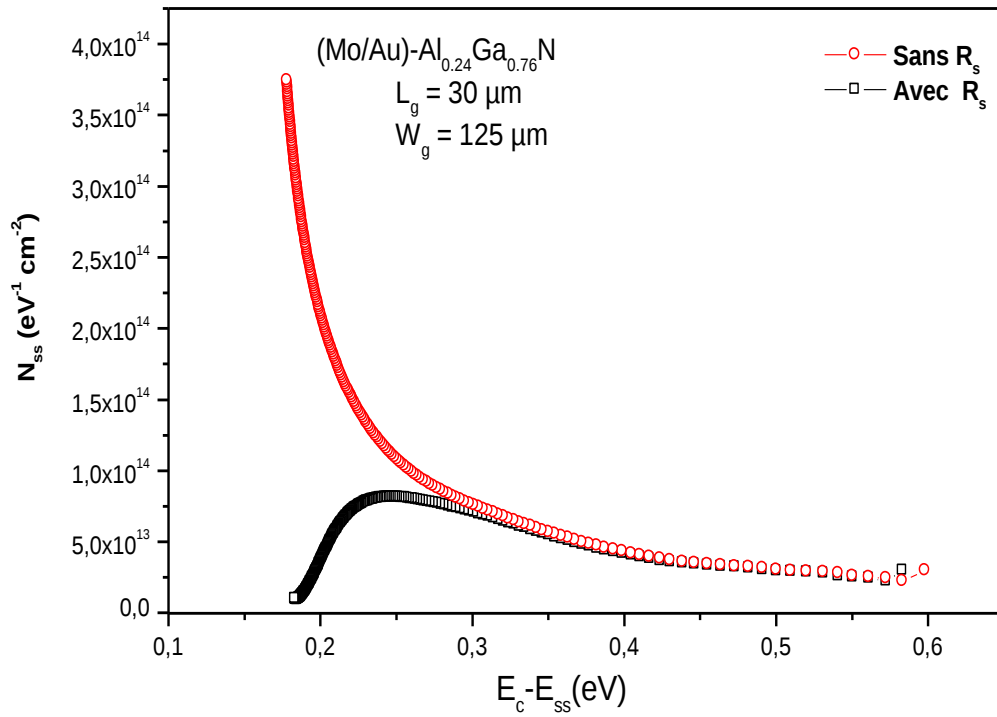


Figure III-23: Distribution de la densité d'état dans la bande interdite de la structure (Mo/Au)-Al_{0.24}Ga_{0.76}N/GaN (AEC1388).

A partir de cette figure, on observe une augmentation de la densité d'états d'interface lorsqu'on se rapproche de la bande conduction lorsqu'on ne tient pas compte de la résistance R_s .

La valeur de N_{ss} minimale estimée à l'intérieur de la bande interdite avec et sans la résistance R_s à $E_c - 0,57 \text{ eV}$ est de l'ordre de $2 \times 10^{13} \text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Nous observons, lorsqu'on tient compte de la résistance R_s , un pic situé à $E_c - E_{ss} = 0,23 \text{ eV}$ correspondant à une densité $N_{ss} = 7 \times 10^{13} \text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Cela peut indiquer la présence d'un niveau profond à cette énergie, ce pic a été aussi observé par les travaux de W. Chikhaoui et al. utilisant la technique DLTS [12].

III.5.2 Les caractéristiques de sortie

III.5.2.1 Caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$

La figure III-24 présente les caractéristiques de sortie $I_{ds}(V_{ds})$ typiques d'un HEMT de la plaquette AEC1388 réalisés avec une grille de longueur de $L_g = 30 \mu\text{m}$, une largeur W_g de

l'ordre de 125 μm et d'un pourcentage en aluminium de 24 %. Le réseau de caractéristique $I_{ds}=f(V_{ds})$ sont tracés pour des tensions de grille allant de $V_{gs}= 0 \text{ V}$ à -4 V avec un pas de -1 V .

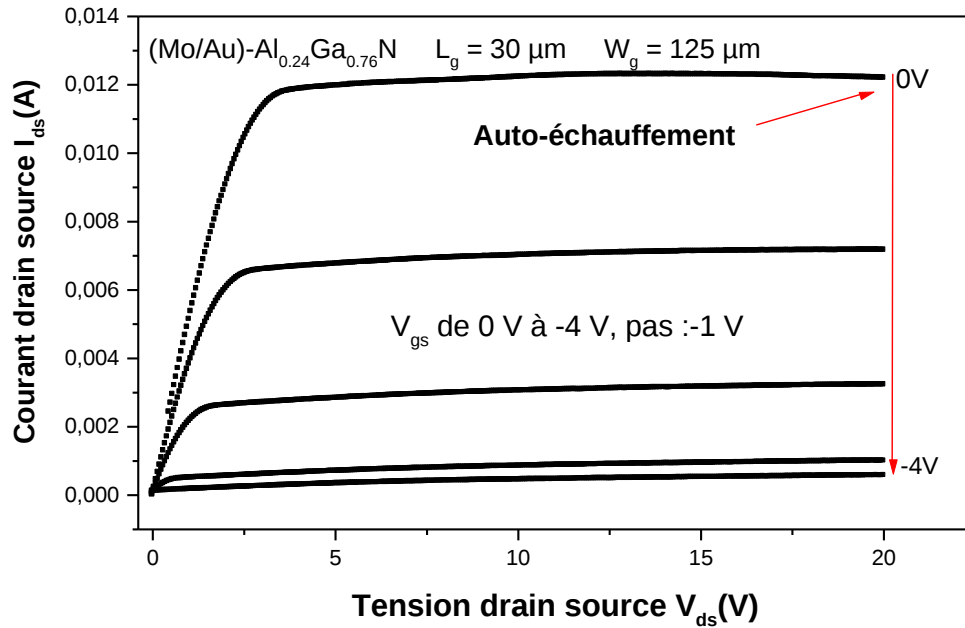


Figure III-24: Caractéristiques I_{ds} - V_{ds} d'un HEMT pour une longueur de grille $L_g = 30 \mu\text{m}$ (AEC1388).

On observe là aussi une pente négative à $V_{gs} = 0 \text{ V}$. Cette diminution résulte d'une diminution de la mobilité des porteurs associés à l'échauffement du canal. Les résultats indiquent un courant de drain maximum ($I_{ds\text{max}}$) de l'ordre de 11.5 mA à $V_{gs} = 0 \text{ V}$.

III.5.2.2 Caractéristique de transfert $I_{ds} = f(V_{gs})$ et transconductance $g_m = f(V_{gs})$

La tension de pincement et la transconductance maximale sont déterminées à partir de la caractéristique représentée par la figure III-25 pour $V_{ds} = 2.5 \text{ V}$.

La tension de pincement est de l'ordre de -2.7 V et la transconductance maximale est de l'ordre de 0.0557 S pour $V_{ds} = 2.5 \text{ V}$. La aussi, au-delà de ce maximum, la transconductance diminue avec l'augmentation de la polarisation grille-source.

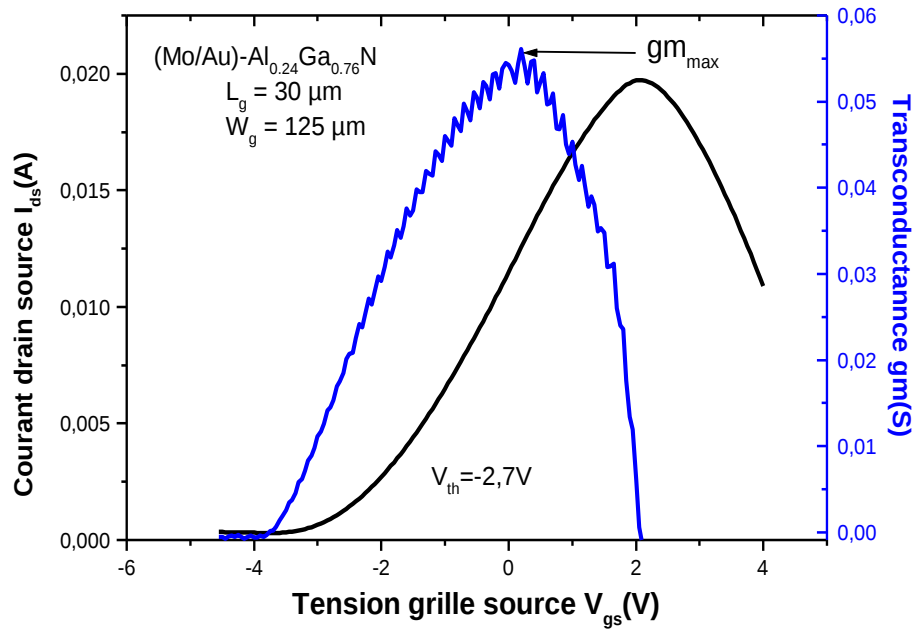


Figure III-25: Caractéristiques de transfert $I_{ds}(V_{gs})$ et $g_m(V_{gs})$ de la structure HEMT $Al_{0.24}Ga_{0.76}N/GaN$ avec $L_g = 30 \mu m$ (AEC1388).

III.5.2.3 Estimation de la fréquence de transition ou la fréquence de coupure

La fréquence de transition f_t est estimée à partir de l'équation III-5. Ce transistor présente donc une fréquence de transition f_t d'environ 0.833 GHz.

III.6 Comparaison des deux structures étudiées

La figure III-26 présente les caractéristiques d'entrée et de sortie de deux structures HEMTs étudiées. D'après les caractéristiques d'entrée des dispositifs étudiés, on remarque que la Plaque KQ031 présente une anomalie du comportement de la caractéristique I-V qui peut-être interprétée par la présence de deux diodes aux surfaces différentes. Par contre la plaque AEC1388 présente un comportement normal et donne une hauteur de barrière plus élevée.

A partir du tableau III-7, on remarque que la valeur du facteur d'idéalité calculée est supérieure à 1.2 (diode Schottky [18]), ceci peut être interprété par la présence d'autres courants en plus courant thermoionique. La présence de la couche AlGaIn et la présence des états d'interface sont en partie responsables. La plaque AEC1388 présente une résistance plus faible par rapport à la Plaque KQ031. Nous concluons que les paramètres de la diode

Schottky de la plaque AEC1388 sont de meilleures qualités que ceux de la diode Schottky de la plaque KQ031. Les hauteurs de barrières déterminées par les courbes $C(V)$ sont beaucoup plus élevées comparées à celles déterminées par les caractéristiques $I(V)$. Notons que la valeur de la hauteur de barrière calculée à partir de la caractéristique $C(V)$ (mesure à 1 MHz) est moins précise que celle calculée à partir de la caractéristique $I(V)$ [20].

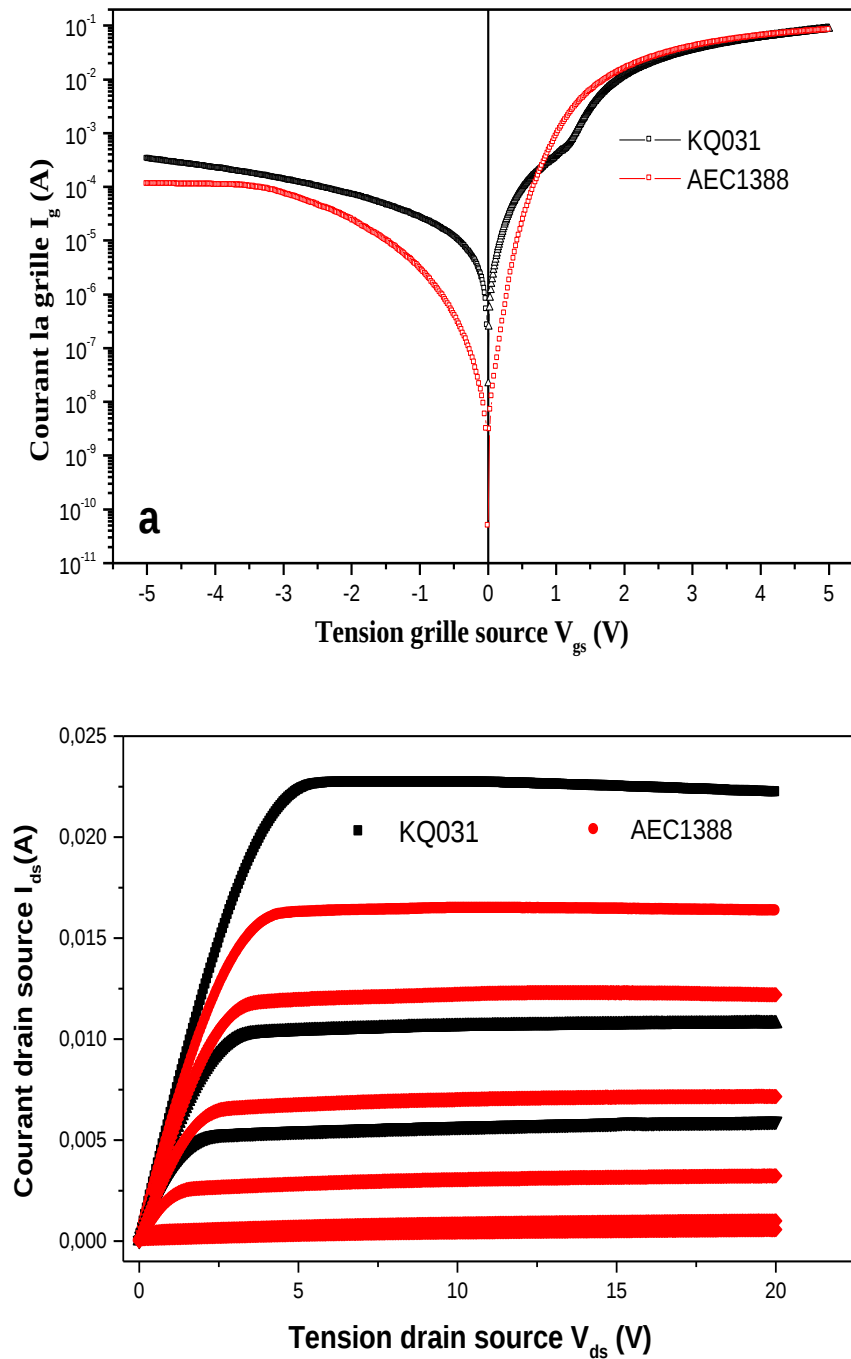


Figure III- 26: Caractéristiques d'entrée (a), et de sortie (b) des deux structures KQ031 et AEC1388.

D'après les caractéristiques statiques de sortie $I_{ds}(V_{ds})$ des deux plaques (KQ031, AEC1388) étudiées, on remarque que la plaque KQ031 présente une valeur de courant de saturation ($I_{dsmax} = 22.6$ mA) supérieure à celle de la plaque AEC1388 ($I_{dsmax} = 11.5$ mA).

Le tableau III-7 regroupe les paramètres des deux structures HEMTs étudiées, déduits des caractéristiques électrique en régime statique.

	AEC1388 (Mo/Au)-Al _{0.24} Ga _{0.76} N/GaN	KQ031 (Mo/Au)-Al _{0.28} Ga _{0.72} N/GaN	
		Première région	Deuxième région
$I_s(A)$	3.027×10^{-9}	4.37×10^{-7}	10^{-14}
$R_s(\Omega)$	53.30	800	57
n	1.69	1.5	7.32
$\phi_{b(I-V)}(eV)$	0.62	0.40	0.926
N_d	2.08×10^{17}	4.64×10^{19}	5.36×10^{17}
V_d	1.01	2.8	1.6
$\phi_{b(C-V)}(eV)$	1.08	1.64	2.81
$n_s (cm^{-2})$	8.22×10^{12}	7.81×10^{12}	
$I_g (A)$	1.10^{-4}	3.10^{-4}	
$N_{c-v} (cm^{-3})$	7.4×10^{18}	3.84×10^{18}	
$f_t (GHz)$	0.833	0.968	
$I_{dsmax} (mA)$	11.5	22.6	
$g_{mmax} (S)$	0.0557	0.0556	
$V_{th}(V) (I(V))$	-2.7	- 4.7	
$V_{th}(V) (C(V))$	-3.53	- 5.19	

Tableau III-7: Paramètres des deux structures HEMTs étudiées, déduits des caractéristiques électrique en régime statique.

Les résultats montrent (tableau III-7) que le nombre de porteurs dans le canal est pratiquement du même ordre de grandeur pour les deux plaques. Au niveau des paramètres issus des caractéristiques de transfert, le maximum de la transconductance est du même ordre

de grandeur pratiquement pour les deux structures, par contre la tension de seuil de la plaque AEC1388 est plus faible que celle de la plaque KQ031 en valeur absolue.

III.7 Conclusion

Notre objectif dans cette étude a été d'identifier les principales anomalies qui induisent les dysfonctionnements électriques d'un HEMT à base de nitrure de gallium (AlGa_N/Ga_N).

Le comportement des structures HEMTs de deux plaques appelées KQ031 et AEC1388 respectivement a été étudié.

Les mesures courant-tension $I_g(V_{gs})$ et capacité-tension $C_{gs}(V_{gs})$ sur ces structures ont montré un comportement très différent.

La caractéristique $I_g(V_{gs})$ de la plaque KQ031 a indiqué la présence de deux diodes, la première diode D_1 (HBB) présentent une surface plus petite que la diode D_2 (HBH). Cet effet est expliqué par la présence de deux couches à l'interface (Metal/AlGa_N) qui peuvent induire deux hauteurs de barrières différentes. Ceci est justifié par les mesures capacité-tension $C_{gs}(V_{gs})$. Ce phénomène n'est pas présent dans la plaque AEC1388.

L'étude des caractéristiques $I_{gs}(V_{gs})$ en fonction de la température a permis de mettre en évidence les principaux mécanismes de conduction observables dans la plaque KQ031. Nous déduisons que le mécanisme de transport fait intervenir à la fois l'émission thermoionique et les recombinaisons ou l'effet tunnel lorsque la température augmente. La conduction par effet tunnel se trouve favorisée par la présence de défauts proches de la surface. La préparation des surfaces préalable au dépôt des contacts est primordiale pour limiter ce phénomène. L'effet de la résistance parallèle R_p est dominant à basse température ceci indique la prédominance du courant de fuite à basse température pour les faibles tensions de grille.

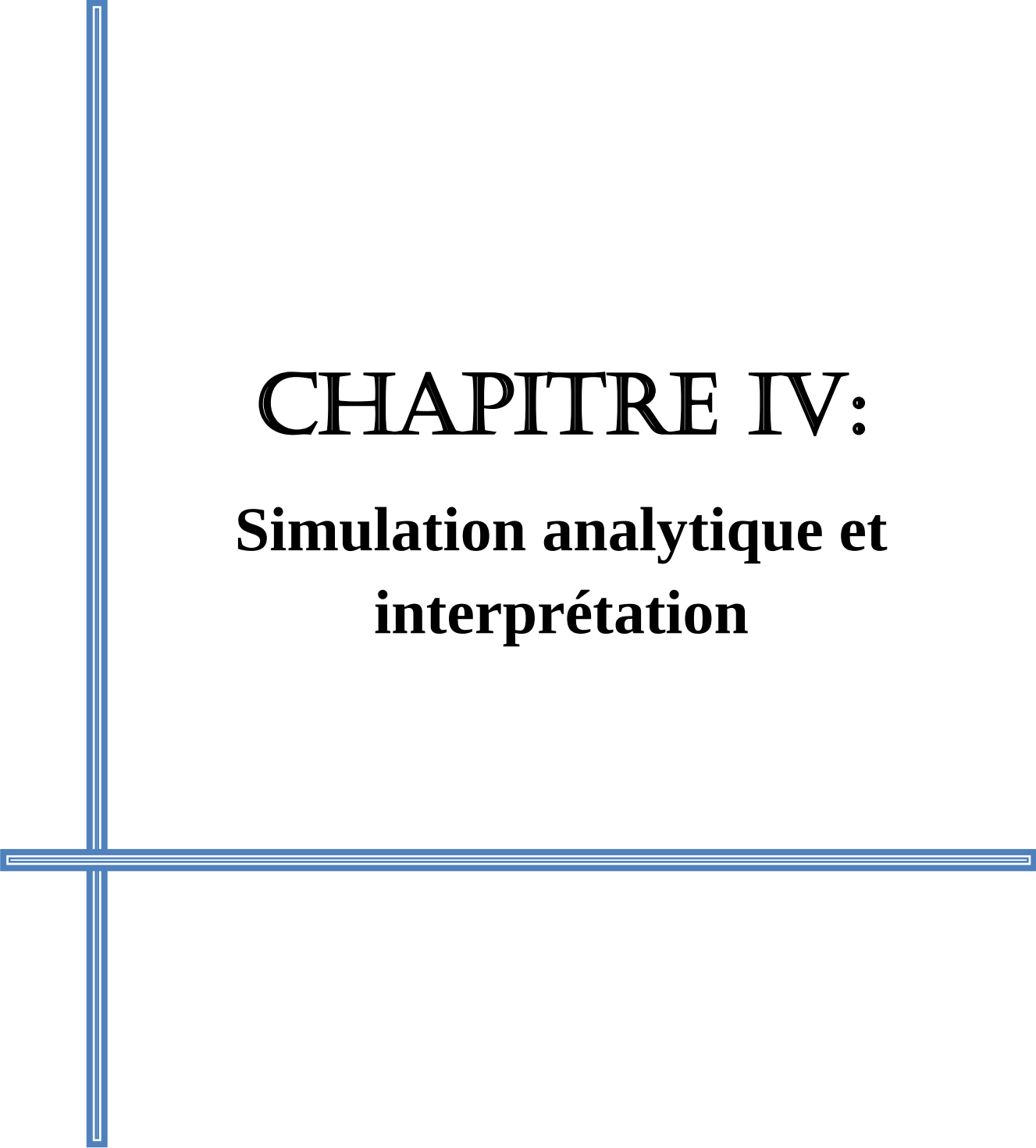
Les caractéristiques statique de sortie $I_{ds}=f(V_{ds})$ indiquent la présence de l'effet de l'auto échauffement dans les deux structures, par contre l'effet kink n'est pas présent dans les deux structures. D'après ces caractéristiques on remarque que la plaque KQ031 présente une valeur de courant de saturation ($I_{dsmax}=22.6$ mA) supérieure à celle de la plaque AEC1388 ($I_{dsmax}=11.5$ mA).

Nous avons effectué une étude comparative des deux structures HEMTs. On peut dire que la structure HEMT de la plaque KQ031 est pratiquement meilleure que la structure HEMT de la plaque ACE1388.

Bibliographie

- [1] D. J. Morrison, K. P. Hilton, M. J. Uren, N. G. Wright, C. M. Johnson, A. G. O'Neill, *Material Science and Engineering*, **B61-62**, 345, (1999).
- [2] D. Defives, O. Noblanc, C. Dua, C. Brylinski, M. Barthula, V. Aubry-Fortuna, and F. Meyer, *IEEE Trans. Electron Devices*, **46**, 449, (1999).
- [3] Yuanjie Lv, Lingguo Meng, Zhaojun Lin, Timothy D. Corrigan, Chongbiao Luan, Zhanguo Wang, Jianzhi Zhao, Zhifang Cao, and Hong Chen *Journal of Applied Physics*, **109**, 074512, (2011).
- [4] J. Osvald, *IEEE*. **7**, 167, (2010).
- [5] Norio Onojima, Akihumi Kasamatsu, Nobumitsu Hirose, Takashi Mimura, Toshiaki Matsui, *Applied Surface Science*, **254**, 6162–6164, (2008).
- [6] A. Vapaille, R. Castagné, *Dispositifs et Circuits Intégrés Semiconducteurs*, Edition Dunod, (1990).
- [7] Manel Charfeddine, Malek Gassoumi, Hana Mosbahi, Christophe Gaquière, Mohamed Ali Zaidi, Hassen Maaref, *Journal of Mod Phys*, **2**, 1231, (2011).
- [8] M. Gassoumi, S. Saadaoui, M.M. Ben Salem, C. Gaquiere, and H. Maaref, *Eur. Phys. J. Appl. Phys*, **55**, 30101, (2011).
- [9] E. H. Rhoderick and R. H. Williams, “*Metal Semiconductor Contacts*”, Oxford, Clarendon, (1988).
- [10] S. Demirezen, S. Altinda, I. Uslu, *Current Applied Physics*, **13**, 57, (2013).
- [11] I. Tasçioğlu, U. Aydemir, S. Altindal, B. Kinaci, and S. Özçelik : *J. Appl. Phys*, **109**, 054502, (2011).
- [12] W. Chikhaoui, J. M. Bluet, P. Girard, G. Bremond, C. Bru-Chevallier, C. Dua, R. Aubry, *Physica B: Condensed Matter*, **404**, 4877, (2009).
- [13] P. Pouvil, “*Composants semiconducteurs micro-ondes*”, Collection technologiques. Masson, (1994).
- [14] H. Mathieu, “*Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques*”, 5^{ème} édition, Dunod, (2004).
- [15] N. Vellas, Thèse doctorat, Université de Lille1, France, (2003).

- [16] A. Philippe, Thèse de doctorat de l'institut national des sciences appliquées de Lyon, (1999).
- [17] B. Abay, G. C. ankaya, H. S. Guder, H. Efeoglu and Y. K. Yogurtcu, *Semicond. Sci. Technol*, **18**, pp. 76, (2003).
- [18] E. H. Rhoderick, "Metal Semiconductor Contacts, Oxford University Press", (1978).
- [19] H. Mazari, N. Benseddik, Z. Benamara, K. Ameer, B. Soudini, H. Dib. *Sensor Letters*, 7, 905, (2009).
- [20] D. K. Schroder, "Semiconductor Material and Device Characterization", 3rd edition Wiley-Interscience/IEEE, New York, (2006).

A decorative graphic consisting of a vertical and a horizontal blue line that intersect at the center of the page. Each line is composed of three parallel lines, creating a crosshair effect.

CHAPITRE IV:

Simulation analytique et interprétation

IV.1 Introduction

La Simulation est un moyen performant d'analyse et de compréhension des phénomènes physiques dans les dispositifs à semiconducteurs.

A partir de la simulation des caractéristiques électriques d'un dispositif électronique on peut comprendre les causes de la dégradation des propriétés de transport des matériaux et donc de la dégradation des performances du composant.

Dans ce chapitre, nous présenterons le modèle analytique généralisé du courant traversant l'hétérojonction métal/semiconducteur en fonction de la tension de polarisation. Les programmes de calcul sont écrits en langage informatique Turbo Pascal.

Le but est de confronter les caractéristiques théoriques avec les caractéristiques expérimentales obtenues par les deux plaques AEC1388, KQ031 et d'en tirer quelques interprétations sur le comportement de ces structures.

IV.2 Théorie du contact Schottky métal/semi-conducteur

Dans un premier temps nous allons donner un bref rappel sur la théorie de la structure Schottky. Ensuite on exposera les différents courants pouvant gouverner le transport des porteurs à travers une structure Schottky réelle.

IV.2.1 Hauteur de barrière

La jonction Schottky est formée par le contact entre un semiconducteur et un métal dont le travail de sortie permet la formation d'une barrière de potentiel (ϕ_b) entre ce dernier et le semiconducteur.

La hauteur de barrière Schottky (barrière de potentiel pour les électrons, dans le cas d'un semiconducteur de type n) est due à la différence entre le travail de sortie du métal (ϕ_m) et l'affinité électronique du semiconducteur (χ_s).

Le travail de sortie du métal correspond à l'énergie minimale nécessaire pour extraire un électron situé au niveau de Fermi (E_{FM}) et l'amener au niveau du vide. Dans le cas du semiconducteur, le niveau de Fermi est une donnée extrinsèque dépendant du dopage du semiconducteur.

L'affinité électronique χ_s correspond à l'énergie minimale à fournir à un électron situé au bas de la bande de conduction pour l'extraire du semiconducteur et l'amener dans le vide.

La figure IV-1 présente le diagramme de bandes d'énergie du métal et du semiconducteur, avant et après le contact Schottky à l'équilibre thermodynamique. Dans notre cas, le semiconducteur utilisé est l'AlGaIn qui est naturellement de type n. Par conséquent, il est nécessaire d'utiliser un métal dont le travail de sortie est supérieur à celui du semiconducteur pour obtenir une barrière Schottky.

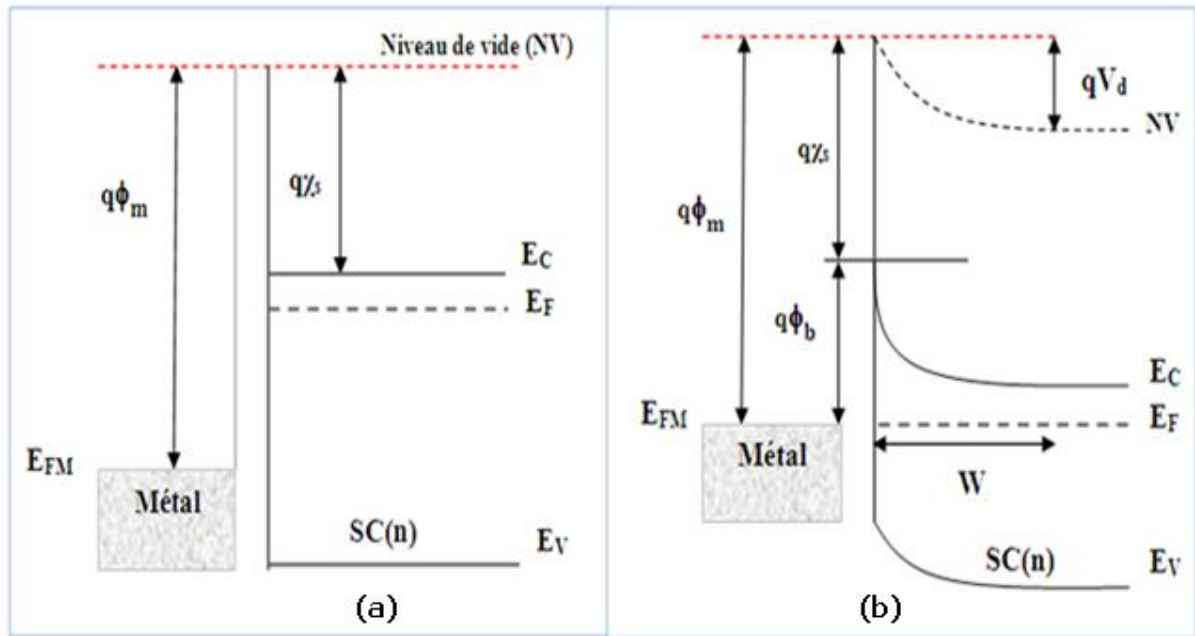


Figure IV-1: Diagramme énergétique du contact métal/semiconducteur:
avant contact (a) après contact (b) [1].

L'alignement des niveaux de Fermi lorsque le système est à l'équilibre thermodynamique implique une courbure des bandes de conduction et de valence dans le semiconducteur. La hauteur de barrière Schottky s'écrit alors:

$$\phi_b = \phi_m - \chi_s \quad \text{IV-1}$$

Le processus de transfert de charge se fait par la migration des électrons du semiconducteur vers le métal, laissant des ions donneurs ionisés près de l'interface métal/semiconducteur. Le dipôle électrique résultant va progressivement s'opposer à la migration des électrons jusqu'à ce que l'équilibre des charges soit atteint. A ce moment là, un potentiel de surface V_d (potentiel de diffusion), correspondant à la différence entre les travaux de sortie des deux matériaux, va fixer cet état d'équilibre. A noter que ce mécanisme définit

dans le cas des transistors HEMTs le contact d'électrode de grille dont le rôle est de moduler la densité d'électrons dans le canal.

IV.2.2 Les différents mécanismes de conduction dans une structure M/S

Contrairement aux jonctions PN où le transport du courant est dû aux porteurs minoritaires, dans un contact Schottky les processus de conduction sont essentiellement dus aux porteurs majoritaires. Plusieurs mécanismes sont à l'origine de ce transport et peuvent se manifester simultanément ou séparément, en polarisation directe. Nous décrivons dans ce qui suit les principaux mécanismes de transport de charge à travers une barrière Schottky.

IV.2.2.1 Courant d'émission thermoïonique

Le courant thermoïonique est le principal mode de conduction pour une barrière Schottky. Le courant dû à cet effet provient des électrons ayant une énergie supérieure à celle de la hauteur de barrière de potentiel. Sa validité repose sur le respect des hypothèses suivantes:

- Les électrons à l'interface du semiconducteur sont en équilibre thermodynamique avec ceux du volume.
- Le flux du courant n'affecte pas l'équilibre.

La considération de ces hypothèses implique que le pseudo-niveau de Fermi reste constant dans la zone de charge d'espace.

Dans ces conditions, la densité du courant due à l'émission thermoïonique s'écrit [2]:

$$I_{TH} = I_S \left\{ \exp \left(\frac{qV}{nkT} \right) - 1 \right\} \quad \text{IV-2}$$

où V est la tension appliquée, n le facteur d'idéalité de la diode, k la constante de Boltzmann, T la température et I_S le courant de saturation donné par l'expression suivante :

$$I_S = A^* T^2 \exp \left(- \frac{q\phi_b}{kT} \right) \quad \text{IV-3}$$

avec ϕ_b la hauteur de barrière, A^* la constante de Richardson ($\text{A.cm}^{-2}.\text{K}^{-2}$) spécifique du matériau donnée par : $A^* = 4\pi q m_n^* k^2 / h^3$.

L'expression du courant thermoïonique en présence des états d'interface et d'une couche inter-faciale, est donnée par [3]:

$$I_{TH} = A^*T^2 \exp(-\chi^{0.5}\delta) \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad IV-4$$

où δ est l'épaisseur de la couche inter-faciale et χ la hauteur de barrière moyenne causée par l'épaisseur de la couche inter-faciale.

IV.2.2.2 Courant de génération-recombinaison

Précédemment, le calcul du courant traversant la structure est effectué en négligeant les phénomènes de génération recombinaison dans la zone de charge d'espace. En fait, cette zone est le siège de génération thermique et de recombinaison. Les phénomènes de recombinaison en direct et de génération en inverse à l'intérieur de la zone de charge d'espace peuvent être importants aux faibles courants. Le courant de génération-recombinaison s'écrit alors [4]:

$$I_{GR} = I_{GR0} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad IV-5$$

Dans ce cas le facteur d'idéalité est égal à 2 et I_{GR0} est le courant de recombinaison-génération de saturation qui s'exprime par [5]:

$$I_{GR0} = \frac{SqWn_i}{\tau} \quad IV-6$$

où W est la largeur de la zone de charge d'espace, n_i la concentration intrinsèque, S la surface de la diode et τ la durée de vie des porteurs.

IV.2.2.3 Courant tunnel

Un autre phénomène modifie la caractéristique $I(V)$ de la structure, aussi bien dans le sens direct que dans le sens inverse, c'est l'effet tunnel à travers la barrière de potentiel.

On distingue l'effet tunnel «pur» et l'effet tunnel activé thermiquement, avec une activation thermique des porteurs avant leur passage par effet tunnel à travers la barrière. L'effet tunnel pur ne peut généralement être observé en direct que dans le cas d'un semiconducteur dégénéré.

L'équation du courant tunnel activé thermiquement est donnée par [6,7]:

$$I_{TU} = I_{TU0} \left[\exp\left(\frac{q(V)}{E_0} - 1\right) \right] \quad IV-7$$

I_{TU0} est le courant de saturation (tunnel) calculé par Crowell et Rideout [8]:

$$I_{TU0} = \frac{SA \cdot T \sqrt{\pi} \exp\left(-q \frac{V_n}{kT} - q \left(\frac{\phi_b + V_n}{E_0}\right)\right)}{k \cosh(qE_{00}/kT)} \quad \text{IV-8}$$

Le terme E_0 s'exprime sous la forme:

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad \text{IV-9}$$

E_0 , E_{00} : représentent les énergies caractéristiques du semiconducteur relatives à la probabilité de transmission par effet tunnel, avec :

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_s m_n^*}} \quad \text{IV.10}$$

où N_d est le dopage du semiconducteur, k la constante Boltzmann (1.38×10^{-23} J K⁻¹), T la température, ϵ_s la constante diélectrique du semiconducteur, m_n^* la masse effective des électrons dans le semiconducteur et h la constante de Planck (6.63×10^{-34} J S).

Lorsque la valeur de N_d donné par E_{00} est plus élevée que le dopage du semiconducteur on dit que le courant tunnel est assisté par des défauts présents en surface.

IV.2.2.4 Courant de fuite

L'origine du courant de fuite d'une diode peut être dû à [9]:

- un courant par effet tunnel dont le comportement serait celui d'une résistance R_p parallèle à la diode, considération qui ne peut être effectuée qu'à très faible tension;
- un courant surfacique lié à une forte densité d'états de surface qui serait généré entre le contact ohmique et le contact Schottky sous l'effet de la polarisation. A cause de la forte densité d'électrons piégés, la surface se comporterait comme un matériau à faible conduction et serait assimilable à une résistance R_p en parallèle sur la diode ;

- un effet combiné des deux effets qui formerait deux résistances (R_{p1} et R_{p2}) en parallèle sur la diode.

L'impact du courant de fuite est visible essentiellement à faible polarisation quand le courant total est très faible:

$$I_{FU} = \frac{V}{R_p} \quad \text{IV-11}$$

IV.2.2.5 Courant total

Les différents types de courant se résument en un courant total correspondant à la somme des courants thermoïonique I_{TE} , le courant génération-recombinaison I_{GR} , le courant tunnel I_{TU} et enfin le courant de fuite I_{FU} . Ces courants simulés permettent d'identifier la conduction dans chaque structure et ainsi d'interpréter nos courbes expérimentales.

La caractéristique $I(V)$ pour une polarisation directe est donnée par :

$$I_{Tot} = I_{TH} + I_{GR} + I_{TU} + I_{FU} \quad \text{IV-12}$$

En développant ces termes, l'équation IV-4 peut s'écrire sous la forme:

$$\begin{aligned} I_{Tot} = I_{TH0} \left\{ \exp \left(\frac{q(V-R_s I)}{kT} \right) - 1 \right\} \\ + I_{GR0} \left\{ \exp \left(\frac{q(V-R_s I)}{2kT} \right) - 1 \right\} \\ + I_{TU0} \left\{ \exp \left(\frac{q(V-R_s I)}{E_0} \right) - 1 \right\} + \frac{V-R_s I}{R_p} \end{aligned} \quad \text{IV-13}$$

où V est la tension de polarisation appliquée, R_s la résistance série qui représente la résistance du matériau et des fils de connection et R_p est la résistance parallèle.

IV.3 Simulation analytique de la caractéristique Courant-Tension

La simulation des effets des différents mécanismes de transport à travers la structure Schottky des dispositifs HEMT et la compréhension d'un grand nombre de phénomènes physiques et électriques qui limitent leurs performances s'avèrent nécessaires. L'analyse par simulation, avec la possibilité de faire varier les paramètres indépendamment les uns des

autres pour étudier et comprendre leurs influences sur les caractéristiques électriques des structures étudiées, est nécessaire.

Pour identifier les phénomènes physiques dans nos structures métal/AlGaIn, nous avons fait une simulation des caractéristiques courant-tension avec différents mécanismes de transport gouvernant le passage du courant à travers la structure. Le programme que nous avons utilisé pour la simulation a été développé par K. Ameer [10].

On peut tracer la caractéristique $I(V)$ pour une polarisation directe à partir de l'équation IV-13 qui peut s'écrire sous la forme:

$$I_{Tot} = I_{TH0} \left\{ \exp \left(\frac{qV_j}{kT} \right) - 1 \right\} + I_{GR0} \left\{ \exp \left(\frac{qV_j}{2kT} \right) - 1 \right\} + I_{TU0} \left\{ \exp \left(\frac{V_j}{E_0} \right) - 1 \right\} + \frac{V_j}{R_p} \quad IV-14$$

avec $V_j = V - R_s I$.

R_s correspond à la résistance série due au matériau.

Nous avons tracé la caractéristique $I(V)$ en utilisant la méthode de Newton-Raphson employée pour la résolution des équations non linéaires [11], soit à calculer :

$$f(I) = I - (I_{Tot} = I_{TE0} \left\{ \exp \left(\frac{qV_j}{kT} \right) - 1 \right\} + I_{GR0} \left\{ \exp \left(\frac{qV_j}{2kT} \right) - 1 \right\} + I_{TU0} \left\{ \exp \left(\frac{V_j}{E_0} \right) - 1 \right\} + \frac{V_j}{R_p}) = 0 \quad IV-15$$

Le courant calculé par cette méthode est donné par l'équation suivante :

$$I_i = I_{i-1} - \frac{f(I_{i-1})}{f'(I_{i-1})} \quad (i = 1 \dots n_{max}) \quad IV-16$$

$f'(I_{1-i})$ représente la dérivée première de $f(I_{1-i})$

Pour commencer le calcul du courant, il faut choisir un estimé initial I_0 proche de la solution de $f(I) = 0$ pour la première tension de polarisation V . Nous avons pris la solution initiale suivante: $I_0 = 0$ A pour $V_0 = 0$ V.

L'opération de calcul du courant est arrêtée par le test suivant:

$$e = \varepsilon_p$$

avec:

$$e = |I_i - I_{i-1}| \text{ et } \varepsilon_p \text{ représente la précision de calcul } (\varepsilon_p = 10^{-5} \text{ A}).$$

L'organigramme présenté sur la figure IV-2 illustre le procédé de résolution utilisé pour le développement du programme de calcul. Ce programme est réalisé en langage informatique Turbo Pascal.

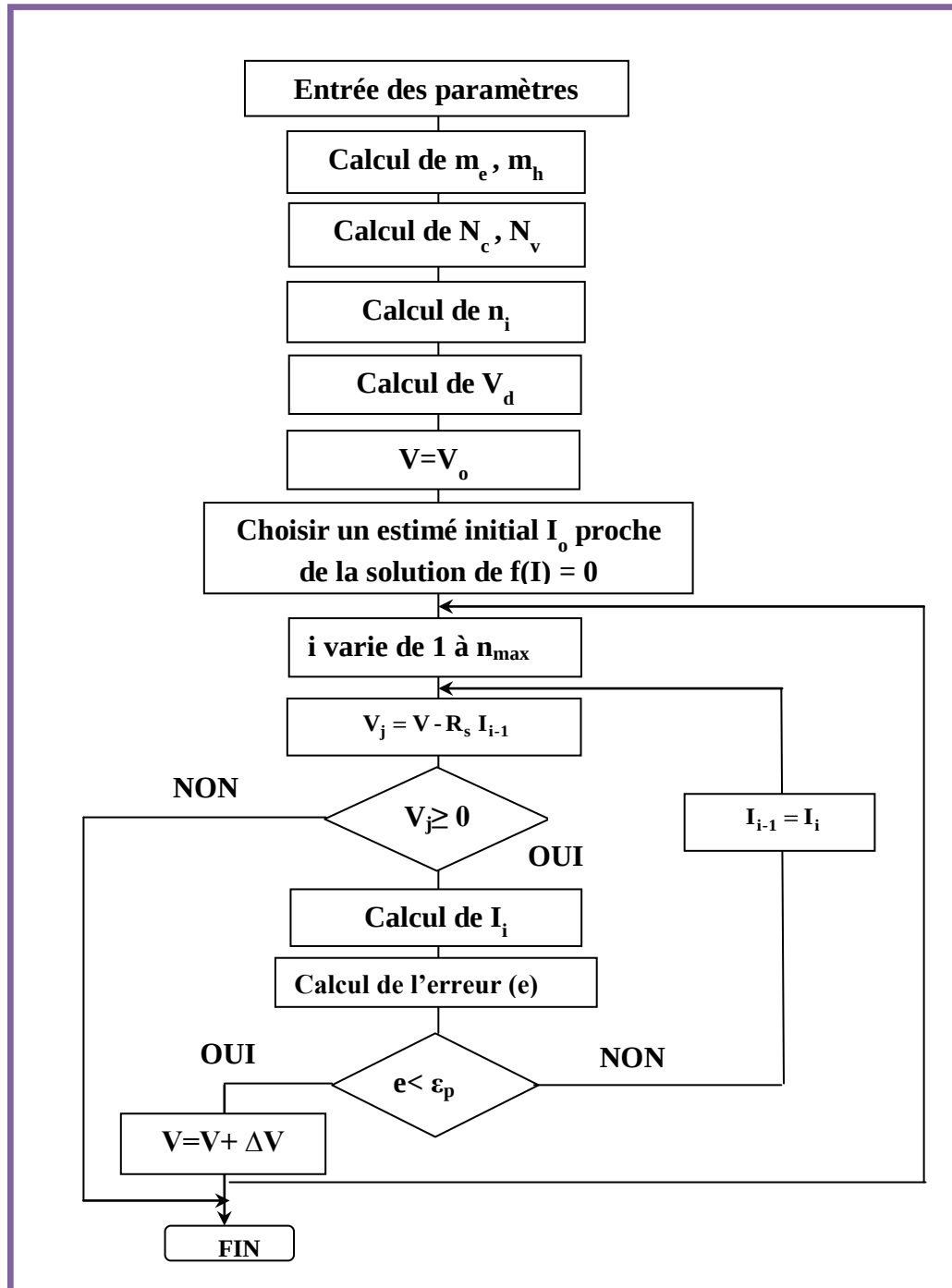


Figure IV-2: Organigramme adopté pour le tracé de la caractéristique courant-tension en polarisation directe à partir de la méthode de Newton-Raphson.

IV.3.1 Les paramètres physiques nécessaires à la simulation analytique

L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ est une solution solide de GaN et d'AlN. Tout paramètre physique relatif à cet alliage peut être obtenu par combinaison des paramètres correspondants au GaN et à l'AlN. La variation des paramètres physiques en fonction de la fraction molaire d'aluminium à température ambiante est rappelée ci-dessous.

IV.3.1.1 Energie de la bande interdite

D'après la loi de Vegard la variation de l'énergie de la bande interdite de l'alliage en fonction de la composition d'aluminium n'est pas linéaire mais quadratique [12].

$$E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}) = x \cdot E_g(\text{AlN}) + (1 - x)E_g(\text{GaN}) - bx(1 - x) \quad \text{IV-17}$$

Le paramètre de courbure noté b (bowing en anglais) vaut environ -0.7 eV pour l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ avec $E_g(\text{AlN}) = 6.2 \text{ eV}$ [13], $E_g(\text{GaN}) = 3.43 \text{ eV}$ [14] et x le coefficient stœchiométrique évalué en % correspondant à la quantité d'incorporation d'Aluminium dans le nitrure de gallium.

IV.3.1.2 Affinité électronique

L'évolution de l'affinité électronique χ en fonction du coefficient stœchiométrique est donnée par la relation [15].

$$\chi_{(\text{AlGa}_x\text{N})} = (x)\chi_{(\text{AlN})} + \chi_{(\text{GaN})}(1 - x) \quad \text{IV-18}$$

avec $\chi(\text{AlN}) = 1.9 \text{ eV}$ [15] et $\chi(\text{GaN}) = 4.1 \text{ eV}$ [16].

IV.3.1.3 Masses effectives des électrons et des trous

Les masses effectives des électrons et des trous en fonction du coefficient stœchiométrique x sont données par la relation suivante [17]:

$$m_{e,t}(\text{AlGa}_x\text{N}) = x m_{e,t}(\text{AlN}) + (1 - x) m_{e,t}(\text{GaN}) + x(1 - x)b_{e,t}(\text{AlGa}_x\text{N}) \quad \text{IV-19}$$

Avec $b_{\text{AlGa}_x\text{N}}$ (bowing) = 0.

Le tableau IV-1 ci-dessous reporte les masses effectives des électrons (m_e^*) et des trous (m_t^*) dans les nitrures GaN et AlN en phases hexagonale [18]:

	m_e^*	m_t^*
GaN (Hexagonale)	0.2	0.3
AlN (Hexagonale)	0.32	0.24

Tableau IV-1: les masses effectives des électrons et des trous.

Les concentrations N_c et N_v sont données par les relations suivantes [4] :

$$N_v = 2.5 \cdot 10^{19} (m_t/m_0)^{\frac{3}{2}} (T/300)^{\frac{3}{2}} \quad \text{IV-20}$$

$$N_c = 2.5 \cdot 10^{19} (m_e/m_0)^{\frac{3}{2}} (T/300)^{\frac{3}{2}} \quad \text{IV-21}$$

avec $m_0 = 3.1 \cdot 10^{-31}$ Kg.

La variation de la concentration intrinsèque est définie par la relation suivante [4] :

$$n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad \text{IV-22}$$

IV.3.1.4 Constante diélectrique (ou permittivité électrique)

L'évolution de la constante diélectrique avec le coefficient stœchiométrique x est donnée par la relation [19] :

$$\varepsilon_{(\text{AlGa}\text{N})} = (x)8.5 + 9.5(1 - x) \quad \text{IV-23}$$

Le tableau IV-2 regroupe les paramètres physiques pour les deux plaquettes AEC1388 et KQ031:

	$\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ ($x = 0.24$) ACE1388	$\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ ($x = 0.28$) KQ031
E_g (eV)	3.91	3.94
χ (eV)	3.57	3.48
ε	9.38	9.58
m_e	0.24	0.25
m_t	1.22	1.21
N_c (cm^{-3})	3.08×10^{18}	3.32×10^{18}
N_v (cm^{-3})	3.36×10^{19}	3.025×10^{19}
n_i (cm^{-3})	2.24×10^{-14}	1.24×10^{-14}
A^* ($\text{A cm}^{-2} \text{K}^{-2}$)	28.8	30.09

Tableau IV-2: Paramètres physiques calculés pour les deux structures.

IV.4 Caractérisations I-V théorique et expérimentale

Pour la structure Métal /AlGa_{0.24}N/GaN, nous avons fait la simulation analytique pour chacune des plaquettes AEC1388 et KQ031. Ensuite nous avons confronté la caractéristique simulée avec la caractéristique expérimentale pour identifier le courant dominant dans les structures.

IV.4.1 Structure (Mo/Au)-Al_{0.24}Ga_{0.76}N plaque AEC1388

La caractéristiques I(V) théorique et expérimentale de la plaque AEC1388 présente un comportement normal. Les paramètres de simulation pris en compte pour la structure (Mo/Au)-Al_{0.24}Ga_{0.76}N sont présentés dans le tableau IV-3.

Paramètres	(Mo/Au)-Al _{0.24} Ga _{0.76} N
Courant de saturation I_{TH0} (A)	10^{-12}
Résistance série R_s (Ω)	53
Résistance parallèle R_p (Ω)	5×10^6
Courant de saturation I_{GR0} (A)	3×10^{-11}
Paramètre Tunnel E_0 (meV)	90
Courant de saturation I_{TU0} (A)	3×10^{-8}
Constante de Richardson A^* ($A \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$)	28.8
Surface de la grille S (cm^2)	3.75×10^{-5}

Tableau IV-3: Paramètres de simulation utilisés pour la structure (Mo/Au)-Al_{0.24}Ga_{0.76}N.

La figure IV-3 représente la caractéristique I(V) simulée du courant thermoïonique en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure (Mo/Au)-Al_{0.24}Ga_{0.76}N.

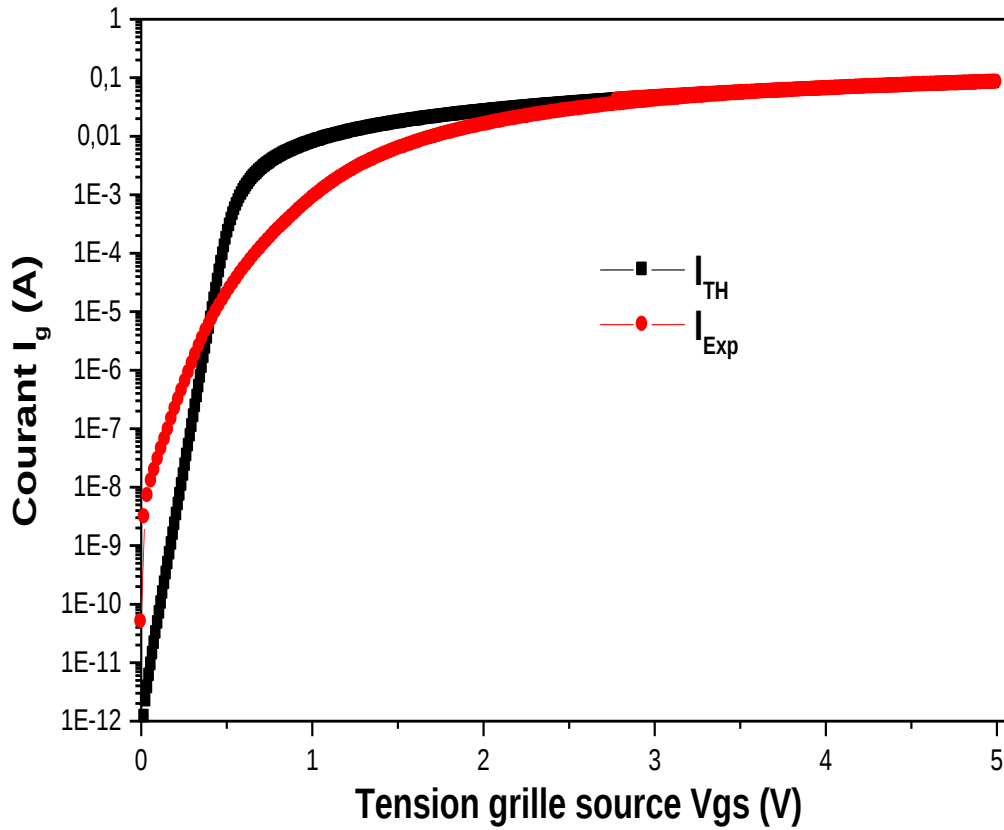


Figure IV-3: Caractéristiques $I(V)$ simulée (avec le courant thermoïonique) et expérimentale de la structure $(\text{Mo/Au})\text{-Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$.

On remarque que la caractéristique théorique s'écarte de la caractéristique expérimentale pour des tensions de polarisation comprises entre 0 V et 2.4 V. On conclut que le passage du courant à travers la structure n'est pas gouverné par le courant thermoïonique.

Hors cet intervalle de tension (pour $V > 2.4$) l'effet de la résistance série prédomine et la caractéristique théorique rejoint la caractéristique expérimentale.

Les paramètres de simulation choisis sont: $R_s = 53 \, \Omega$, $I_{TH0} = 10^{-12} \, \text{A}$.

La figure IV-4 présente la caractéristique $I(V)$ simulée du courant génération-recombinaison en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure $(\text{Mo/Au})\text{-Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$.

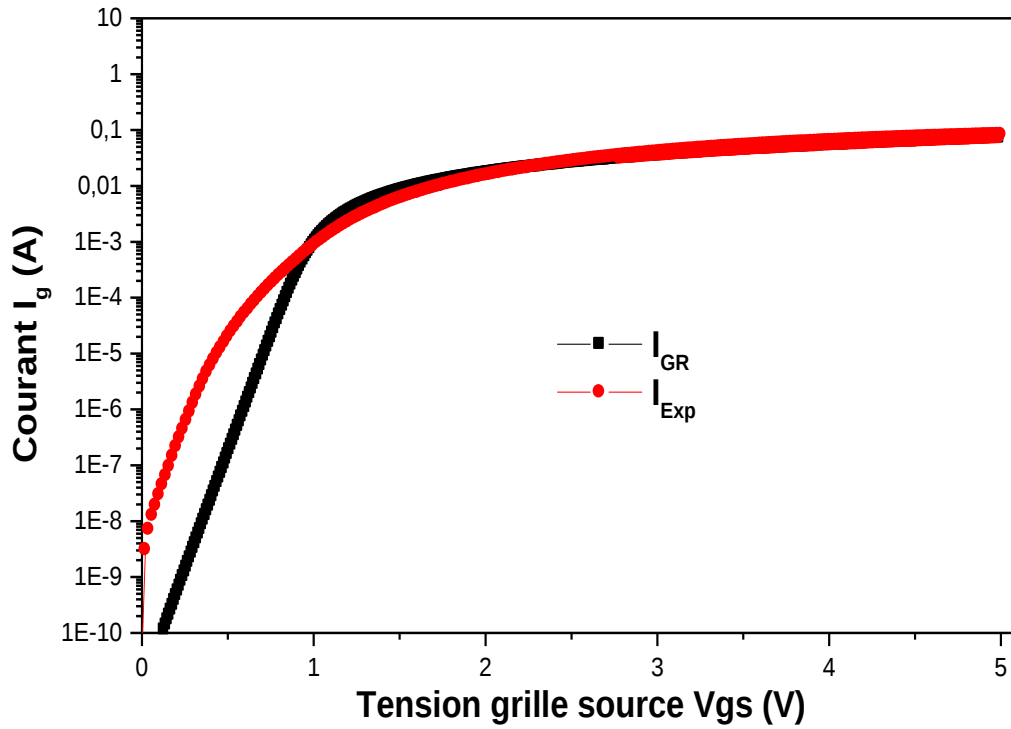


Figure IV-4: Caractéristiques I(V) simulée (avec le courant de génération-recombinaison) et expérimentale de la structure (Mo/Au)- $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$.

Un net écart apparaît entre les deux caractéristiques donc le passage du courant à travers la structure n'est pas gouverné par le courant de génération-recombinaison. L'effet de la résistance série prédomine pour des tensions supérieures à 1 V.

Les paramètres de simulation choisis sont: $R_s = 53\Omega$, $I_{GR0} = 3 \times 10^{-11}\text{A}$.

La figure IV-5 représente la caractéristique I(V) simulée du courant tunnel en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure (Mo/Au)- $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$.

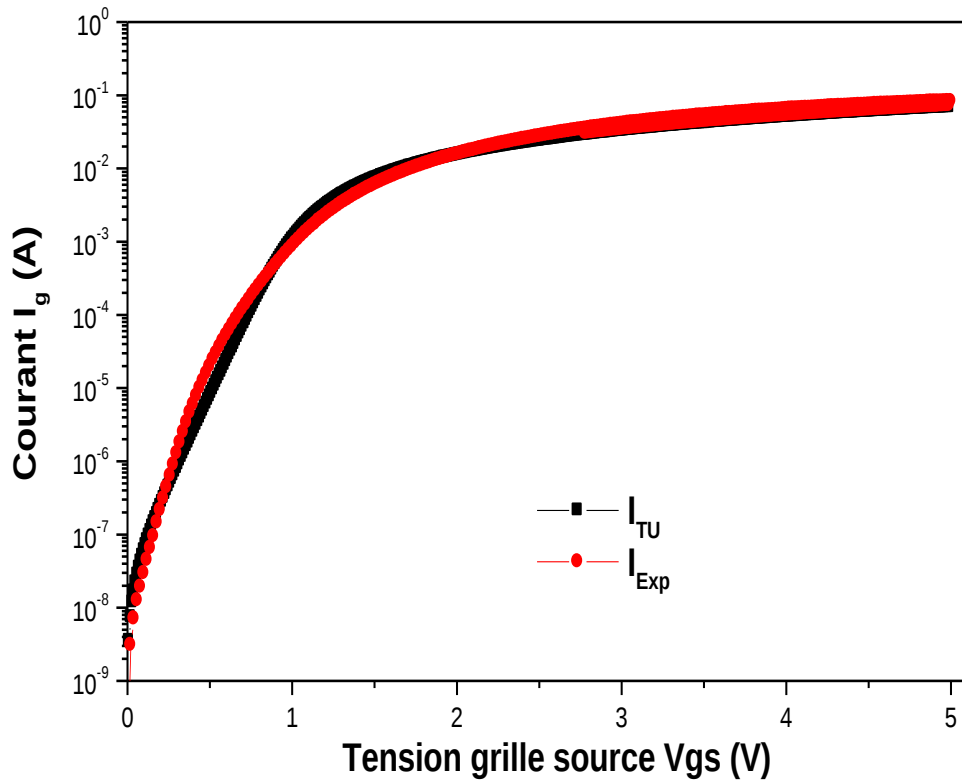


Figure IV-5: Caractéristiques $I(V)$ simulée (avec le courant tunnel) et expérimentale de la structure $(\text{Mo}/\text{Au})\text{-Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$.

A partir de la figure IV-5, on remarque que la caractéristique du courant tunnel et la caractéristique expérimentale se superposent pratiquement sur toute la gamme des tensions, on remarque la nette prédominance du courant tunnel.

La valeur de $E_0 = 90$ meV indique un dopage de l'ordre $3.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ qui est plus élevé comparé à celui du matériau AlGaN ($N_d \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). L'apparition de ce courant tunnel est probablement assisté par des défauts présents en surface.

Les paramètres de simulation choisis sont: $E_0 = 90$ meV, $I_{TU0} = 3 \times 10^{-8}$ A et $R_s = 53 \Omega$.

La figure IV-6 représente la caractéristique $I(V)$ du courant de fuite en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure $(\text{Mo}/\text{Au})\text{-Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$.

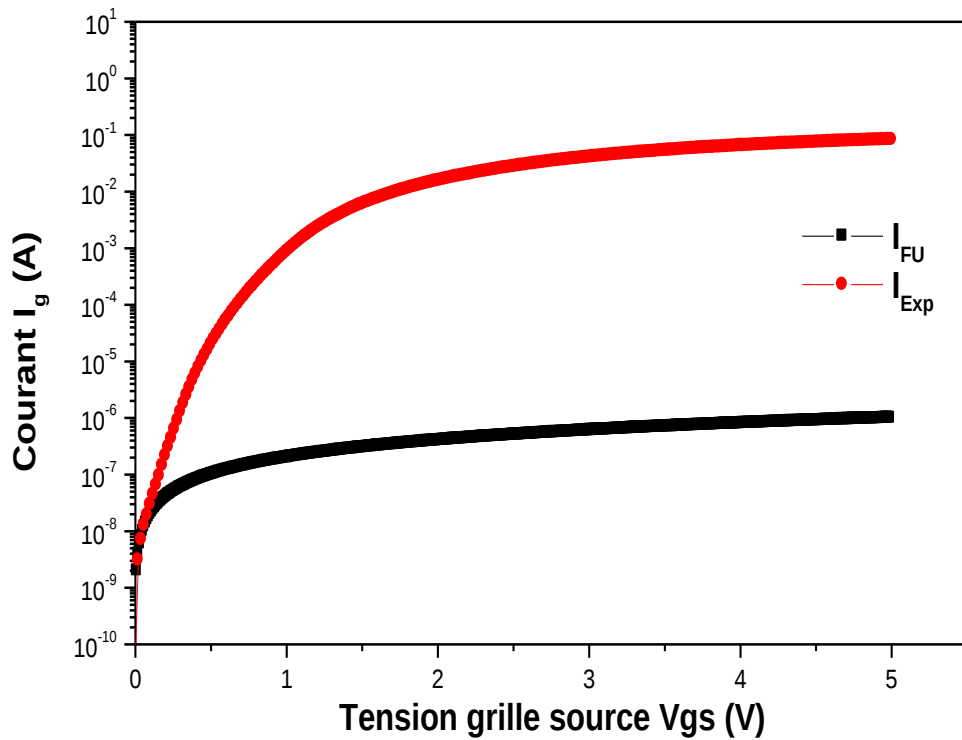


Figure IV-6: Caractéristiques $I(V)$ simulée (avec le courant fuite) et expérimentale de la structure (Mo/Au)- $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$.

La caractéristique expérimentale et la caractéristique théorique (courant de fuite) montrent un écart important à partir des tensions supérieures à 0.3 V.

Aux faibles tensions (< 0.3 V) avec $R_p = 5 \times 10^6 \Omega$, les caractéristiques sont confondues, donc on a la prédominance du courant de fuite aux faibles tensions.

Les paramètres de simulation choisis sont: $R_p = 5 \times 10^6 \Omega$ et $R_s = 53 \Omega$.

La figure IV-7 représente les caractéristiques représentant la somme des deux courants (fuite et tunnel) en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure (Mo/Au)- $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$.

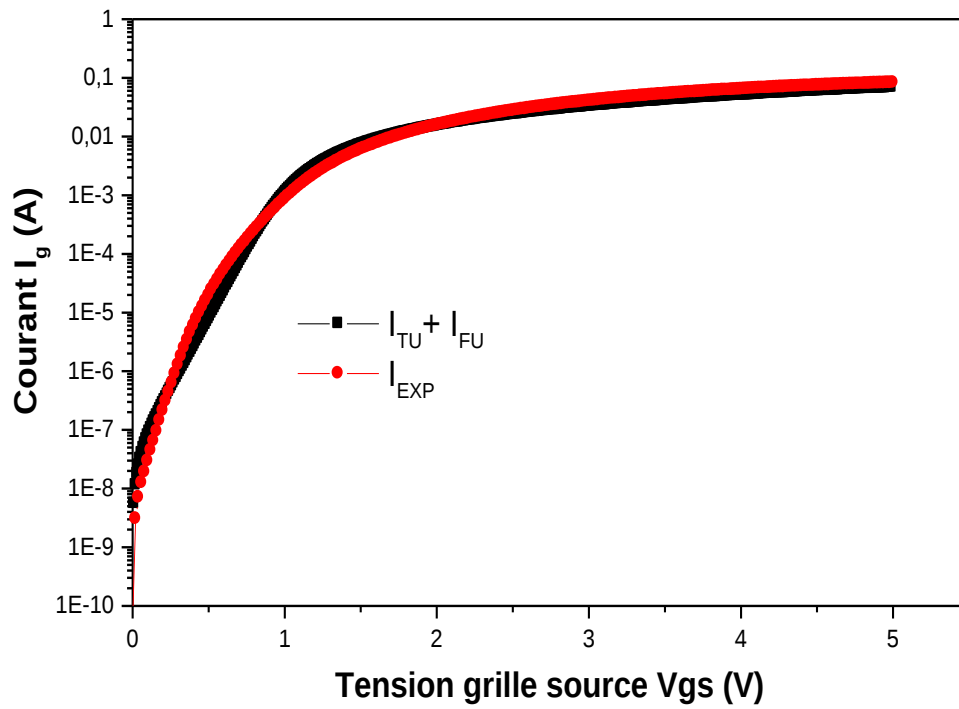


Figure IV-7: Caractéristiques $I(V)$ simulée (avec $I_{TU}+I_{FU}$) et expérimentale de la structure $(Mo/Au)-Al_{0.24}Ga_{0.76}N$.

La confrontation de la caractéristique simulée (la somme du courant tunnel et le courant de fuite) avec la caractéristique expérimentale montre la prédominance du courant tunnel avec la présence d'un courant de fuite aux faibles tensions pour la structure $(Mo/Au)-Al_{0.24}Ga_{0.76}N$.

IV.4.2 Structure (Mo/Au)-Al_{0.28}Ga_{0.72}N plaque KQ031

La caractéristique $I(V)$, concernant la plaque KQ031 présente un cas assez fréquent et facilement interprétable qui est celui de la « double hauteur de barrière ». Ce cas correspond à la présence de deux hauteurs de barrières en surface du contact Schottky.

IV.4.2.1 Modèle à double hauteur de barrière

Dans le cas de ce modèle, les anomalies présentes dans les caractéristiques $I(V)$ peuvent être simulées par la présence de deux phases à l'interface qui peuvent induire deux hauteurs de barrières différentes. Le modèle est équivalent à un circuit constitué de deux diodes indépendantes en parallèle [20 - 24]. La première diode a une hauteur de barrière Schottky basse (HBB) ϕ_b^L , un facteur d'idéalité n^L et la seconde diode a une hauteur de barrière haute (HBH) ϕ_b^H , un facteur d'idéalité n^H . Le circuit électrique équivalent ainsi qu'une mesure $I(V)$ représentant ce modèle sont illustrés sur la figure IV-8.

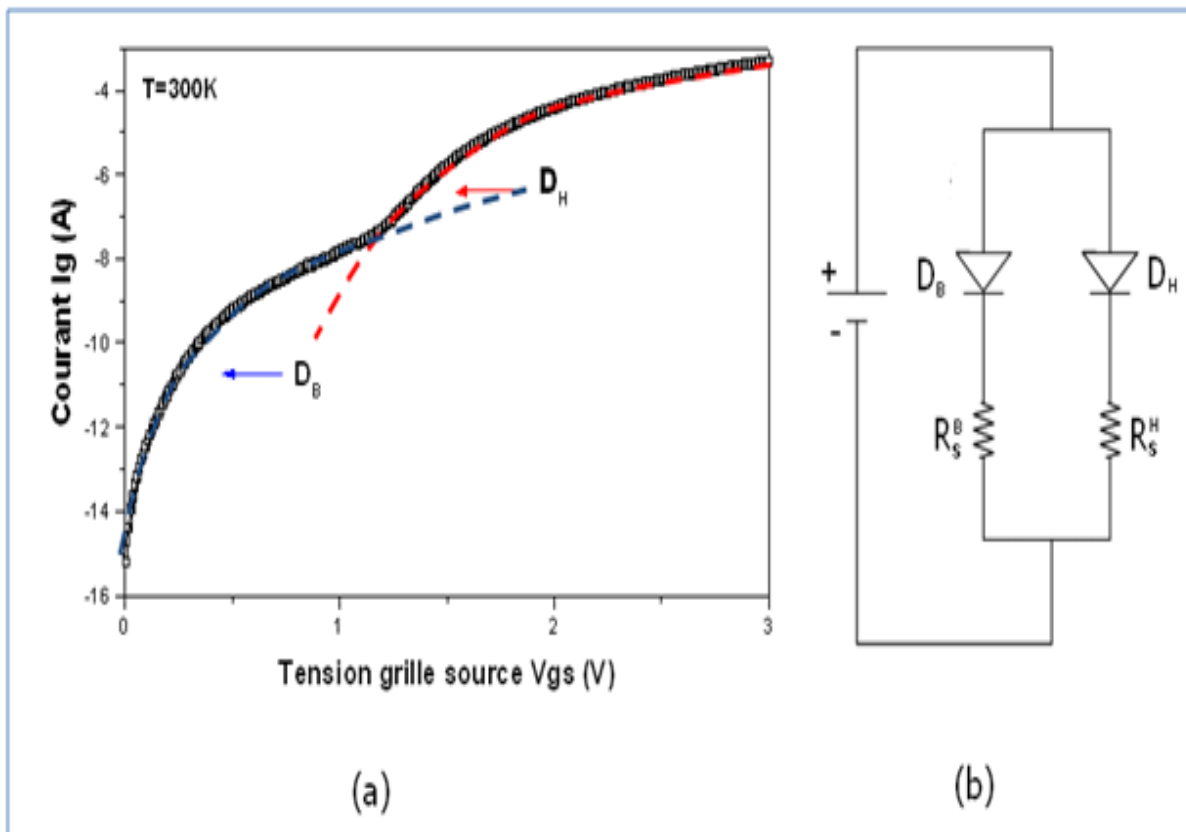


Figure IV-8: Exemple de caractéristique $I(V)$ en polarisation directe et le circuit électrique équivalent pour le modèle à double hauteur de barrière.

Les paramètres de simulation pris en compte pour la structure (Mo/Au)-Al_{0.28}Ga_{0.72}N sont présentés dans le tableau IV-3.

	Paramètres	(Mo/Au)- Al _{0.28} Ga _{0.72} N
La diode HBH	Courant de saturation I _{TH0} (A)	10 ⁻²¹
	Courant de saturation I _{GR0} (A)	10 ⁻¹²
	Résistance série R _s (Ω)	57
	Surface de la grille S _B (cm ²)	3.44x 10 ⁻⁵
	Constante de Richardson A* (A cm ⁻² K ⁻²)	30.09
La diode HBB	Courant de saturation I _{TU0} (A)	10 ⁻⁷
	Résistance série R _s (Ω)	800
	Résistance parallèle R _p (Ω)	4x10 ⁷
	Paramètre Tunnel E ₀ (meV)	80
	Dopage N _d (cm ⁻³)	10 ¹⁹
	Constante de Richardson A* (A cm ⁻² K ⁻²)	30.09
	Surface de la grille S _H (cm ²)	3.1x 10 ⁻⁶

Tableau IV-3: Paramètres de simulation utilisés pour la structure (Mo/Au)-Al_{0.28}Ga_{0.72}N.

La figure IV-9 représente la caractéristique $I(V)$ simulée du courant tunnel en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure (Mo/Au)- $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$ pour la diode basse (HBB).

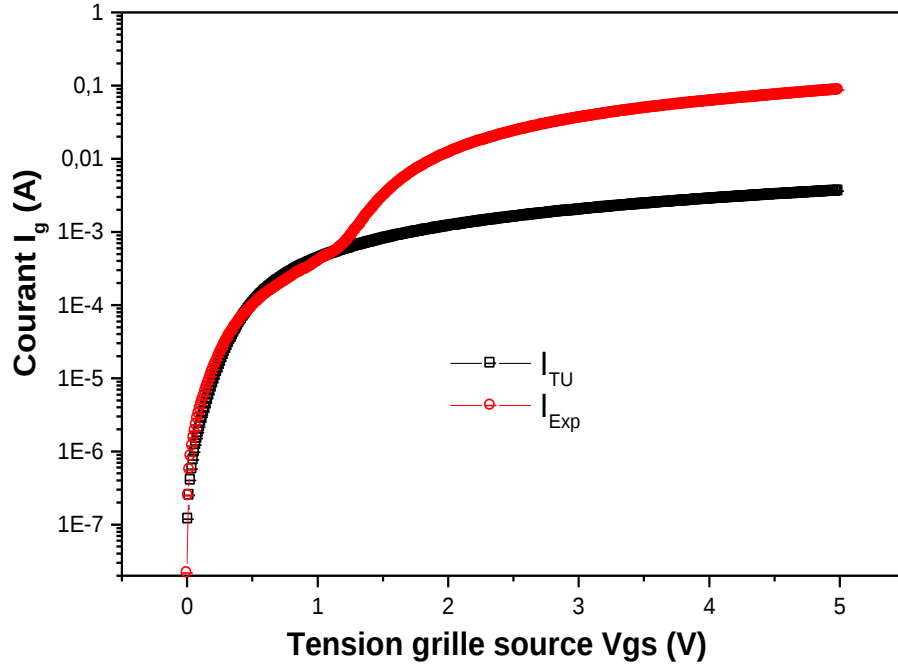


Figure IV-9: Caractéristiques $I(V)$ simulée (avec le courant tunnel) et expérimentale de la structure (Mo/Au)- $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$.

A partir de la figure IV-9, on observe la superposition du courant tunnel avec la courbe expérimentale pour des tensions inférieure à 1.2 V pour la diode basse (HBB).

La valeur de $E_0 = 80$ meV indique un dopage de l'ordre 10^{19} cm^{-3} de l'ordre du dopage du substrat AlGaN correspondant à la diode basse ($N_d \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

Les paramètres de simulation choisis sont: $E_0 = 80$ meV, $N_d = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $I_{TU0} = 1.6 \times 10^{-7} \text{ A}$ et $R_s = 800 \Omega$.

La figure IV-10 représente la caractéristique $I(V)$ du courant de fuite en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure (Mo/Au)- $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$ la diode basse (HBB).

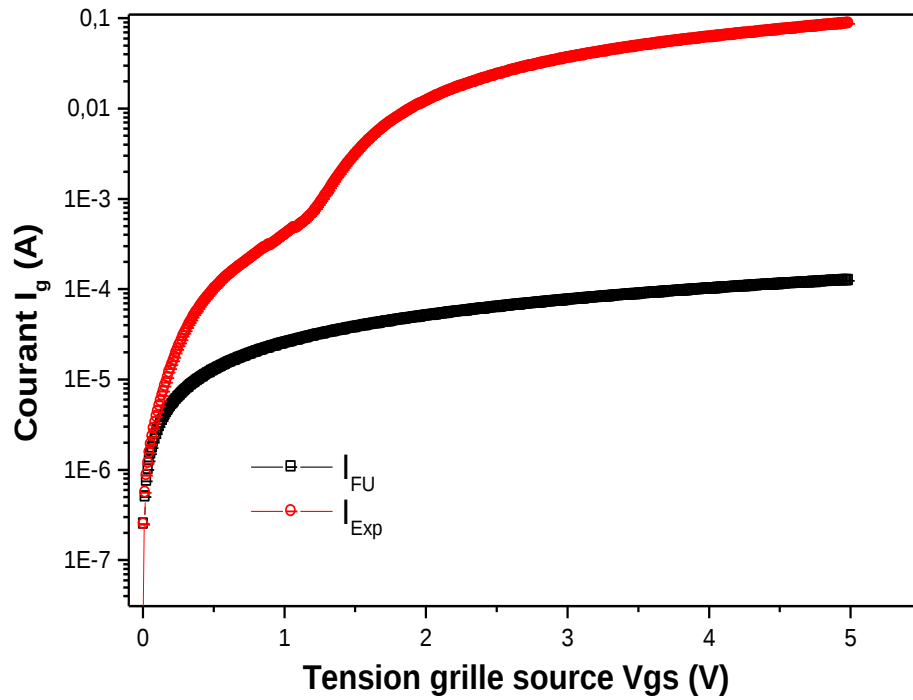


Figure IV-10: Caractéristiques $I(V)$ simulée avec le courant de fuite et expérimentale de la structure $(\text{Mo}/\text{Au})\text{-Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$.

A partir de cette figure, on constate que la caractéristique du courant de fuite simulée se superpose avec la caractéristique expérimentale pour les faibles tensions ($< 0.2 \text{ V}$). On conclut que le courant de fuite prédomine aux faibles tensions pour la diode basse (HBB).

Les paramètres de simulation choisis sont: $R_p = 4 \times 10^7 \Omega$ et $R_s = 800 \Omega$.

La figure IV-11 représente la caractéristique de la somme des deux courants (tunnel et fuite) en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure $(\text{Mo}/\text{Au})\text{-Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$ de la diode basse (HBB).

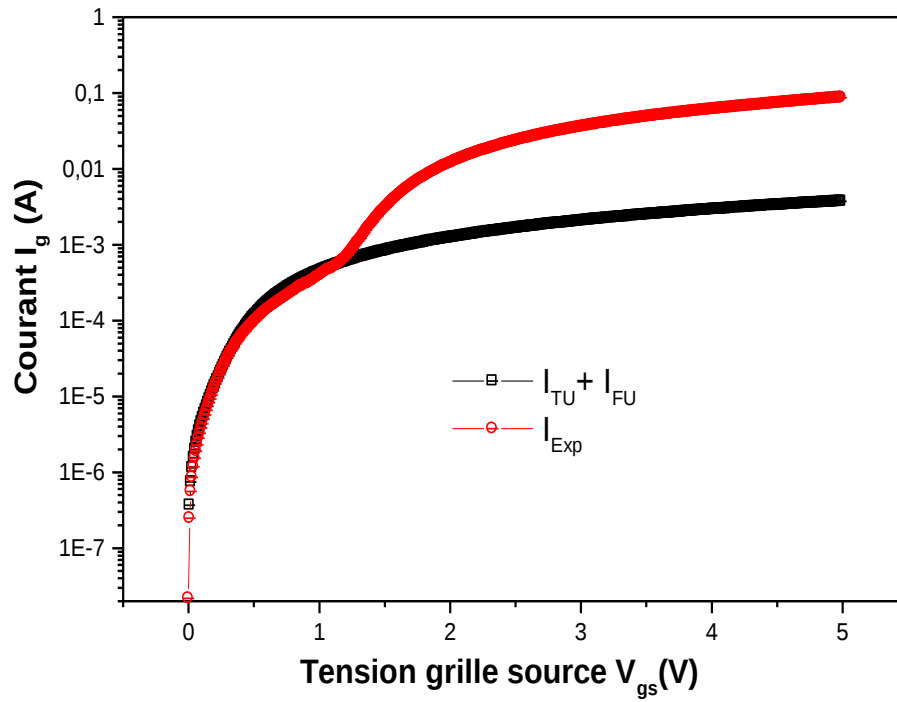


Figure IV-11: Caractéristiques $I(V)$ simulée (avec $I_{TU} + I_{FU}$) et expérimentale de la structure $(\text{Mo/Au})\text{-Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$.

La confrontation de la caractéristique simulée, correspondant à la somme du courant tunnel et le courant de fuite, avec la caractéristique expérimentale montre la prédominance du courant tunnel avec la présence d'un courant de fuite aux faibles tensions pour la première diode Schottky (HBB) de la structure $(\text{Mo/Au})\text{-Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$.

La figure IV-12 représente la caractéristique $I(V)$ simulée du courant thermoionique en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure $(\text{Mo/Au})\text{-Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$ pour la diode haute (HBH).

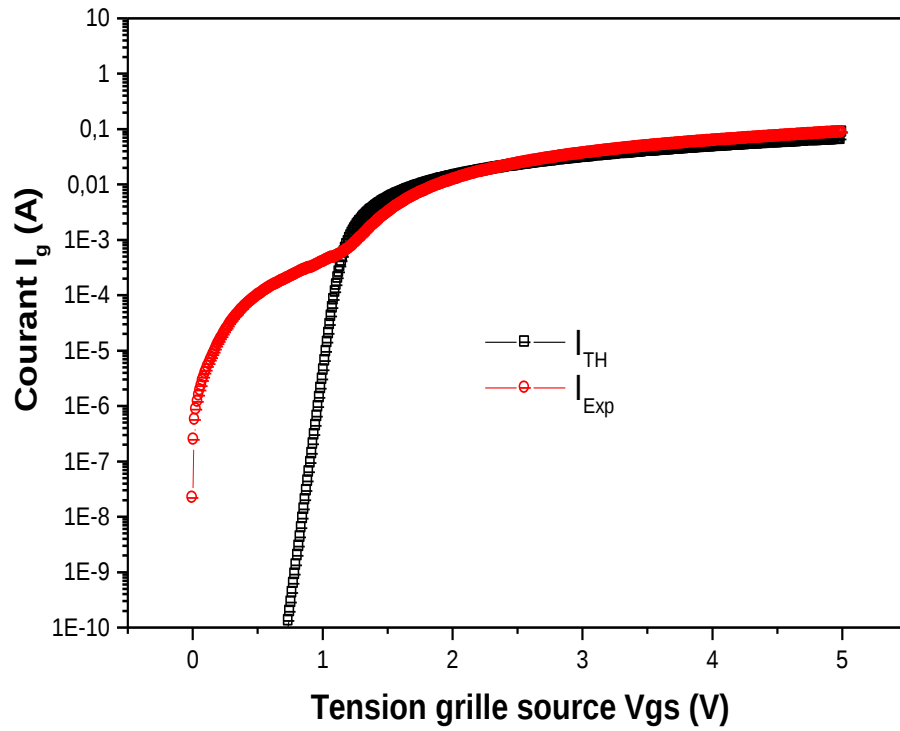


Figure IV-12: Caractéristiques $I(V)$ simulée (avec le courant thermoïonique) et expérimentale de la structure $(\text{Mo}/\text{Au})\text{-Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$.

A partir de la figure IV-12, on observe que la caractéristique du courant thermoïonique rejoint la courbe expérimentale pour des tensions de polarisation comprises entre 1 V et 2.5 V, pour la diode haute (HBH).

Les paramètres de simulation choisis sont : $R_s = 57 \, \Omega$, $I_{TH0} = 1 \times 10^{-21} \, \text{A}$.

La figure IV-13 représente la caractéristiques représentant la somme des deux courants celui de la diode basse (I_{HBB}) et celui la diode haute (I_{HBH}) de la structure $(\text{Mo}/\text{Au})\text{-Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$.

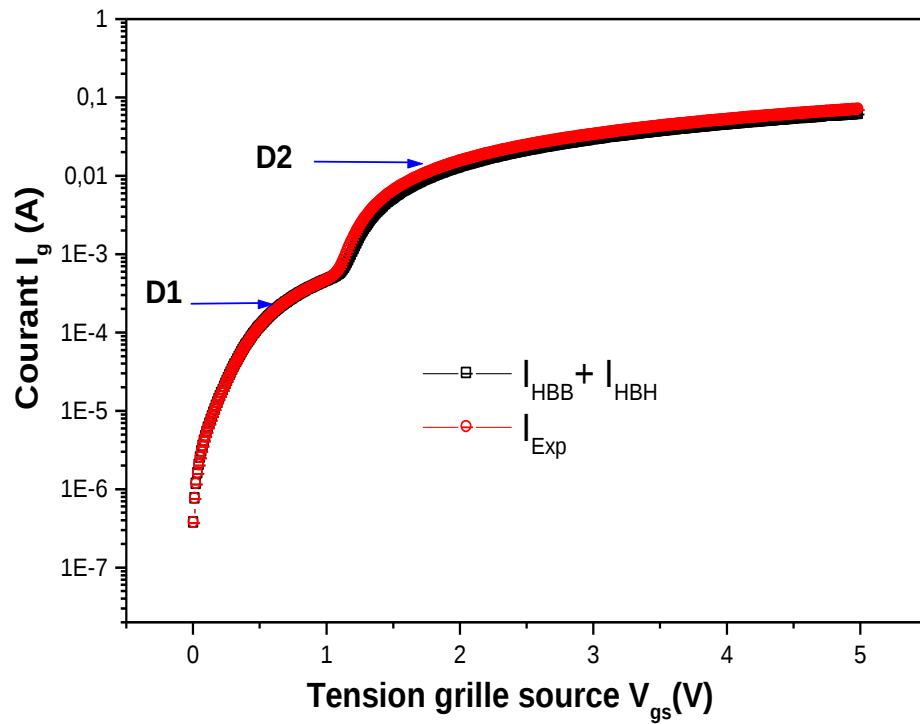


Figure IV-13: Caractéristiques $I(V)$ simulée (avec $I_{HBB} + I_{HBH}$) et expérimentale de la structure (Mo/Au)- $Al_{0.28}Ga_{0.72}N$.

La confrontation de la caractéristique simulée, correspondant à la somme du courant de la diode basse (I_{HBB}) et celui la diode haute (I_{HBH}), avec la caractéristique expérimentale montre la prédominance du courant de la diode basse pour des tensions inférieure à 1 V, au delà de cette tension la prédominance nette du courant thermoïonique de la diode haute apparait.

IV.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un bref rappel sur la structure Schottky et l'ensemble des mécanismes intervenants dans le transport des porteurs à travers la barrière métal /semiconducteur (MS). Le programme de calcul basé sur la résolution analytique des principales équations nécessaires pour le tracé de caractéristique courant-tension $I(V)$ théorique d'une structure Schottky métal/AlGaIn a été aussi présenté.

D'après confrontation de la caractéristique $I(V)$ simulée de la plaque AEC1388 avec la caractéristique expérimentale les mécanismes, dominants sont:

- L'effet tunnel prédominant presque sur toute la gamme de polarisation.
- L'effet du courant de fuite observable pour les faibles tensions.

La plaque KQ031 présente une caractéristique avec un comportement de deux diodes en parallèle.

Pour la première diode basse (HBB), la caractéristique $I(V)$ simulée est due à la contribution de deux mécanismes:

- L'effet tunnel (prédominant sur toute la gamme de polarisation).
- L'effet du courant de fuite dû à la présence d'une résistance parallèle (prédominant aux faibles tensions).

Pour la deuxième diode haute (HBH), La caractéristique $I(V)$ simulée est due à la contribution d'un seul mécanisme :

- l'effet du courant thermoïonique.

On conclut que la structure HEMT de la plaque KQ031 est pratiquement de meilleure qualité que la structure HEMT de la plaque AEC1388. En effet, elle ne présente pratiquement de défauts en surface, le courant tunnel est dû au fort dopage de la diode HBB, et le courant thermoïonique paraît prédominant dans la diode HBH.

Bibliographie

- [1] W. Chikhaoui, Thèse de Doctorat, l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INSA de Lyon), France, (2011).
- [2] S. M. Sze and K. K. Ng, "Physics of semiconductor devices", Wiley-Interscience, (2007).
- [3] H. C. Card, E. H. Rhoderick, "Studies of tunnel MOS diodes II. Thermal equilibrium considerations" J. Appl. Phys. D, **4**, (1971).
- [4] H. Mathieu, "Physique des Semiconducteurs et des Composants Électroniques", 3ième édition Masson, (1996).
- [5] J. Bardeen, "Surface States and rectification at a metal Semi-conductor contact" Phys. Rev. **71**, 717, (1947).
- [6] A. Vapaille, R. Castagné, Dispositifs et Circuits Intégrés Semiconducteurs, Edition Dunod, (1990).
- [7] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", 2nd édition Wiley & Sons, New York, (1981).
- [8] F. A. Padovani, R. Stratton, Solid State Electron. **9** . 695, (1966).
- [9] C. R. Crowell, V. L. Rideout, Solid State Electron. Pergamon Press. **12** .89-105, (1969).
- [10] K. Ameer, H. Mazari, S. Tizi, R. Khelifi, Z. Benamara, N. Benseddik, A. Chaib, N. Zougagh, M. Mostefaoui, L. Bideux, G. Monier, B. Gruzza, and C. Robert-Goumet Sensor Letters **9**, 2268–2271, (2011).
- [11] M. Boumahrat, A. Gourdin, Méthodes Numériques Appliquées, Edition OPU, Alger, (1993).
- [12] D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Hopler, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, J. Appl. Phys. **82**, 5090, (1997).
- [13] N. Nepal, J. Li, M. L. Nakarmi, J. Y. Lin, and H. X. Jiang, Applied Physics Letters **87**, 242104, (2005).
- [14] O. Ambacher J. Phys. D: Appl. Phys. **31**, 2653–2710, (1998).
- [15] D. Qiao, L. S. Yu, S. S. Lau, J. M. Redwing, J. Y. Lin and H. X. Jiang, J. Appl. Phys. **87**, 801, (2000).
- [16] C. I. Wu, A. Kahn Applied Surface Science, **162–163**, 250–255, (2000).

- [17] R. Quay “Gallium Nitride Electronics”, 24–25, (2008).
- [18] J.A. Majewski, M. Staedele and P. Vogl , Res. Soc. Proc, **449**, 887-892, (1997).
- [19] V. W.L. Chin, T. L. Tansley, and T. Osotchan, J. Appl. Phys, **75**, 7365-7372, (1994).
- [20] M.V. Schneider, A. Y. Cho, E. Kollberg, and H. Zirath, Appl Phys Lett .**43**, 558–560, (1983).
- [21] D. Defives, O. Noblanc, C. Dua, C. Brylinski, M. Barthula, V. Aubry-Fortuna, and F.Meyer, Electron Devices, IEEE Transactions on . **46**, 449 –455, (1999).
- [22] T. Q. Tuy and I. Mojzes, Applied Physics Letters, **56**, 1652–1654, (1990).
- [23] D.Morrison, K. Hilton, M. Uren, N. Wright, C. Johnson, and A. O’Neill, Materials Science and Engineering: B-**61-62** , 345 –348, (1999) .
- [24] I. Ohdomari, T.S. Kuan, and K. N. Tu, Journal of Applied Physics, **50**, 7020–7029, (1979).

CONCLUSION GÉNÉRALE

Les transistors HEMTs à base de nitrure de gallium (AlGaN/GaN) présentent de nombreux avantages en tant que dispositifs électroniques destinés à fonctionner à haute température et à forte puissance (tension de claquage élevée, excellente conductivité thermique, etc.).

L'objectif de notre travail était de caractériser électriquement les structures HEMTs à base d'hétérostructures AlGaN/GaN sur substrat SiC de deux plaques (KQ031, AEC1388), ensuite de modéliser leurs caractéristiques $I_g(V_{gs})$. Le but de cette étude a été d'identifier les principales anomalies qui induisent les dysfonctionnements électriques d'un HEMT à base de nitrure de gallium (AlGaN/GaN).

L'étude, caractérisation et modélisation, nous a permis de mettre en évidence les principaux mécanismes de conduction observables dans chacune de ces structures.

Les mesures courant-tension $I_g(V_{gs})$ et capacité-tension $C_{gs}(V_{gs})$ sur ces structures ont montré un comportement très différent.

Caractéristique $I_g(V_{gs})$ de la plaque KQ031 a indiqué la présence de deux diodes, la première diode D_1 (HBB) présente une surface plus petite que la diode D_2 (HBH). Cet effet est expliqué par la présence de deux couches à l'interface (Metal/AlGaN) qui peuvent induire deux hauteurs de barrières différentes. Ceci est justifié par les mesures capacité-tension $C_{gs}(V_{gs})$. Ce phénomène n'est pas présent dans la plaque AEC1388.

L'étude des caractéristiques $I_{gs}(V_{gs})$ en fonction de la température a permis de mettre en évidence les principaux mécanismes de conduction observables dans la plaque KQ031.

Nous déduisons que le mécanisme de transport fait intervenir à la fois l'émission thermoionique associée aux recombinaisons ou à l'effet tunnel lorsque la température augmente. La conduction par effet tunnel se trouve favorisée par la présence de défauts proches de la surface. La préparation des surfaces préalable au dépôt des contacts est primordiale pour limiter ce phénomène. L'effet de la résistance parallèle R_p est dominant à basse température ceci indique la prédominance du courant de fuite à basse température pour les faibles tensions de grille.

Les caractéristiques statique de sortie $I_{ds}=f(V_{ds})$ indiquent la présence de l'effet de l'auto échauffement dans les deux structures, par contre l'effet kink n'est pas présent dans les deux structures. D'après ces caractéristiques on remarque que la plaque KQ031 présente une valeur de courant de saturation supérieure à celle de la plaque AEC1388. Nous avons effectué une étude comparative des deux structures HEMTs. On peut dire que la structure HEMT de la plaque KQ031 est pratiquement meilleure que la structure HEMT de la plaque ACE1388.

Conclusion générale

La confrontation de la caractéristique $I(V)$ simulée avec la caractéristique expérimentale a montré que les mécanismes dominants sont:

Pour la plaque AEC1388

- L'effet tunnel prédominant presque sur toute la gamme de polarisation.
- L'effet du courant de fuite observable pour les faibles tensions.

Pour la plaque KQ031 présente une caractéristique avec un comportement de deux diodes en parallèle.

Pour la première diode basse (HBB), deux mécanismes sont observés:

- L'effet tunnel (prédominant sur toute la gamme de polarisation).
- L'effet du courant de fuite dû à la présence d'une résistance parallèle (prédominant aux faibles tensions).

Pour la deuxième diode haute (HBH), La caractéristique $I(V)$ simulée est due à la contribution d'un seul mécanisme :

- l'effet du courant thermoïonique.

Enfin, en perspectives, on pourra compléter cette étude en apportant plus d'informations sur le comportement électriques de ces structures, en faisant des mesures de capacités et de conductances en fonction de la fréquence et des caractérisations physiques telles que la DLTS pour étudier les niveaux pièges.

Résumé

Les matériaux nitrurés d'éléments III tels que le nitrure de gallium (GaN) et ses alliages sont de très bons candidats pour la réalisation de composants de puissance travaillant en hautes fréquences. En effet ces matériaux présentent des propriétés physicochimiques intéressantes et la technologie des composants de puissance, tels que les transistors à haute mobilité électronique (HEMT), est basée sur ce type de matériau. Cependant la technologie, utilisée dans la fabrication de ces derniers, est encore mal maîtrisée, le matériau présentant des défauts lors de sa croissance (impuretés, défauts cristallins,.....) induit un dysfonctionnement des structures.

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes particulièrement intéressés à l'étude des mécanismes physiques responsables du dysfonctionnement des transistors HEMTs à base d'hétérostructure AlGaN/GaN sur substrat SiC. Le travail de cette thèse comporte des résultats obtenus par caractérisations électriques suivis d'une comparaison avec les résultats obtenus par simulation analytiques.

Nous avons effectué des caractérisations électriques courant-tension et capacité-tension sur deux transistors à structures HEMTs: le KQ031 et le AEC1388. La caractérisation courant-tension $I_g(V_{gs})$ est effectuée à différentes températures tandis que la caractérisation capacité-tension $C_{gs}(V_{gs})$ est effectuée à température ambiante seulement. L'analyse des caractéristiques obtenues, nous a permis de repérer certaines anomalies de comportement de ces dispositifs. Les caractéristiques de sortie ont montré un meilleur comportement des structures KQ031($Al_{0.28}Ga_{0.72}N$) par rapport aux structures AEC1388 ($Al_{0.24}Ga_{0.76}N$). Par contre l'effet d'auto-échauffement est présent dans les deux structures. La confrontation des résultats expérimentaux avec les résultats simulés a décelé, point de vue grille Schottky, la présence de deux diodes en surface pour la structure KQ031($Al_{0.28}Ga_{0.72}N$) et une dominance du courant tunnel dans la structure AEC1388 ($Al_{0.24}Ga_{0.76}N$).

Mots clé: Matériaux III-V, Diode Schottky, HEMT, Simulation analytique.

المخلص :

تعتبر مواد النتريدات ذات العناصر III مثل نتريد الغاليوم (GaN) و سبائك المرشح الافضل لإنتاج المركبات التي تحتاج الى قوة و التي تعمل في الترددات العالية . في الواقع , هذه المواد تمتاز بخصائص فيزيائية و كيميائية مثيرة للاهتمام مما جعلها المفضلة لتكنولوجيا الخاصة بالترانزستورات ذات الحركة العالية (HEMT) . لكن هذه التكنولوجيا المستخدمة لصناعة هذا الأخير لا تزال غير متحكم فيها و هذا راجع للعيوب الموجودة أثناء تصنيع هذه المواد (الشوائب و العيوب البلورية). في هذه الأطروحة نحن مهتمين بشكل خاص بدراسة الآليات الفيزيائية المسؤولة عن الخلل الوظيفي للترانزستورات HEMT المصنوعة من الهياكل المتعددة GaN/AlGaN الموضوع على SiC. العمل المقدم في هذه الأطروحة يحوي على نتائج تجريبية التي تم التحصل عليها عن طريق الخصائص الكهربائية يليه مقارنة مع نتائج المحاكاة التحليلية. من بين هذه النتائج التي قمنا بها: خصائص تيار-توتر (I-V) و قدرة توتر (C-V) لاثنين من الترانزستور HEMT (KQ031-AEC1388) .

تم تنفيذ الخصائص الكهربائية تيار-توتر ($I_g - V_{gs}$) عند درجات حرارة مختلفة في حين تم تنفيذ الخصائص الكهربائية و قدرة توتر ($C_{gs} - V_{gs}$) في درجة حرارة معتدلة ($300^{\circ}C$) . تحليل هذه الخصائص الذي تم الحصول عليها مكثنا من الكشف عن بعض الحالات الشاذة لسلوك هذه الاجهزة (HEMT)

النتائج أظهرت أن أفضل السلوك سجله الهيكل المسمى KQ031 ($Al_{0.28}Ga_{0.72}N$) مقارنة مع الهيكل المسمى AEC1388 . من ناحية أخرى نلاحظ تأثير كل من الهيكلين بظاهرة التسخين الذاتي (auto-échauffement) . مواجهة النتائج التجريبية مع نتائج المحاكاة كشف عن هيمنة تيار النفق في هيكل AEC1388 ($Al_{0.24}Ga_{0.76}N$) و من جهة بوابة شوتكي نلاحظ ظهور اثنين من ديود على سطح هيكل KQ031 ($Al_{0.28}Ga_{0.72}N$).

الكلمات المفتاحية: مواد III-V, ديود شوتكي, المحاكاة التحليلية